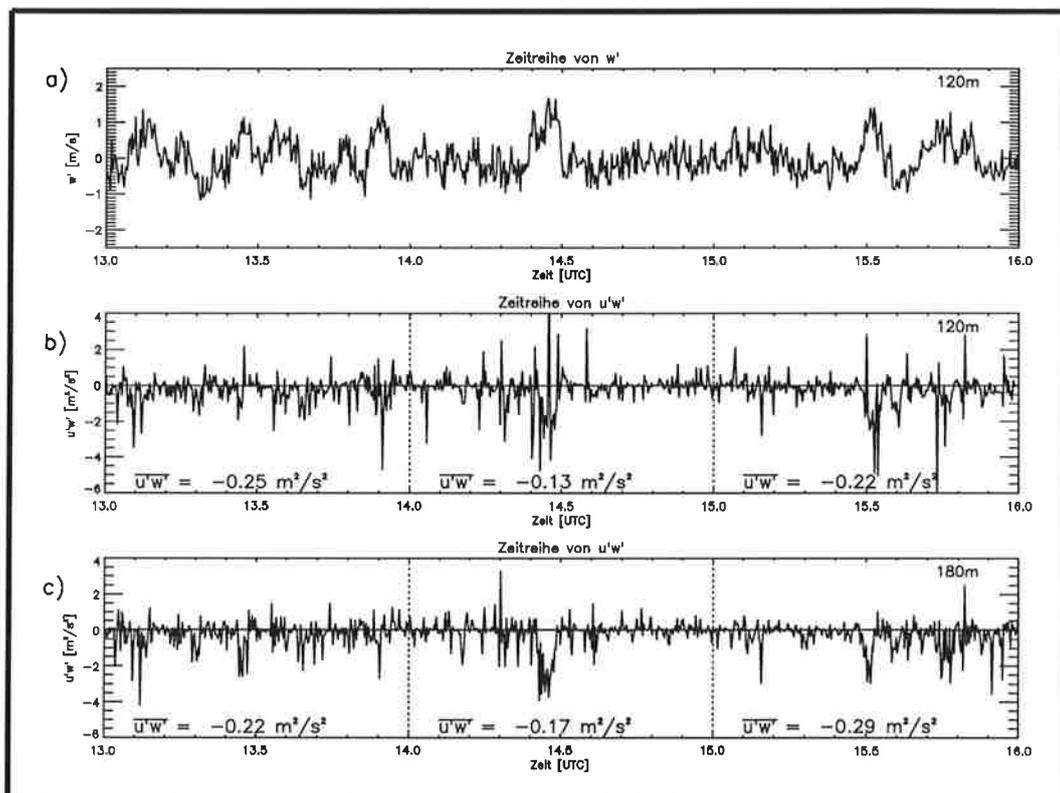




# Max-Planck-Institut für Meteorologie

## EXAMENSARBEIT Nr. 70



### BESTIMMUNG DES TURBULENTEN IMPULSFLUSSES MIT HILFE VON DOPPLER - UND INTERFEROMETRIEMESSUNGEN EINES RADAR-RASS-SYSTEMS

von  
Lutz Hirsch

HAMBURG, März 2000

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Autor:

Lutz Hirsch

Max-Planck-Institut  
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT  
FÜR METEOROLOGIE  
BUNDESSTRASSE 55  
D - 20146 HAMBURG  
GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0  
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298  
E-Mail: <name> @ dkrz.de

ISSN 0938-5177

**Bestimmung des turbulenten Impulsflusses  
mit Hilfe von Doppler- und Interferometriemessungen  
eines Radar-RASS-Systems**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
der Naturwissenschaften im Fachbereich  
Geowissenschaften  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Lutz Hirsch  
aus Hamburg

Hamburg  
2000

angefertigt am  
Max-Planck-Institut für Meteorologie

**ISSN 0938-5177**

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften  
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. Graß  
und Herrn Dr. Peters

Hamburg, den 05. November 1999

Prof. Dr. U. Bismayer  
Dekan des Fachbereiches Geowissenschaften

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Ansätze, mit einem RASS-Windprofiler den turbulenten vertikalen Impulsfluß in der atmosphärischen Grenzschicht zu bestimmen, untersucht.

Der erste Ansatz verwendet hierzu den Standard-Betriebsmodus für RASS-Windprofiler, den Doppler-Beam-Swinging Modus, während der zweite Ansatz eine hier erstmals zu diesem Zweck erprobte Kombination eines RASS-Systems mit dem Interferometrie-Prinzip darstellt.

Im ersten Teil der Arbeit wird gezeigt, daß mit der Doppler-Beam-Swinging-Technik Informationen über den mittleren turbulenten Impulsfluß in der atmosphärischen Grenzschicht abgeleitet werden können. Die Messungen bestätigen die ebenfalls durchgeführte Fehlerabschätzung, nach der der Stichprobenfehler den entscheidenden Fehler der Messung darstellt.

Im zweiten Teil der Arbeit wird gezeigt, daß durch die Kombination der etablierten Meßmethoden Radarinterferometrie und RASS ein an die Anforderungen zur Impulsflußmessung optimal angepaßtes Meßsystem entsteht.

Mit diesem mit den Vorteilen eines Radar-RASS ausgestatteten Meßsystem kann mit hoher zeitlicher Auflösung der Horizontal- und der Vertikalwind in einem relativ kleinen gemeinsamen Meßvolumen bestimmt werden. Es ist daher möglich, mit Hilfe der Eddy-Korrelationsmethode den instantanen Impulsfluß zu bestimmen.

Die in der Arbeit gezeigten Meßbeispiele sind die erste erfolgreiche Fernmessung des instantanen Impulsflusses überhaupt. Es wird gezeigt, daß das System ausreichend sensibel ist, um den Einfluß einzelner Wirbel auf den instantanen Impulsfluß aufzulösen.

Die aus den instantanen Flüßen bestimmten mittleren Flüsse sind mit plausibler Größenordnung durchweg negativ und die abgeleiteten Flußprofile zeigen einen positiven Gradienten, so daß durch eine lineare Interpolation eine Abschätzung für die Höhe der Grenzschicht vorgenommen werden kann.

## Abstract

Within the scope of this thesis two different approaches to derive the turbulent vertical momentumflux using a RASS-windprofiler were examined. The first approach uses the standard operating mode for RASS-windprofiler, the Doppler-Beam-Swinging mode, while the second approach utilizes the combination of RASS and the Interferometry principle which is first ever used for this purpose here.

In the first part of this work it is shown that with the Doppler-Beam-Swinging technique information about the average turbulent momentumflux in the atmospheric boundary layer can be derived. The measurements also confirm the result of an error estimation which showed that the sampling error is the dominating error for this technique.

In the second part it is shown that the combination of radar interferometry and RASS builds a well suited tool for momentumflux measurements.

Equipped with the advantages of a radar-RASS the new system can determine the horizontal and vertical wind with high temporal resolution in a relatively small common measuring volume so that the instantaneous momentumflux can be determined using the eddy-correlation technique.

The measuring examples displayed in this work represent the first successful remote sensing of the instantaneous momentumflux at all. It is demonstrated that the system is sensible enough to resolve the impacts of single eddies on the instantaneous momentumflux.

The averaged fluxes determined from the instantaneous fluxes are all negative and have reasonable magnitudes. The derived flux profiles show a positive gradient so that an estimation of the boundary layer height can be determined by linear interpolation.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>1 Meteorologische Grundlagen</b>	<b>13</b>
1.1 Die atmosphärische Grenzschicht . . . . .	13
1.2 Turbulenz in der atmosphärischen Grenzschicht . . . . .	15
1.3 Impulsfluß . . . . .	17
<b>2 Das Wind- und Temperatur-Radar</b>	<b>21</b>
2.1 Einleitung . . . . .	21
2.2 Rückstreuung elektromagnetischer Wellen an atmosphärischen Brechungsindex-Inhomogenitäten . . . . .	23
2.2.1 Die Rückstreuintensität . . . . .	25
2.3 Das Radar-RASS Prinzip . . . . .	27
2.3.1 Einleitung . . . . .	27
2.3.2 Beschreibung der RASS-Rückstreuung . . . . .	27
2.4 Das FMCW-Prinzip . . . . .	30
2.4.1 Einleitung . . . . .	31
2.4.2 Beschreibung eines einzelnen Sweeps . . . . .	31
2.4.3 Auswertung vieler aufeinanderfolgender Sweeps . . . . .	32
2.4.4 Das Leistungsspektrum . . . . .	34

2.5	Mechanischer und elektronischer Aufbau der verwendeten Radargeräte . . . . .	35
2.5.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	36
2.5.2	Elektronischer Aufbau . . . . .	37
2.5.3	Der Tastbetrieb . . . . .	39
2.6	Die Datenverarbeitung im FFT-Rechner . . . . .	41
2.7	Ein typisches Leistungsspektrum des Wind- und Temperaturreadars . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Bestimmung des vertikalen Impulsflusses mit einem Doppler-Beam-Swinging System</b>	<b>47</b>
3.1	Einleitung . . . . .	47
3.2	Das Meßprinzip . . . . .	48
3.2.1	Zur Verwendung von RASS-Rückstreuungssignalen . . . . .	48
3.2.2	Bestimmung des Impulsflusses aus den gemessenen Radialkomponenten	49
3.2.3	Erfassung des kleinskaligen Beitrages der Turbulenz . . . . .	52
3.2.4	Abschätzung statistischer Fehler . . . . .	53
3.3	Datenaufbereitung . . . . .	56
3.4	Messungen und Grenzen des Verfahrens . . . . .	57
3.4.1	Messungen auf dem Versuchsfeld 'Hungrierer Wolf' . . . . .	57
3.4.2	Zusammenfassung . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Theorie der Interferometrie im Zeitbereich</b>	<b>67</b>
4.1	Einleitung . . . . .	67
4.2	Prinzip der Radarinterferometrie im Zeitbereich . . . . .	67
4.3	Die Full-Correlation-Analysis nach Briggs . . . . .	69
4.3.1	Herleitung der funktionalen Abhängigkeit . . . . .	69
4.3.2	Bestimmung der Parameter A - H aus gemessenen Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen . . . . .	71

4.3.3	Bestimmung der Geschwindigkeit . . . . .	74
4.3.4	Räumliche und zeitliche Eigenschaften der Rückstremuster . . . . .	74
4.3.5	Annahme isometrischer Rückstremuster . . . . .	76
4.3.6	Annahme gaussförmiger Korrelationsfunktionen . . . . .	76
4.4	Radar-Interferometrie Auswertung im Zeitbereich nach Doviak und Holloway	77
<b>5</b>	<b>Interferometrie im Frequenzbereich</b>	<b>81</b>
5.1	Einleitung . . . . .	81
5.2	Das Meßprinzip . . . . .	81
5.3	Die Full-Spectral-Analysis nach Briggs . . . . .	83
5.3.1	Das Leistungsspektrum . . . . .	83
5.3.2	Das Kreuzspektrum . . . . .	84
5.3.3	Die Berechnung der 'true-velocity' . . . . .	86
5.3.4	Implementierung der FSA . . . . .	87
5.3.5	Full-Spectral-Analysis für isometrische Rückstremuster . . . . .	89
5.4	Frequenzbereichsanalyse nach Doviak und Holloway . . . . .	90
5.5	Vergleich der verschiedenen Methoden . . . . .	91
<b>6</b>	<b>Fehlerbetrachtung für den Interferometermodus</b>	<b>97</b>
6.1	Fehler bei der Bestimmung der 'true-velocity' durch eine inhomogene Strömung im Meßvolumen . . . . .	97
6.2	Abschätzung des Fehler durch Vertikalwindscherung im Meßvolumen . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Messungen im Interferometermodus</b>	<b>103</b>
7.1	Vergleich der verschiedenen Algorithmen zur Bestimmung der 'true-velocity'	103
7.1.1	Full-Spectral-Analysis . . . . .	105
7.1.2	Full-Spectral-Analysis für kreisförmige Symmetrie . . . . .	109

7.1.3	Full-Correlation-Analysis . . . . .	112
7.1.4	Full-Correlation-Analysis für kreisförmige Symmetrie . . . . .	114
7.1.5	Diskussion der Unterschiede der Geschwindigkeitsbestimmung . . . . .	115
7.1.6	Vergleich der Windrichtungsbestimmung der einzelnen Methoden . . . . .	118
7.1.7	Vergleich mittlerer Profile . . . . .	119
7.1.8	Betrachtung von weiteren Ergebnissen der Algorithmen . . . . .	120
7.1.9	Zusammenfassung der Vergleichs . . . . .	121
7.2	Versuche den Impulsfluß aus Interferometrieergebnissen abzuleiten . . . . .	122
7.2.1	Impulsflußbestimmungen aus Daten des 08.07.1998 . . . . .	122
7.2.2	Messungen am 06.11.1998 auf Gotland . . . . .	127
7.2.3	Zusammenfassung der Flußbestimmungen aus Interferometriemessungen . . . . .	132
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>138</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>141</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>143</b>

# Einleitung

Die sowohl in der Klimaforschung als auch in der Wettervorhersage eingesetzten Atmosphären-Modelle arbeiten mit immer feiner werdender zeitlicher und räumlicher Auflösung. Trotz dieser Verfeinerung der Auflösung ist es aufgrund der zu großen Anzahl von Freiheitsgraden auch weiterhin notwendig, die Darstellung atmosphärischer Vorgänge in aufgelöste und nicht aufgelöste Skalen zu unterteilen. Dabei wird die übliche Unterteilung in eine mittlere Bewegung und kleinskalige, als Turbulenz bezeichnete, Vorgänge angewendet. Bei Modellen ist die Grenze zwischen diesen Skalen durch den Gitterpunkt Abstand und den Zeitschritt bestimmt. Bei allgemeinen Beschreibungen ist die Definition dieser Grenze einer gewissen Willkür unterworfen. Traditionell wird hier eine Trennung bei Zeitskalen in der Größenordnung einer Stunde vorgenommen, wobei jedoch die traditionelle Begründung für die Wahl dieser Grenze - die spektrale Lücke - kaum der Realität entspricht. Die Auswirkung der nicht aufgelösten Skalen auf die vom Modell aufgelösten Prozesse wird durch sogenannte Schließungsansätze beschrieben, wobei je nach Ansatz eine unterschiedliche Zahl empirischer Konstanten zu bestimmen ist (Parametrisierung).

Trennt man die zu beschreibende atmosphärische Größe in einen 'mittleren' und einen 'turbulenten' Anteil (Reynolds-Zerlegung), so tritt in der Bilanzgleichung für die mittlere Größe ein Term auf, der aus der Divergenz einer Größe besteht, die als turbulenter Fluß bezeichnet wird. Der turbulente Fluß beschreibt den Transport einer Größe aufgrund der turbulenten Bewegungen.

Um das Gleichungssystem für die mittlere Größe zu schließen, wird diese Flußdivergenz als (empirische) Funktion der mittleren Größen dargestellt. Je nach Schließungsansatz enthält diese Funktion Parameter, die in entsprechenden Experimenten ermittelt werden. Das einfachste Beispiel ist die sogenannte Schließung erster Ordnung, in der der turbulente Fluß proportional zum lokalen Gradienten der mittleren Größe gesetzt wird. Die empirisch zu bestimmenden Parameter sind in diesem Fall Proportionalitätskonstanten, die auch als Austauschkoefizienten - oder wegen der formalen Ähnlichkeit mit molekularer Diffusion als turbulente Diffusionskonstanten - bezeichnet werden.

Diese Parametrisierungen basieren für die Grenzschicht zumeist auf Turbulenzexperimenten

über homogenem Gelände. Messungen von Flüssen in der Grenzschicht über inhomogenem Gelände - der häufigsten Geländeform über Land - sind auf wenige kurze Flugzeugkampagnen beschränkt und sind daher von geringer allgemeiner Aussagekraft. Die routinemäßig durchführbaren Impulsflußmessungen am Boden sind, wie auch in dieser Arbeit gezeigt wird, häufig nicht repräsentativ für die Grenzschicht, da sich aufgrund lokaler Eigenschaften des Untergrunds Schichten in Bodennähe bilden können, deren Eigenschaften nicht in die darüber liegenden Schichten extrapoliert werden können. Es ist daher mit den oben angesprochenen Messungen kaum möglich, verlässliche Impulsflußprofile, geschweige denn ihre Gradienten, zu bestimmen. Daher besteht das Interesse, Techniken zu entwickeln, die in der Lage sind, turbulente Flüsse in der Höhe über längere Zeit zu bestimmen, um so die verwendeten Parametrisierungen zu überprüfen bzw. sie regional stärker zu differenzieren.

Außerdem kann das in Bodennähe relativ erfolgreiche Konzept der Austauschkoeffizienten nicht ohne Verifizierung auf die Beschreibung der Strukturen und Flüsse in größeren Höhen der Atmosphäre übertragen werden. Im Gegensatz zu molekularen Diffusionskoeffizienten sind die Austauschkoeffizienten keine Stoffkonstanten, sondern hängen von der mittleren Struktur der Strömung selber ab, wobei diese Abhängigkeit nicht theoretisch begründet und daher auch nicht extrapolierbar ist. Es gibt bisher nur wenige direkte Turbulenzmessungen in größeren Höhen, und diese deuten eher darauf hin, daß die in Bodennähe entwickelten Schließungsansätze nicht übertragbar sind. Messungen der turbulenten Flüsse sowie der mittleren Größe in diesen Höhen wären geeignet, die Übertragbarkeit der Schließungsansätze vom Boden in größere Höhen zu überprüfen.

Eine weitere Motivation für die Entwicklung von Techniken zur Bestimmung turbulenter Flüsse in der Höhe ist durch klimatologische Fragestellungen gegeben. Wenn auch hier im allgemeinen die Bodenflüsse als 'Input' in die Atmosphäre von primärer Bedeutung sind, ist es häufig sinnvoller, die Flüsse nicht in unmittelbarer Bodennähe zu messen. Dort sind diese nämlich oft durch die lokale Beschaffenheit der Oberfläche (Topographie, Vegetation, Landnutzung ...) und die entsprechende Ausbildung interner Grenzschichten geprägt. Damit kann aus diesen Messungen nur schwer auf repräsentative Flächenmittelwerte geschlossen werden (upscaling). Je höher der Meßort ist, desto größer ist der den turbulenten Fluß bestimmende Bereich der Oberfläche (Footprint). Bei der Ableitung von Bodenflüssen sind dann zwar Gradienten der Flußprofils zu berücksichtigen, die nur durch Extrapolation bzw; geeignete Modellvorstellungen abgeschätzt werden können. Es spricht jedoch einiges dafür, daß diese Vorgehensweise mit geringeren systematischen Fehlern als die bodennahe Messung verbunden sein könnte.

Mit einem vertikal blickenden Radar sind solche Messungen im Prinzip möglich, da gleichzeitig und kontinuierlich in einer Vielzahl von Höhenstufen Messungen durchgeführt werden können. Insbesondere können diese Messungen über lange Zeit durchgeführt werden, so daß die für Parametrisierungen und klimatische Statistiken notwendige Signifikanz erreicht wer-

den kann. Aus den so bestimmten Profilen des vertikalen Impulsflusses kann dann auch dessen Gradient abgeleitet werden. Damit stünden direkte Messungen zur Überprüfung der in Modellen verwendeten Parametrisierungen des Impulsflußgradienten zur Verfügung.

Inhalt dieser Arbeit ist es, die Möglichkeiten und Beschränkungen der Impulsflußmessung mit einem vertikal blickenden Radar-RASS-System zu betrachten. Radar-RASS-Systeme eignen sich im besonderen Maße für zeitlich hochaufgelöste Messungen, wie sie für die Bestimmung turbulenter Größen benötigt werden. Sie nutzen im Gegensatz zu einfachen Radar-Systemen nicht die statistisch vorhandene Rückstreuung an natürlichen Brechungsindexschwankungen aus, sondern das deterministische an vom System selbst erzeugten Schallwellen zurückgestreute Signal. Desweiteren sind RASS-Systeme unempfindlich gegenüber Störsignalen von festen Zielen wie dem Boden, Häusern oder Bäumen, die aufgrund der realen Strahlcharakteristik unvermeidlich sind.

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Betriebsarten von Radar-RASS-Systemen auf ihre Möglichkeiten bei der Bestimmung des vertikalen Impulsflusses untersucht.

Die erste dieser Betriebsarten ist die Standardbetriebsart des Radar-RASS-Systems. Bei diesem, Doppler-Beam-Swinging genannten Modus wird der Strahl elektronisch um einen festen Neigungswinkel in vier verschiedene Azimut-Richtungen geschwenkt. Je zwei dieser Azimut-Richtungen liegen in einer von zwei zueinander orthogonalen Ebenen. Zusammen mit der vertikalen Strahlrichtung kann mit dieser Strahlanordnung im Standardbetrieb der mittlere Windvektor in den unterschiedlichen Höhenstufen bestimmt werden. Für die Impulsflußmessungen werden nur die Signale aus den geeigneten Strahlrichtungen verwendet. Aus der Differenz der Varianzen der Radialkomponenten aus je einer Schwenkebene kann die mittlere Impulsflußkomponente parallel zu dieser Ebene bestimmt werden.

Erste Impulsflußmessungen mit einem Radar in der atmosphärischen Grenzschicht unter Verwendung dieser Methode wurden bereits 1993 veröffentlicht (Vincent und Reid, 1983), Peters und Kirtzel (1994) führten erstmalig Impulsflußmessungen mit einem Radar-RASS-System durch. In dieser Arbeit sollen nun mit einem technisch stark verbesserten System die Möglichkeiten und Grenzen der Methode aufgezeigt werden.

Bei der zweiten Betriebsart handelt es sich um die Kombination zweier bekannter Meßprinzipien der atmosphärischen Fernerkundung zu einer neuen Meßmethode. Es werden hier die RASS-Rückstreusignale von vier Empfängern aufgezeichnet und nach dem Prinzip der Radarinterferometrie ausgewertet. Dabei wird die Vertikalwindkomponente aus der Dopplerinformation des Rückstreusignals und die Horizontalwindkomponente aus Korrelationsanalysen der Signale in den vier Empfängern gewonnen. Es handelt sich also im Gegensatz zum Doppler-Beam-Swinging Modus um eine direkte, zeitlich hochaufgelöste Bestimmung von Horizontal- und Vertikalwindkomponente. Durch die sogenannte Eddy-Korrelations-Methode können aus diesen Zeitreihen die instantanen Impulsflußkomponenten und durch

eine nachfolgende Mittelung der mittlere Impulsfluß berechnet werden.

Im Rahmen der Einführung der Prinzipien der Radarinterferometrie wird gezeigt, daß einfache Korrelationstechniken, die die Veränderung der rückstreuenden Strukturen im Meßvolumen unberücksichtigt lassen, zu einer systematisch stark fehlerhaften Bestimmung der Horizontalwindgeschwindigkeit führen würden. Es existiert in der Literatur eine Vielzahl von Herleitungen für Auswertalgorithmen, die diese Veränderungen der Rückstreustrukturen berücksichtigt und zu einer nicht beeinflussten Bestimmung des Horizontalwindes führen. Diese Algorithmen basieren auf unterschiedlichsten Beschreibungen der Interferenzmuster des gestreuten Feldes am Boden oder der Strukturen im Streuvolumen und der Analyse der Empfangssignale, teils im Zeitbereich und teils im Frequenzbereich. In dieser Arbeit werden sowohl Äquivalenzen zwischen Algorithmen in jeweils einem der beiden Bereiche, als auch Fourieräquivalenzen zwischen Zeit- und Frequenzbereich aufgezeigt.

Weiterhin werden die einzelnen Algorithmen miteinander verglichen und ein für das verwendete System optimaler Algorithmus ausgewählt. Insbesondere wird der entscheidende Fehler bei der Bestimmung von Horizontalwindvarianzen abgeschätzt. Es kann so begründet werden, daß die Bestimmung von Horizontalwindvarianzen mit der Interferometrie, bei einer zeitlichen Auflösung deutlich unter einer Minute, nicht mit ausreichender Genauigkeit vorgenommen werden kann. Trotz dieser Beschränkung kann gezeigt werden, daß mit der Eddy-Korrelations-Methode plausible Impulsflüsse und Impulsflußprofile bestimmt werden können.

# Kapitel 1

## Meteorologische Grundlagen

### 1.1 Die atmosphärische Grenzschicht

Die Atmosphäre der Erde wird in verschiedene Schichten eingeteilt, von denen die unterste durch eine meist markante Diskontinuitätsschicht, der 'Tropopause', von den darüber liegenden Schichten getrennt ist. Die unterste dieser Schichten hat in den mittleren Breiten eine Mächtigkeit von ungefähr 10 km und wird als Troposphäre bezeichnet. In der Troposphäre laufen die Vorgänge ab, die allgemein als Wetter bezeichnet werden.

Die Troposphäre wird üblicherweise in mindestens zwei Schichten eingeteilt. Man unterscheidet die vom Erdboden beeinflusste Grenzschicht und die darüber liegende freie Atmosphäre. Es existiert eine Reihe unterschiedlicher Ansätze zur Definition dieser Schichten, wobei jeweils andere Kriterien in den Mittelpunkt gestellt werden. Die verschiedenen Definitionen führen im Einzelfall zu durchaus unterschiedlichen Schichtgrenzen, so daß man nicht von einer allgemeingültigen Definition sprechen kann. Bei Stull (1991) findet sich als Definition der atmosphärischen Grenzschicht folgendes: *[Wir] definieren die Grenzschicht als den Teil der Troposphäre, der direkt von der Anwesenheit des Erdbodens beeinflusst ist und auf den Antrieb des Erdbodens auf einer Zeitskala von ungefähr einer Stunde oder weniger reagiert.* Diese Grenzschicht hat eine Dicke von wenigen hundert Metern bis zu einigen Kilometern. Die Unterschiede in der Ausdehnung der Grenzschicht sowie anderer Eigenschaften werden verursacht durch Unterschiede in Art und Intensität der Wechselwirkung der Atmosphäre mit dem Erdboden. Der Antrieb durch den Erdboden wird zu einem großen Teil ausgelöst durch dessen Eigenschaft bis zu 90% der eingestrahnten solaren Energie zu absorbieren, während nur ein geringer Teil dieser Energie direkt von der Grenzschicht aufgenommen wird. Der Boden verändert seine Temperatur als Reaktion auf die Einstrahlung, wodurch turbulente Transporte in Form von sensibler und latenter Wärme angeregt werden. Neben der kurz- und langwelligen Strahlung sind die turbulenten Transportprozesse ener-

getisch am wichtigsten. Ihre vertikale Struktur kann auch zu einer alternativen Definition der Grenzschicht verwendet werden.

Eine weitere entscheidende Wechselwirkung mit dem Erdboden findet in Form von Reibung der Strömung am Boden statt. Die Struktur der Grenzschicht wird somit durch die Kombination des turbulenten Impulsflusses mit den sensiblen und latenten Energieflüssen bestimmt. Die Vorgänge in der kontinentalen Grenzschicht zeigen daher einen ausgeprägten Tagesgang, wodurch sie sich von denen in der freien Atmosphäre und in der maritimen Grenzschicht unterscheiden, welche kaum einen Tagesgang zeigen.

Dieser Tagesgang läßt sich in idealisierter Form für eine Hochdruckzone über Land wie folgt darstellen. Nach Sonnenaufgang wird mit zunehmender Erwärmung des Erdbodens eine zunächst langsam, dann rasch wachsende Schicht mit stark ausgeprägter Turbulenzintensität gebildet, die ihre größte Ausdehnung bald nach der Mittagszeit erreicht. Man bezeichnet diese Schicht als konvektive Mischungsschicht. Am Abend bleibt diese Schicht bis kurz vor Sonnenuntergang erhalten. Mit nachlassender solarer Einstrahlung bricht dann die Turbulenz zusammen, und es bildet sich aufgrund der raschen Abkühlung des Erdbodens eine stabile Schicht, die bis zum Ende der Nacht den unteren Teil der Grenzschicht erfüllt, während sich darüber eine noch schwach turbulente Schicht befindet, die aus der ehemaligen konvektiven Mischungsschicht hervorgegangen ist und als Restschicht bezeichnet wird.

Die Mischungsschicht bildet sich in den meisten Fällen aufgrund von Konvektion. Dabei wirken sowohl der durch solare Einstrahlung erwärmte Boden als auch die Einmischung warmer Luft von der Oberkante der Grenzschicht als Wärmequellen. Die Oberkante der Mischungsschicht bzw. der Grenzschicht im Allgemeinen ist der Bereich, in dem ein Austausch zwischen Grenzschicht und freier Atmosphäre stattfindet. Dieser Bereich wird als Entrainment-Zone bezeichnet. Trotz der in der Entrainment-Zone stattfindenden Einmischung in die Grenzschicht, wirkt diese aufgrund ihrer stabilen Schichtung meist als Obergrenze der sich entwickelnden Turbulenz. Die ausgebildete Mischungsschicht zeichnet sich durch eine vertikale Durchmischung der atmosphärischen Parameter wie Temperatur, Feuchtigkeit oder Impuls aus.

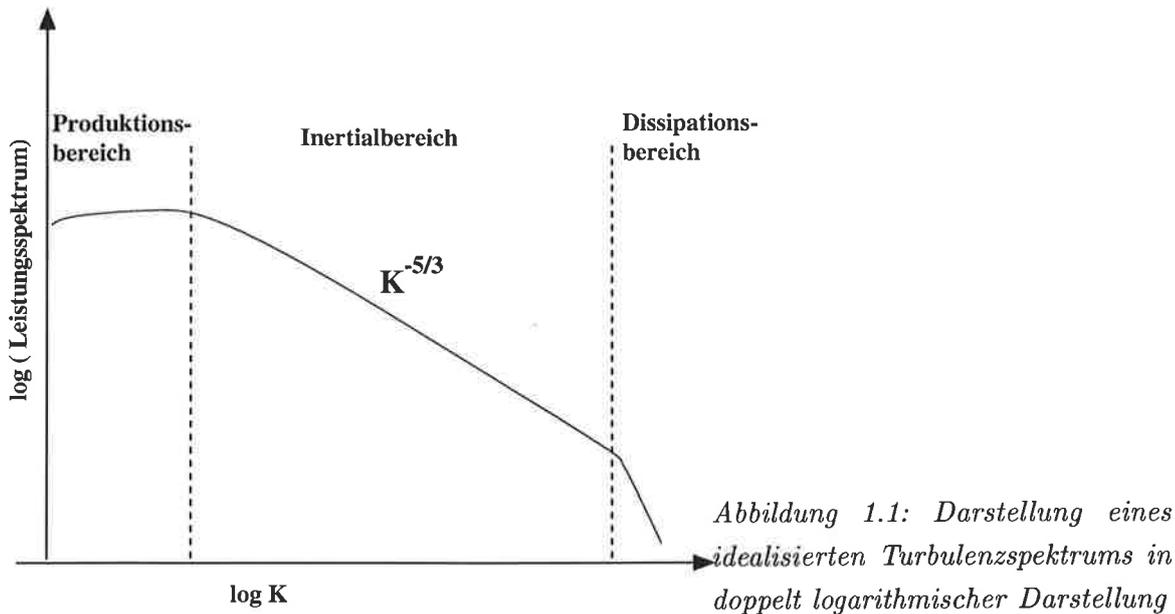
Die sich im Laufe der Nacht in Bodennähe ausbildende stabile Schicht zeichnet sich durch eine schwache, nur sporadische Turbulenz aus, welche durch Scherungseffekte hervorgerufen wird. Alle turbulenten Flüsse haben aufgrund der unterdrückten Turbulenz wesentlich kleinere Beträge als am Tage. Für den Energieaustausch ist die Strahlung dominierend.

## 1.2 Turbulenz in der atmosphärischen Grenzschicht

Turbulenz entsteht in einem Strömungsfeld, wenn die auftretenden Trägheitskräfte groß sind im Vergleich zu den Kräften der viskosen Reibung. In der atmosphärischen Grenzschicht treten solche Kräfte durch Konvektion oder Windscherungen auf. Die entstehende Turbulenz kann durch eine Überlagerung von 'Eddies' genannten Wirbeln verschiedener Größen beschrieben werden. Die größten dieser Wirbel haben Durchmesser in der Größenordnung der vertikalen Ausdehnung der Grenzschicht, die kleinsten vorkommenden Wirbel haben Durchmesser von wenigen Millimetern und werden durch viskose Reibung in Wärme umgewandelt. Eine genauere Diskussion der verschiedenen Skalen und ihrer Bedeutung folgt in Form einer spektralen Betrachtung.

Um den Zustand einer turbulenten Grenzschicht mit Hilfe von Messungen zu beschreiben, wäre eine Vielzahl instantaner Messungen in einem größeren Gebiet nötig. Da dies meist nicht realisierbar ist, schlug G. I. Taylor vor, für spezielle Situationen die Turbulenz als 'eingefroren' anzusehen und auszunutzen, daß die turbulenten Strukturen vom mittleren Wind an einem ortsfesten Sensor vorbeitransportiert werden. Mit Hilfe dieser Annahme können die mit einem ortsfesten Sensor gewonnenen Zeitreihen turbulenter Größen in die entsprechenden räumlichen Messungen transformiert werden. Die Annahme eingefrorener Turbulenz ist nur dann sinnvoll, wenn die Veränderungen der Eddies auf Zeitskalen stattfinden, die klein sind gegenüber den Zeitskalen, in denen ein solcher Wirbel an dem Meßgerät vorbeitransportiert wird.

Messungen mit einem oder mehreren ortsfesten Sensoren sind über einen längeren Zeitraum möglich und damit auch der spektralen Analyse zugänglich. Gemessene Spektren atmosphärischer Größen beschreiben typisch Variationen über mehrere Größenordnungen der Frequenz. Eine Trennung von Skalen, die einer mittleren Strömung zugeordnet werden und solchen, die als Turbulenz betrachtet werden, ist zunächst willkürlich. Sie resultiert aus einer Analogie zur Trennung der Molekularbewegungen in einem Fluid als mikroskopische Eigenschaften und den makroskopischen Eigenschaften wie Viskosität, Temperatur und anderen, bei der die Skalen deutlich voneinander getrennt sind. Bei atmosphärischen Größen wird eine solche Trennung der Skalen nur in Sonderfällen beobachtet. Historisch führte eine solche Beobachtung zur Beschreibung der sogenannten 'spektralen Lücke' (van der Hoven, 1957), die jedoch kaum reproduziert werden konnte. Da jedoch die üblichen Beschreibungen atmosphärischer Bewegungen zwischen mittleren und turbulenten Größen unterscheiden, ist es notwendig, eine solche Trennung der Skalen vorzunehmen. Dies wird in dieser Arbeit dadurch erleichtert, daß entweder der Vertikalwind oder Korrelationen mit diesem betrachtet werden. Die Variationen des Vertikalwindes sind jedoch im Gegensatz zu anderen atmosphärischen Größen auf Perioden beschränkt, die mit dem Quotienten aus Grenzschichthöhe und der 'konvektiven Geschwindigkeit Skala' skalieren. Diese größte Pe-



riode der Vertikalwindvariationen ist in der Größenordnung von 30 Minuten. Diese Grenze zwischen mittleren und turbulenten Bewegungen wird dann auch auf andere atmosphärische Größen übertragen.

Hiermit ist eine Separation von turbulentem Anteil und mittlerer Strömung bei einer Zeitreihe z.B. einer Windmessung möglich. Durch das Bilden eines gleitenden Mittelwertes über etwa eine halbe bis eine Stunde kann z.B. die Messung der Hauptwindkomponente  $U$  zerlegt werden in den Mittelwert  $\bar{U}$  und den turbulenten Anteil  $u'$ .

$$U = \bar{U} + u' \quad (1.1)$$

Man erhält so eine Zeitreihe der turbulenten Variationen  $u'$ . Durch die Betrachtung des Spektrums einer solchen Turbulenzzeitreihe lassen sich die Skalen der die Turbulenz ausmachenden Eddies in verschiedene Bereiche einteilen. Nach Kolmogorov (1941) hat ein solches Spektrum die idealisierte Form wie in Abbildung 1.1 dargestellt.

Man unterscheidet drei spektrale Bereiche, den Produktionsbereich, den Inertialbereich und den Dissipationbereich. Durch Konvektion und Scherung werden im Produktionsbereich Turbulenzelemente erzeugt, die im Inertialbereich in immer kleiner werdende Elemente zerfallen, bis sie im Dissipationbereich aufgrund viskoser Reibung in Wärme umgewandelt werden. Aus Dimensionsbetrachtungen (Ähnlichkeitstheorie) läßt sich der funktionale Zusammenhang für das Spektrum im Inertialbereich herleiten. Man findet den Zusammenhang  $S(f) \propto f^{-5/3}$ , wobei  $f$  die Frequenz und  $S(f)$  das Spektrum in Abhängigkeit von der Frequenz bezeichnet. In einer doppelt logarithmischen Darstellung folgt das Spektrum also einer Geraden mit der Steigung  $-5/3$ .

Im Produktionsbereich ist die relative spektrale Intensität konstant, während sie im Dissipationbereich stärker als  $f^{(-5/3)}$  abfällt. Das Auffinden eines Bereiches mit dem funktionalen Zusammenhang des Inertialbereiches und dessen Ausdehnung auf der Frequenzachse ist eine häufig verwendete Methode, die Qualität von Turbulenzmessungen zu beurteilen. Gerade Fernerkundungsmessungen sind häufig nicht zeitlich ausreichend hoch aufgelöst, um das Turbulenzspektrum bis in den Dissipationbereich hinein aufzulösen. Vielmehr folgen diese gemessenen Turbulenzspektren im hochfrequenten Bereich dem funktionalen Zusammenhang des Inertialbereichs nur bis zu einer Grenzfrequenz. Für Frequenzen oberhalb dieser Grenzfrequenz ist dann nur noch hochfrequentes Rauschen im Spektrum zu erkennen. Diese so bestimmte Grenzfrequenz kann als ein Maß für die realistische maximale zeitliche Auflösung der Messung angesehen werden.

### 1.3 Impulsfluß

Allgemein ist der Fluß einer Größe definiert als deren Transport durch eine Flächeneinheit pro Zeiteinheit. Größen, deren Fluß betrachtet werden sollen, können sowohl Skalare als auch Vektoren sein. In dieser Arbeit wird der turbulente Transport von Impuls und die Messung dieses Transportes genauer betrachtet. Meteorologisch sind weiterhin auch die Flüsse von z.B. Wärme, Masse, Feuchtigkeit und Beimengungen von Bedeutung.

Da Größen wie Impuls oder Wärme der direkten Messung nicht oder nur schwierig zugänglich sind, Größen wie Windgeschwindigkeit oder Temperatur aber sehr wohl, wird von Flüssen meist die **kinematische Form** betrachtet, die als Quotient aus dem oben eingeführten Fluß und der Luftdichte bzw. der spezifischen Wärmekapazität definiert sind. In der kinematischen Form wird der Ausdruck für den vertikalen Impulsfluß zum Produkt aus Vertikalgeschwindigkeit und Horizontalgeschwindigkeit und hat damit die Einheit  $[m^2/s^2]$ . Man betrachtet den Impulsfluß entweder als vertikalen Transport des Impulsbetrages  $MW$  oder komponentenweise als  $UW$  und  $VW$ , wobei wiederum  $M$  der Betrag der Horizontalwindgeschwindigkeit,  $U$  und  $V$  deren Komponenten und  $W$  die Vertikalgeschwindigkeit bezeichnen.

Flüsse können genauso wie die Variationen der transportierten Größen in einen mittleren und einen turbulenten Teil aufgespalten werden. Mittlere vertikale Flüsse verschwinden für gewöhnlich, da der mittlere Vertikalwind in den meisten Fällen in der Grenzschicht ebenfalls verschwindet  $\overline{W} = 0$ . Hier sollen im weiteren nur die turbulenten Flüsse, insbesondere der turbulente vertikale Fluß von horizontalem Impuls betrachtet werden. Beschreibt man diesen Fluß getrennt für die beiden Komponenten  $U$  und  $V$  des Horizontalwindes, so bezeichnen die beiden Produkte  $u'w'$  und  $v'w'$  ihre kinematische Form.

Diese Produkte beschreiben jedoch den kaum aussagekräftigen 'instantanen Impulsfluß', wie

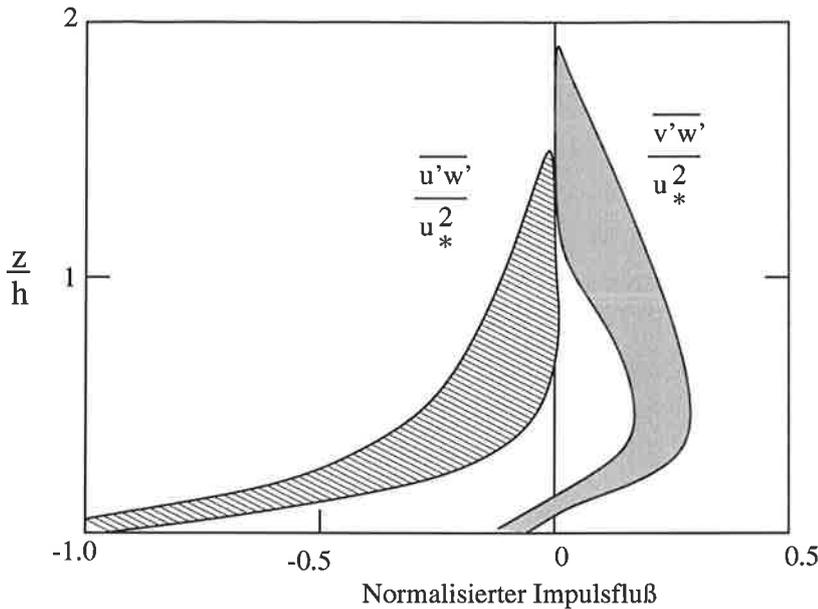


Abbildung 1.2: Darstellung der idealisierten Profile der beiden Komponenten des normalisierten vertikalen Impulsflusses, basierend auf Large-Eddy Simulationen. Dabei ist  $h$  die Höhe ( $\approx 2$  km), in der  $\bar{V} = 0$ . nach (Stull, 1991)

er aus den Messungen eines ortsfesten Sensors an einem Punkt zu einem Zeitpunkt durch einfache Multiplikation der gestrichenen Größen berechnet werden könnte. Einen für den Zustand der Grenzschicht repräsentativen Wert liefert erst die Mittelung über typisch eine halbe bis eine Stunde. Die so bestimmten zeitlichen Mittelwerte können unter Verwendung der Taylor-Hypothese als Schätzung für Ensemble-Mittelwerte betrachtet werden.

Stull (1991) zeigt, daß sich eine typische Zeitreihe eines instantanen Flusses aus mit großer Häufigkeit vorkommenden kleinen Beträgen zusammensetzt. Nur kurzzeitig treten deutlich größere Beträge auf, die auf einzelne große Wirbel zurückzuführen sind. Die Häufigkeit dieser Extremwerte ist von der Turbulenzintensität und dem mittleren Horizontalwind abhängig. Bei der Mittelwertbildung tragen diese wenigen Extremwerte häufig entscheidend zum Mittelwert bei.

Hieraus ergibt sich die meßtechnische Schwierigkeit, fehlerhafte Meßwerte von realen Extremwerten zu trennen. Bei der Verwendung der Eddy-Korrelations-Methode ist es daher sinnvoll, bereits ein Bereinigung der Zeitreihen der das Produkt bildenden Variablen vorzunehmen, da vor der Produktbildung Ausreißer sicherer zu identifizieren sind. Ein Vorteil der Eddy-Korrelations-Methode ist, daß die Kovarianz der einzelnen Variablen gebildet wird, weil dabei nicht-korrelierte statistische Fehler der einzelnen Messungen keinen statistischen Fehler im Ergebnis verursachen.

Da der ruhende Erdboden eine Senke für den horizontalen Impuls darstellt, werden über-

wiegend langsamere Luftpakete nach oben und schnellere nach unten transportiert, womit die Komponente des vertikalen Impulsflusses entlang der Hauptwindrichtung  $u'w'$  negativ sein muß.

Abbildung 1.2 zeigt idealisierte Profile des normalisierten vertikalen Impulsflusses nach Stull (1991) für neutrale Schichtung.

Um die Bedeutung des vertikalen Impulsflusses für die Beschreibung allein der mittleren Größen in einer turbulenten Strömung zu verdeutlichen, soll hier die stark vereinfachte Form der Impuls-Bilanzgleichung für horizontale Homogenität betrachtet werden.

$$\frac{d\bar{U}}{dt} = -f_c (\bar{V}_g - \bar{V}) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (1.2)$$

Außer mittleren Größen und ihren Ableitungen geht mit dem letzten Term auf der rechten Seite in dieser einfachen Prognosegleichung für die mittlere Hauptwindkomponente auch der Gradient des vertikalen Impulsflusses ein. Von seiner Größenordnung ist der Term vergleichbar oder sogar größer als die anderen Terme dieser Gleichung (Stull, 1991). Hierdurch wird deutlich, daß die Gradienten turbulenter Flüsse eine entscheidende Rolle für die Dynamik einer turbulenten Grenzschicht spielen.



## Kapitel 2

# Das Wind- und Temperatur-Radar

### 2.1 Einleitung

Die Bezeichnung Radar ist ein aus dem Englischen stammendes Akronym für 'Radio Detecting And Ranging' und beschreibt allgemein ein mit elektromagnetischen Wellen im Meter- bis Millimeterbereich arbeitendes Ortungssystem zur Erfassung, Ortsbestimmung und Feststellung des Bewegungszustandes von Objekten (Baur, 1985).

Obwohl der Begriff Radar erst zu Beginn der 40er Jahre von Taylor und Furth vorgeschlagen und zu einem offiziellen Akronym wurde, ist die Geschichte der Radarentwicklung bis zur Jahrhundertwende zurückzuverfolgen (Doviak und Zrnica, 1993). Die ersten Anwendungen aus dem Bereich meteorologischer Erscheinungen lassen sich zurückverfolgen bis 1935, als Colwell und Friend mit einem vertikal blickenden Radar Echos von Schichten in 5 km Höhen erkennen konnten, die, wie später gezeigt wurde, offensichtlich von Luftmassengrenzen reflektiert wurden. In der Mitte der 40er Jahre beschäftigte sich Ryde erstmalig mit Rückstreusignalen von Niederschlagsereignissen. Nach dem 2. Weltkrieg begann die rasche Entwicklung der Radartechnik und damit der vielfältigen Anwendungen auch im meteorologischen Bereich.

Prinzipiell ist bei meteorologischen Radarsystemen zwischen den ausschließlich vertikal blickenden Geräten, den sogenannten Profilern und den in der Horizontalen blickenden, sich meist im Vollkreis drehenden, Systemen zu unterscheiden. Letztere werden üblicherweise als Wetterradars bezeichnet und werden z.B. zur Kurzfrist-Wettervorhersage verwendet. Diese Systeme sind weltweit verbreitet, mehrere davon arbeiten operationell in der Bundesrepublik. Diese Systeme werden meistens verwendet, um Niederschlagsgebiete zu erkennen und deren Niederschlagsintensität zu bestimmen. Horizontal blickende Dopplerradars sind außerdem in der Lage, bei günstigen Rückstreubedingungen das mittlere Windfeld in dem überstrichenen Gebiet zu bestimmen.

Im weiteren werden nur noch vertikal blickende Profiler betrachtet. In der meteorologischen Anwendung hat sich in den letzten 40 Jahren eine große Vielfalt verschiedener Radarprofiler mit unterschiedlichen Zielsetzungen entwickelt.

Die einzelnen Systeme unterscheiden sich sowohl in der über mehrere Größenordnungen variierenden Frequenz als auch in dem zur Erzeugung eines Empfangssignals ausgenutzten Streumechanismus.

Grundsätzlich lassen sich drei verschiedene Streumechanismen unterscheiden:

- **Streuung an Hydrometeoren**

Je nach verwendeter Wellenlänge  $\lambda_0$  handelt es sich hier um Rayleigh- oder Miestreuung an Regentropfen, Hagel, Schnee oder auch an Wolkentröpfchen. Im Bereich der Rayleigh-Streuung, d.h. wenn die Wellenlänge groß ist gegen die typische Abmessung der Hydrometeore  $a_{hyd}$ , ist der Rückstreuquerschnitt proportional  $\lambda_0^{-4}$ . Zur Bestimmung von Niederschlag werden daher gerne höhere Frequenzen verwendet. Nähert sich die Wellenlänge der Größenordnung der Streukörper, so muß die Beschreibung der Rückstreuung durch die Rayleightheorie durch die Mietheorie ersetzt werden, wie z.B. Andersson (1997) für die Niederschlagsmessung mit einem 10- und einem 24-GHz Radar zeigt. In dem Frequenzbereich, in dem Wellenlänge und Abmessung der Streukörper vergleichbar werden  $\lambda_0 \approx a_{hyd}$ , oszilliert der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Frequenz um den geometrischen Querschnitt der Hydrometeore.

Anwendungsbeispiele sind hier Regenradars zur Bestimmung von Niederschlagsraten und Flüssigwassergehalt im Zentimeter- bis Millimeterbereich oder Wolkenradars im Millimeterwellenbereich. Dabei wird bei Regenradars aus den Dopplerspektren auf den Flüssigwassergehalt bzw. auf die Niederschlagsmenge geschlossen. Bei Wolkenradars wird versucht, mit Hilfe der Information über Rückstreuintensität und Dopplergeschwindigkeit Informationen über die Wolkenphysik zu gewinnen.

- **Clear-Air-Streuung**

Auch in einer von Hydrometeoren freien Atmosphäre findet Rückstreuung statt. Hierbei handelt es sich im Dezimeter- bis Zentimeterwellen-Bereich um Bragg-Streuung an zufälligen Brechungsindexschwankungen, die sich durch Turbulenz in Gradienten der Luftfeuchte und der potentiellen Temperatur ausbilden. Die Rückstreuleistung ist im Inertialbereich der Turbulenz proportional zu  $\lambda_0^{-1/3}$  und der Turbulenzintensität. Außerhalb des Inertialbereiches, im Dissipationbereich, fällt die Rückstreuleistung gegenüber der im Inertialbereich schlagartig ab. Es hängt von den meteorologischen Bedingungen ab, ob sich die Wellenlänge der die Braggbedingung erfüllenden Brechungsindexschwankungen in Inertialbereich oder im Dissipationbereich befinden.

Da die Brechungsindexstrukturen von der Strömung der Atmosphäre mitbewegt werden, kann mit einem Dopplerradar die Radialkomponente der Strömung bestimmt

werden. Die Clear-Air-Streuung wird daher zur Bestimmung des mittleren Windvektors und zur Ableitung turbulenter Parameter benutzt.

- **RASS-Streuung**

Durch das Aussenden von Schallwellen ist es ebenfalls möglich, Dichteschwankungen und damit Brechungsindexschwankungen in der Atmosphäre zu erzeugen. In diesem Fall kommt es zu Bragg-Streuung von elektromagnetischen Wellen an den künstlich erzeugten Brechungsindexschwankungen.

Üblicherweise werden aus RASS-Rückstreusignalen Temperaturprofile abgeleitet. Dazu wird ausgenutzt, daß die Schallgeschwindigkeit eine Funktion der Temperatur ist. Der Schall wird aber auch vom Wind mittransportiert, wodurch die radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls verändert wird. Es kann also auch aus den RASS-Rückstreusignalen der mittlere Windvektor oder turbulente Parameter abgeleitet werden. Diese beiden Anwendungen sind Inhalt dieser Arbeit.

Im folgenden Abschnitt wird die Streuung elektromagnetischer Wellen an atmosphärischen Brechungsindex-Inhomogenitäten, wie sie sowohl für Clear-Air- als auch für RASS-Streuung gültig ist, beschrieben. Im darauf folgenden Abschnitt wird speziell auf die Streuung an Schallwellen als Spezialfall der Brechungsindex-Inhomogenitäten eingegangen. In einem weiteren Abschnitt wird das FMCW-Prinzip, das bei den in dieser Arbeit verwendeten Radars angewendet wird, beschrieben. Danach werden technische Details der verwendeten Systeme, daß heißt der mechanische und elektronische Aufbau, die Signalverarbeitung, sowie die Höhengewichtung durch den Tastbetrieb beschrieben.

## 2.2 Rückstreuung elektromagnetischer Wellen an atmosphärischen Brechungsindex-Inhomogenitäten

In diesem Abschnitt wird die Streuung elektromagnetischer Wellen an Inhomogenitäten des Brechungsindex in der Atmosphäre beschrieben. Es existiert zu diesem Thema eine Vielzahl von Herleitungen (Tatarskii, 1961), (Ottersten, 1969), (Bauer, 1992). Die hier gegebene Beschreibung folgt hauptsächlich der anschaulichen Darstellung von Doviak und Zrnic (1993).

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen findet man für ein Medium konstanter magnetischer Permeabilität  $\mu_0$  und einer sich im Vergleich zu den Änderungen des Feldes langsam ändernden elektrischen Permittivität  $\epsilon(\vec{r}, t)$  die Wellengleichung:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\nabla \left( \vec{E} \vec{\nabla} \ln \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) \quad (2.1)$$

$\vec{E}$  bezeichnet das elektrische Feld und  $\vec{r}$  einen Ortsvektor. Um eine Lösung dieser Wellengleichung zu finden, drückt man die elektrische Permittivität aus als Summe aus dem Ensemblemittelwert  $\epsilon_a$  und kleinen Schwankungen  $\Delta\epsilon$ , die z.B. durch atmosphärische Turbulenz entstehen  $\epsilon/\epsilon_0 = \epsilon_a/\epsilon_0 + \Delta\epsilon/\epsilon_0$  oder ausgedrückt durch den Brechungsindex:

$$n^2 = n_a^2 + 2n_a\Delta n = \epsilon_a/\epsilon_0 + \Delta\epsilon/\epsilon_0 \quad (2.2)$$

Hier ist  $\Delta n$ , für  $\Delta n \ll n_a$  die Abweichung des Brechungsindex von seinem Mittelwert  $n_a$ . Die Fluktuation des Brechungsindex  $\Delta n$  entstehen durch turbulente Verschiebung von Luftpaketen an Gradienten von Temperatur und Luftfeuchte. Der Lösungsansatz hat die Form

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 \quad , \quad (2.3)$$

wobei  $\vec{E}_0$  die Lösung für  $\Delta n = 0$  ist. Ferner wird angenommen, daß es sich bei  $\vec{E}_0$  um eine harmonische Schwingung der Form

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{i\omega_0 t} \quad (2.4)$$

mit der Sende-Kreisfrequenz  $\omega_0 \equiv k_0 c$  handelt. Diese Annahme ist jedoch nur für  $\vec{E}_0$  gültig. Aufgrund der zeitlichen Variation von  $\Delta n(\vec{r}, t)$  entsteht ein Streufeld  $\vec{E}_1$ , das nicht durch eine einfache harmonische Schwingung beschrieben werden kann. Mit der weiteren Annahme, daß die zeitlichen Variationen von Phase und Amplitude von  $\vec{E}_1$  klein sind gegen die Sendefrequenz, erhält man eine Differentialgleichung als Lösung erster Ordnung für die Felder, die an Irregularitäten in einem ansonsten sich langsam ändernden Medium gestreut werden.

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}_1 + k_0^2 \vec{E}_1 = -2k_0^2 n_a^2 \left( \frac{\Delta n}{n_a} \right) \vec{E}_0 - 2\vec{\nabla} \left[ \vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{\Delta n}{n_a} \right) \right] \quad (2.5)$$

Die Gleichung läßt sich für die hier betrachtete Anwendung weiter vereinfachen, in der Troposphäre gilt  $n_a \approx 1$ . Weiter liefert der zweite Term auf der rechten Seite  $2\vec{\nabla} \left[ \vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{\Delta n}{n_a} \right) \right]$  nach Tatarskii (1971) keinen Beitrag, wenn Sender und Empfänger an einem Ort stehen. Dies kann für die hier betrachteten Radars in guter Näherung angenommen werden.

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}_1 + k_0^2 \vec{E}_1 = -2k_0^2 \Delta n \vec{E}_0 \quad (2.6)$$

Man setzt nun  $\vec{E}_0 = \vec{A}_0(\vec{r})e^{-ik_0 r}/r$  wobei  $\vec{A}_0$  die Strahlungscharakteristik des gesendeten Feldes enthält. Unter der Annahme, daß die Phasenfronten des einfallenden Feldes im

Meßvolumen eben sind, d.h., daß sich das Meßvolumen im Fernfeld befindet und seine Abmessungen klein gegen die Entfernung sind, findet man eine Lösung der Form

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \frac{k_0^2 \vec{A}_0}{2\pi r^2} e^{(ik_0 2r)} C_1 \quad (2.7)$$

mit

$$C_1 = \int_V \Delta n(\vec{r}, t) e^{(-ik_0 \vec{m}_s \cdot \vec{r})} dV \quad (2.8)$$

Der Vektor  $\vec{m}_s$  ist dimensionslos und seine Richtung definiert die sogenannte Spiegelrichtung, d.h. Irregularitäten mit  $\nabla n$  parallel zu dieser Richtung reflektieren den einfallenden Strahl in Richtung auf den Empfänger. Gleichung (2.8) beschreibt die Fourierzerlegung in dieser Richtung. Daher hängt die Leistung des zurückgestreuten Signals direkt von der Fourierkomponente der Irregularitäten in Richtung von  $\vec{m}_s$  ab.

Legt man die z-Achse eines rechtwinkligen Koordinaten-Systems parallel zur Spiegelrichtung, so ergibt sich für den hier betrachteten Fall, an dem sich Sender und Empfänger am selben Ort befinden:

$$C_1 = \int_V \Delta n(\vec{r}, t) e^{(-i2k_0 z)} dx dy dz \quad (2.9)$$

Rückstreuung tritt nur auf, wenn die Fourierzerlegung der Irregularitäten signifikante Fourierkomponenten bei räumlichen Wellenlängen  $\Lambda$  (Strukturwellenlängen) in Richtung von  $\vec{m}_s$  aufweisen. Aus Gleichung (2.9) wird deutlich, daß es bei einer Strukturwellenlänge  $\Lambda_{max}$ , zu einer konstruktiven Interferenz kommt, wenn

$$\Lambda_{max} = \lambda_0 / 2 \quad (2.10)$$

gilt, wobei  $\lambda_0$  die elektromagnetische Wellenlänge ist. Dieser Zusammenhang ist bekannt als Bragg-Bedingung für die Streuung an periodischen Strukturen.

### 2.2.1 Die Rückstreuintensität

Die Leistungsdichte der rückgestreuten Welle wird durch den Pointingvektor  $\vec{S} = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{E}_1 \times \vec{H}_1^*)$  beschrieben. Der Betrag  $S$  des Pointingvektors in Richtung des Empfängers ist  $S = \frac{1}{2} |\vec{E}_1|^2 / \eta_0$ , wobei  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ . Da es sich bei den die Streuung

verursachenden Schwankungen des Brechungsindex um einen statistischen Prozeß handelt, ist auch  $S$  eine statistische Größe. Es wird also im Folgenden der Mittelwert  $\langle S \rangle$  betrachtet. Mit Gleichung (2.7) und (2.8) findet man:

$$S = \frac{A_0^2 k_0^4}{8\eta_0 \pi^2 r^4} \int_V \int_V \langle \Delta n(\vec{r}, t) \Delta n(\vec{r}', t') \rangle e^{i k_0 \vec{m}_s \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} dV dV' \quad (2.11)$$

Gleichung (2.11) beschreibt bis auf Konstanten die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion der Brechungsindexschwankungen  $\langle \Delta n(\vec{r}, t) \Delta n(\vec{r}', t') \rangle$ . Es sei also  $\Phi_n(\vec{K})$  das Leistungsspektrum der Brechungsindexschwankungen in Abhängigkeit von der Strukturwellenzahl  $\vec{K}$ .

Man findet dann für die mittlere Leistungsdichte

$$\langle S \rangle = \left( \frac{\pi A_0^2 k_0^4 V}{\eta_0 r^4} \right) \overline{\Phi_n(k_0 \vec{m}_s)}, \quad (2.12)$$

wobei  $\overline{\Phi_n(k_0 \vec{m}_s)}$  der Mittelwert von  $\Phi_n(\vec{K})$  in einem Wellenzahlvolumen der Größe  $8\pi^3/V$  um den Punkt  $k_0 \vec{m}_s$  ist. Derselbe Zusammenhang kann durch die Reflektivität  $\eta$  ausgedrückt werden und man erhält:

$$\langle \eta \rangle = 8\pi^2 k_0^2 \overline{\Phi_n(k_0 \vec{m}_s)} \quad (2.13)$$

Dies kann zusammen mit Betrachtungen über die Strukturkonstante des Brechungsindex  $C_n^2$  verwendet werden, um zu zeigen, daß im Inertialbereich, für das mittlere Leistungsspektrum der Brechungsindexschwankungen

$$\overline{\Phi_n(k_0 m_z)} \simeq 3.3 \cdot 10^{-2} C_n^2 [k_0 m_z]^{-11/3} \quad (2.14)$$

gilt, wobei ein Koordinatensystem gewählt wurde mit  $m_z = |\vec{m}_s|$ .

Damit findet man den häufig zitierten Zusammenhang von Radarwellenlänge und Reflektivität mit der die Turbulenzintensität beschreibenden Strukturkonstanten  $C_n^2$  für die Clear-Air-Streuung.

$$\eta = 0.38 \lambda_0^{-1/3} C_n^2 \quad (2.15)$$

## 2.3 Das Radar-RASS Prinzip

### 2.3.1 Einleitung

Als RASS (Radio Acoustic Sounding System) bezeichnet man die Kombination eines Radars und einer Schallquelle. Mit letzterer werden Dichteschwankungen und damit Brechungsindex-Irregularitäten im Meßvolumen erzeugt. Diese Brechungsindexschwankungen führen wie bei der Clear-Air Streuung zur Rückstreuung der Radarwellen, wenn ihre Wellenlänge die Braggbedingung erfüllt. Dies wird im folgenden Abschnitt gezeigt.

Da die Schallgeschwindigkeit in ruhender Luft  $c_a$  von der virtuellen Temperatur  $T_v$  mit

$$c_a \approx 20.047\sqrt{T_v} \quad (2.16)$$

abhängt, ist durch die Messung der Schallgeschwindigkeit die Bestimmung von Profilen der virtuellen Temperatur möglich. Die gemessene Schallgeschwindigkeit  $c'_a$  setzt sich aufgrund der Tatsache, daß die Schallwellen von der Luft mitbewegt werden, zusammen als Summe  $c'_a = c_a + v_r$ , wobei  $v_r$  die Radialkomponente der Luftbewegung bezeichnet. Daher ist es möglich, zusätzlich zur Ableitung der Temperaturprofile aus den RASS-Signalen mit Hilfe verschiedener Methoden Informationen über die Bewegung in der Atmosphäre zu gewinnen.

### 2.3.2 Beschreibung der RASS-Rückstreuung

Unter Verwendung der in Abschnitt 2.2 gegebenen allgemeinen Ableitung der Streuung an Irregularitäten des Brechungsindex  $\Delta n$  werden hier zwei mögliche RASS-Ausführungen betrachtet. Die erste ist das sogenannte Doppler-RASS, bei dem ein kurzer akustischer Puls gesendet wird. Die andere Ausführung ist das auch bei den in dieser Arbeit verwendeten RASS-Systemen angewandte Prinzip des sogenannten Bragg-RASS, bei dem eine längere akustische Anregung verwendet wird.

Für einen akustischen Puls der Länge  $2L_z$  mit der akustischen Wellenzahl  $K_z = 2\pi/\Lambda$  findet man für das gestreute Feld, wenn  $2k_0$  in der Nähe von  $K_z$  liegt:

$$\vec{E}_1(\vec{r}_0, t) \approx \left[ \frac{\sin(K_z - 2k_0)L_z}{(K_z - 2k_0)L_z} \right] e^{i(\omega_0 - 2k_0c_a)t - i2k_0r_0} \quad (2.17)$$

Man erkennt aus 2.17, daß das Signal maximal wird, wenn die Braggbedingung  $K_z = 2k_0$  erfüllt ist. Das Signal ist um die Dopplerkreisfrequenz  $\omega_D = k_0c_a$  verschoben. Es gibt also eine Irregularität im Streuvolumen, die sich mit der Geschwindigkeit  $c_a$  bewegt, die wie

bei einem Punktstreuer eine entsprechende Dopplerverschiebung erzeugt. Diese Dopplerverschiebung ist unabhängig von der gesendeten Schallfrequenz, jedoch nimmt die Rückstreuungstintensität deutlich zu, wenn die Schallfrequenz die Braggbedingung  $K_z = 2k_0$  erfüllt.

Der andere Grenzfall ist der einer kontinuierlichen akustischen Anregung. Als Beispiel soll hier das kontinuierliche Senden eines weißen akustischen Spektrums in einem Band um die Frequenz  $k_0 \bar{c}_a / \pi$  herum betrachtet werden. Die Brechungsindexschwankungen können dann als Überlagerung von Wellenzügen mit den Wellenzahlen  $K_{zi} = \omega_i / c_a$  in der Form

$$\Delta n(\vec{r}, t) = \Delta n \sum_i \cos K_{zi}(z - c_a t) + \psi_i \quad (2.18)$$

beschrieben werden.

Für eine Ausdehnung des Meßvolumens in z-Richtung von  $2L_z$  findet man durch Einsetzen und Integrieren aus Gleichung (2.8)

$$C_1 \approx \frac{1}{2} V \sum_i \Delta n \frac{\sin(K_{zi} - 2k_0)L_z}{(K_{zi} - 2k_0)L_z} e^{i(K_{zi}c_a t - \psi_i)} \quad (2.19)$$

Jede Frequenz des akustischen Spektrums erzeugt im Leistungsspektrum des Rückstreusignals also eine spektrale Komponente, die um die gesendeten Schallfrequenz ( $K_{zi}c_a/2\pi$ ) verschoben ist. Die Frequenzverschiebung des Streusignals hängt also nicht von der Schallgeschwindigkeit ab und daher ist es auch nicht möglich, die Schallgeschwindigkeit aus der Frequenzverschiebung - wie in Falle der Dopplerverschiebung - zu bestimmen.

Die Leistungen der einzelnen spektralen Komponenten des Leistungsspektrum  $S_i$  sind aber proportional zu

$$S_i \sim E [(\Delta n)^2] \left| \frac{\sin(K_{zi} - 2k_0)L_z}{(K_{zi} - 2k_0)L_z} \right|^2, \quad (2.20)$$

wobei  $E [(\Delta n)^2]$  die mittlere quadratische Amplitude der Brechungsindexschwankungen bezeichnet. Es entsteht also ein Maximum im Spektrum, wenn die Braggbedingung  $\Lambda_i = \lambda_0/2$  erfüllt ist, wobei  $\Lambda_i = 2\pi/K_{zi}$ . Durch das Bestimmen der Lage dieses Maximums findet man die akustische Frequenz für die die Braggbedingung erfüllt ist, und mit  $K_{zi} = 2k_0$  kann die radiale Schallgeschwindigkeit ermittelt werden.

In der praktischen Anwendung in der Atmosphäre sind die beiden oben beschriebenen Formen für das Schallsignal aufgrund der üblichen Temperaturgradienten nur beschränkt geeignet, da die Braggbedingung, die zu einer signifikanten Rückstreuung führt, für eine

festen Schallfrequenz nur in einem eingeschränkten Höhenbereich erfüllt ist. Um die Braggbedingung in einem größeren Höhenbereich zu erfüllen, müssen mehrere Schallfrequenzen gesendet werden. Für diese Arbeit wird dazu ein um die Bandbreite  $B_a$  sägezahnförmig frequenzmoduliertes Schallsignal verwendet.

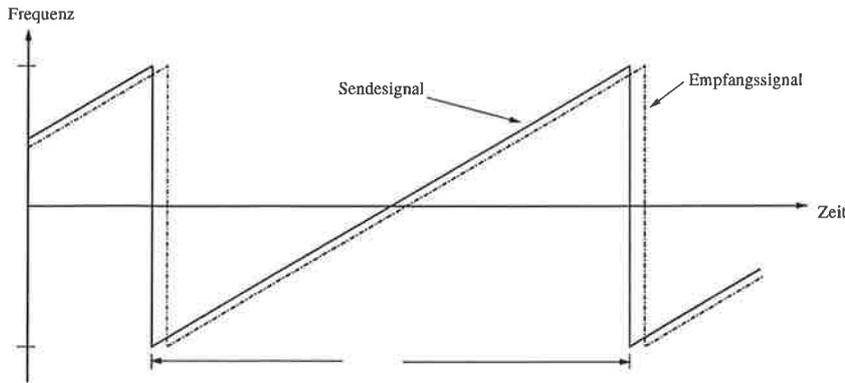


Abbildung 2.1: Sende- und Empfangssignal mit sägezahnförmiger Frequenzmodulation. Die Frequenzverschiebung des Empfangssignals entsteht durch die Laufzeitverzögerung.

## 2.4 Das FMCW-Prinzip

Zur Ermittlung der Entfernung eines Streukörpers vom Radar, bei einem Profiler also der Höheninformation, werden unterschiedliche Verfahren angewendet.

Das in der Radarmeteorologie am häufigsten verwendete Prinzip ist das sogenannte Impulsverfahren. Dabei wird ein kurzer Impuls gesendet, aus dessen Laufzeit zwischen Sender und Empfänger die Höheninformation gewonnen wird. Die Länge dieses Pulses bestimmt die Höhenauflösung des jeweiligen Systems. Durch geeignete Modulation des Sendesignals kann die Höhenauflösung bei gegebener Pulslänge verbessert werden. Im Extremfall kann sogar kontinuierlich gesendet werden.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Radars findet das sogenannte FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave)-Prinzip Anwendung. Dabei wird ein frequenzmoduliertes Signal gesendet und aus der Differenz von Sende- und Empfangsfrequenz die Höheninformation abgeleitet. Bei den hier verwendeten Radars wird ein sägezahnförmig frequenzmoduliertes Signal gesendet. Abbildung 2.1 veranschaulicht den zeitlichen Verlauf der Frequenz des Sendesignals und der Frequenz des Rückstreuungssignals eines ruhenden Ziels über eine Periode der Frequenzmodulation (im folgenden als Sweep bezeichnet). Aufgrund der zeitlichen Verzögerung des Rückstreuungssignals entsteht eine Frequenzdifferenz, die proportional zur Entfernung des Ziels ist. Eine Information über den Bewegungszustand des Ziels unter Beibehaltung der Entfernungsinformation kann durch eine spektrale Analyse einer großen Anzahl von Sweeps erhalten werden. Dabei wird die Bewegungsinformation aus der, aufgrund der Bewegung des Ziels vorhandenen, Veränderung der Phase des Rückstreuungssignals im Verlaufe vieler Sweeps abgeleitet.

Eine grundlegende Arbeit zum FMCW-Prinzip findet man bei Strauch (1976). Der dort entwickelten Herleitung folgend, wird hier eine kurze Beschreibung gegeben.

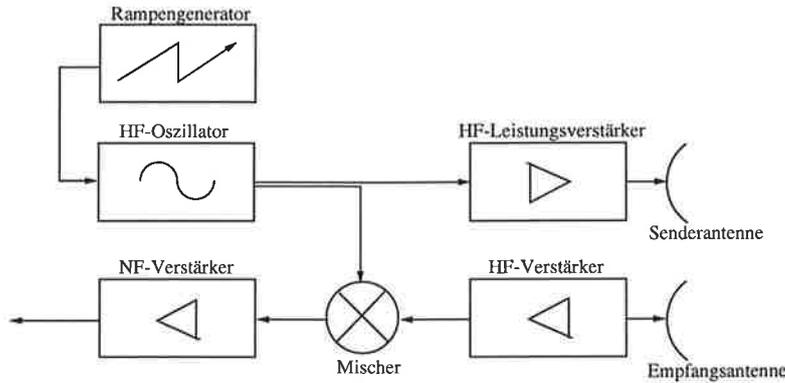


Abbildung 2.2: Blockdiagramm des prinzipiellen Aufbaus eines FMCW-Radars

### 2.4.1 Einleitung

Das FMCW-Radar sende das in Abbildung 2.1 dargestellte sägezahnförmig frequenzmodulierte Signal. Das von einem Ziel zurückgestreute Signal wird meist mit einer zweiten Antenne empfangen und über einen Hochfrequenz-Verstärker einem Mischer zugeführt. An dem zweiten Mischereingang liegt ein ausgekoppelter Teil des Sendesignals an. Im Mischer werden Sende- und Empfangssignal multipliziert, wodurch Summe und Differenz der Signalphasen und damit der Frequenzen entstehen. Durch die Tiefpaßcharakteristik des nachfolgenden Niederfrequenzverstärkers wird die Summenfrequenz vollständig unterdrückt, so daß nur die Differenzen der Signalfrequenzen betrachtet werden müssen.

Abbildung 2.2 zeigt ein Blockdiagramm dieses allgemeinen Aufbauschemas. Es soll nun das Ausgangssignal für ein einzelnes punktförmiges Ziel untersucht werden.

### 2.4.2 Beschreibung eines einzelnen Sweeps

Es seien  $\Phi_S$  die Phase des Sendesignals,  $\Phi_E$  die Phase des Empfangssignals und  $\Phi_M$  die des Signals am Mischerausgang sowie  $f_S$ ,  $f_E$  und  $f_M$  die entsprechenden Frequenzen. Für einen einzelnen Sweep gilt dann für die Sendefrequenz  $f_S = f_0 + \frac{B}{T_{sw}}t$ , wobei  $f_0$  die Frequenz zu Beginn des Sweep,  $B$  den Modulationshub und  $T_{sw}$  die Dauer eines Sweeps bezeichnet. Damit folgt für die Phase des Sendesignals im Zeitraum  $0 \leq t \leq T_{sw}$

$$\Phi_S = 2\pi \left( f_0 t + \frac{B}{T_{sw}} \frac{t^2}{2} \right) + \phi_0, \quad (2.21)$$

wobei  $\phi_0$  eine freie Anfangsphase bezeichnet. Die Phase des Empfangssignals ist dann gegeben als

$$\Phi_E = \Phi_S \left( t - \frac{2R}{c} \right) = \Phi_S \left( t - \frac{2}{c} (R_0 + V_r t) \right), \quad (2.22)$$

wobei  $V_r$  die Radialgeschwindigkeit des Zieles,  $R$  seine aktuelle Entfernung und  $R_0$  die Entfernung zu Beginn des Sweeps sind. Führt man nun die normierte Geschwindigkeit des Zieles  $\alpha = \frac{2V_r}{c}$  ein, so findet man für die Phase am Mischerausgang als Differenz von Sende- und Empfangsphase in der Zeit  $0 \leq t \leq T_{sw}$ :

$$\begin{aligned}\Phi_M(t) &= \Phi_S - \Phi_E = \Phi_S(t) - \Phi_S\left(t - \frac{2R_0}{c} - \alpha t\right) \\ &= 2\pi \left[ \frac{\alpha B}{T_{sw}} \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) t^2 + \left(\alpha f_0 + \frac{B}{T_{sw}} \left(1 - \alpha\right) \frac{2R_0}{c}\right) t + \frac{2R_0}{c} \left(f_0 - \frac{BR_0}{cT_{sw}}\right) \right]\end{aligned}\quad (2.23)$$

Die willkürlich gewählte Anfangsphase  $\Phi_0$  verschwindet aufgrund der Differenzbildung.

Wie Strauch (1976) zeigt, ergibt sich mit  $\alpha \ll 1$  für alle meteorologischen Ziele, mit  $\alpha f_0 = \frac{2V_r}{\lambda_0} = f_D$  der Dopplerverschiebung aufgrund der Bewegung des Zieles und der Vernachlässigung kleiner Terme die folgende Abschätzung, für die Frequenz am Mischerausgang:

$$f_M \approx \frac{2B}{cT_{sw}} R_0 + f_D \quad (2.24)$$

Mit dieser Gleichung läßt sich erkennen, daß es bei einem FMCW-Radar nicht möglich ist, aus der Auswertung eines einzelnen Sweeps gleichzeitig Entfernung und Geschwindigkeit eines Zieles zu bestimmen. Ein ruhendes Ziel in einer Entfernung  $R_0$  kann die gleiche Frequenz am Mischerausgang erzeugen wie ein Ziel in einem größeren Abstand, daß sich auf das Radar zu bewegt, oder ein Ziel in einer geringeren Entfernung, daß sich vom Radar weg bewegt. Eine gleichzeitige Bestimmung von Entfernung und Geschwindigkeit ist nur durch die Auswertung vieler aufeinanderfolgender Sweeps möglich.

### 2.4.3 Auswertung vieler aufeinanderfolgender Sweeps

Um ein FMCW-Radar im Dopplermodus zu betreiben, ist es nötig, eine Anzahl aufeinanderfolgender Sweeps auszuwerten, da nur die Beobachtung der sich von Sweep zu Sweep ändernden Phase des Signals am Mischerausgang die Ermittlung eines Dopplerspektrum ermöglicht. Dies ist vergleichbar mit einem kohärenten Puls-Dopplerradar, bei dem die Veränderung der Phase von Puls zu Puls die Dopplerinformation trägt.

Im folgenden beschreibt  $t_n = t - nT_{sw}$  die Zeit im n-ten Sweep, wobei  $0 \leq n \leq N - 1$  und  $0 \leq t_n \leq T_{sw}$ . Es soll nun das Signal eines einzelnen Streuers in Analogie zu der oben durchgeführten Ableitung bestimmt werden. Die Entfernung des Zieles nach N Sweeps ist nun gegeben durch

$$R = R_0 + nT_{sw}V_r + V_r t_n \quad (2.25)$$

Der Term  $nT_{sw}V_r$  beschreibt die Veränderung der Zielentfernung von  $t = 0$  bis zum Beginn des n-ten Sweeps. Für die Phase am Mischerausgang ergibt sich dann analog zu der in Abschnitt 2.4.2 gemachten Betrachtung

$$\Phi_M(t_n) = 2\pi \left[ \left( \frac{B\hat{\tau}_0}{T} + f_0\alpha + nB\alpha \right) t_n + (f_0\hat{\tau}_0 + nf_0\alpha T_{sw}) \right], \quad (2.26)$$

wobei  $\hat{\tau}_0 = \frac{2R_0}{c}$  ist und kleine Terme vernachlässigt wurden. Der hier abgeleitete Ausdruck ist nur in dem Zeitbereich  $\hat{\tau} \leq t_n \leq T_{sw}$  gültig, d. h., jeweils für die Dauer der Signallaufzeit  $\hat{\tau}$  zu Beginn eines neuen Sweeps entspricht das Signal nicht diesem Ausdruck. Da das Empfangssignal zu Beginn eines neuen Sweep aufgrund der Laufzeitverzögerung noch von dem Sendesignal des vorherigen Sweep stammt, ergibt sich in dem Zeitraum  $t_{n-1} + T_{sw} \leq t_n \leq \hat{\tau}$  ein hochfrequentes Signal am Mischerausgang, das nicht ausgewertet wird. Da jedoch  $\hat{\tau} \ll T_{sw}$  ist, kann dieser Effekt hier vernachlässigt werden.

Die drei Frequenzterme haben der Reihe nach die folgende Bedeutung:

- $\frac{B\hat{\tau}_0}{T_{sw}} = \frac{2B}{cT_{sw}} R_0$  ist der bekannte Entfernungsterm aus Gleichung (2.24).
- $f_0\alpha = \frac{2V_r}{\lambda_0} = f_D$  beschreibt die ebenfalls bekannte Dopplerverschiebung durch die Bewegung des Zieles.
- Der Term  $nB\alpha$  entsteht durch die Veränderung der Entfernung von  $t = 0$  bis zum Beginn des n-ten Sweeps.

Die Bedeutung der beiden Phasenterme läßt sich wie folgt beschreiben:

- Der Term  $f_0\hat{\tau}_0$  bezeichnet die Anzahl der  $2\pi$  Durchläufe der Phase während der Signallaufzeit zum Ziel am Anfangsort ( $t = 0$ )
- $nf_0\alpha T_{sw}$  ist die Anzahl der  $2\pi$  Durchläufe der Phase, während der Zeit  $n\alpha T_{sw}$ , d. h. von  $t = 0$  bis zum Beginn des n-ten Sweeps.

Mit Gleichung (2.26) ist zu erkennen, daß sich sowohl Phase als auch Frequenz des Mischerausgangssignals von einem Sweep zum nächsten ändern. Während jedoch die Änderungen der Frequenz zwischen den Sweeps sich aufgrund der Entfernungsänderungen des Zieles ergeben, werden die Phasenänderungen ausschließlich von der Geschwindigkeit der Streuers bestimmt. Wie schon zuvor erwähnt, sind es diese Änderungen der Phase, die es überhaupt ermöglichen, die Geschwindigkeit zu bestimmen.

#### 2.4.4 Das Leistungsspektrum

Aus Gleichung (2.26) ist die Phase des Signals eines stationären Zieles am Mischerausgang für den Zeitraum  $\hat{t} \leq t_n \leq T_{sw}$  bekannt als

$$\Phi_M(t_n) = 2\pi \left( \frac{B\hat{r}_0}{T_{sw}} t_n + f_0 \hat{r}_0 \right) . \quad (2.27)$$

Damit ist die Spannung am Mischerausgang:

$$c_m(t_n) = A \cos \left( (2\pi) \left( \frac{B\hat{r}_0}{T_{sw}} t_n + f_0 \hat{r}_0 \right) \right) \quad (2.28)$$

Das Leistungsspektrum dieses Signals ist dominiert von der Grundperiodizität  $1/T_{sw}$  des Signals. Ist die Frequenz  $F = \frac{B\hat{r}_0}{T_{sw}}$  des Signals ein ganzzahliges Vielfaches  $i$  von  $1/T_{sw}$ , so entsteht durch das Aneinandersetzen des Signals vieler Sweeps ein exakt sinusförmiges Signal. Als Spektrum erhält man also ein Linienspektrum mit einer Spektrallinie bei  $i/T_{sw}$ . Die zugehörige Zielentfernung beträgt  $R = \frac{ic}{2B}$ . Entspricht  $F$  nicht einem ganzzahligen Vielfachen von  $1/T_{sw}$ , so entsteht aufgrund der Periodizität des Signals ein Linienspektrum, bei dem die Linien bei ganzzahligen Vielfachen von  $1/T_{sw}$  liegen. Die stärkste Spektrallinie findet sich bei dem Vielfachen von  $1/T_{sw}$ , welches der Frequenz  $F$  am nächsten liegt. Damit wird deutlich, daß für alle Frequenzen in einem Bereich  $(i - i/2)/T_{sw} < F < (i + i/2)/T_{sw}$  die stärkste Spektrallinie bei  $i/T_{sw}$  zu finden ist. Aufgrund des Zusammenhanges  $F = \frac{2B}{cT_{sw}}$  entspricht dieser Frequenzbereich einem Entfernungsbereich der Größe  $\Delta R = c/2B$ . Der Abstand der Mitten dieser Entfernungsbereiche beschreibt also die Entfernungsauflösung des FMCW-Radars.

Betrachtet man nun ein Ziel in Bewegung, hat das aus vielen Sweeps zusammengesetzte Signal folgendes Aussehen

$$c_m(t_n) = A \cos \left[ (2\pi) \left( \left( \frac{B\hat{r}_0}{T_{sw}} + f_0 \alpha \right) t_n + f_0 \hat{r} + n f_0 \alpha T_{sw} \right) \right] , \quad (2.29)$$

wobei der Term  $nB\alpha$  vernachlässigt wurde. Dabei verändert sich die Signalphase von Sweep zu Sweep, während die Frequenz zwischen den Sweeps annähernd konstant bleibt. Die Phasenverschiebung von Sweep zu Sweep von  $f_0 \alpha T_{sw}$  entspricht der Frequenz  $f_0 \alpha$ , welche gleich der Dopplerfrequenz  $f_D$  ist. Aufgrund dieser Phasenverschiebung ist das Signal nicht mehr periodisch mit  $1/T_{sw}$ . Das Spektrum ist daher gegenüber dem eines ruhenden Zieles um die Dopplerfrequenz  $f_D$  verschoben.

Der maximale Geschwindigkeitsbereich, in dem einem bewegten Ziel eindeutig Entfernung und Geschwindigkeit zugeordnet werden kann ist  $(f_D)_{max} = \pm \frac{1}{2T_{sw}}$ . Bei einer größeren

Dopplerverschiebung ist nicht mehr zu erkennen, ob es sich um ein Ziel in Aufwärtsbewegung in einem niedrigen Entfernungsbereich oder ein Ziel in Abwärtsbewegung in einem höheren Entfernungsbereich handelt. Die der maximalen Dopplerfrequenz entsprechende maximal auflösende Geschwindigkeit ist gegeben durch

$$V_{max} = \frac{(f_D)_{max} \lambda_0}{2} \quad (2.30)$$

Strauch (1976) bestimmt die allgemeine Form des Leistungsspektrums durch die Fouriertransformation des Zeitsignals, das er wie folgt darstellt,

$$e_m(t) = \sum_{n=0}^{N-1} A e^{i2\pi(Ft + \Phi - nFT_{sw})} \quad ; \quad nT_{sw} \leq t \leq (n+1)T_{sw} \quad , \quad (2.31)$$

wobei  $F = \frac{B\dot{r}_0}{T_{sw}} + f_0\alpha$  ist.

Das Leistungsspektrum eines einzelnen bewegten Zieles bei der Auswertung von  $N$  aufeinanderfolgenden Sweeps ist:

$$S(f) = (AT_{sw})^2 \left[ \frac{\sin[2\pi(f-F)\frac{T_{sw}}{2}]}{2\pi(f-F)\frac{T_{sw}}{2}} \right]^2 \left[ \frac{\sin[2\pi(f-f_0\alpha)\frac{NT_{sw}}{2}]}{\sin(2\pi(f-f_0\alpha)\frac{T_{sw}}{2})} \right]^2 \quad (2.32)$$

Das Leistungsspektrum besteht aus dem Produkt eines  $(\sin x/x)^2$ -Terms und eines  $(\sin Nx/\sin x)^2$ -Terms. Das Maximum des  $(\sin x/x)^2$ -Terms liegt bei der Frequenz  $F = \frac{B\dot{r}_0}{T_{sw}} + f_0\alpha$  und ist damit von Entfernung und Geschwindigkeit abhängig; der Abstand zwischen den ersten Nullstellen beträgt  $2/T_{sw}$ . Die periodisch auftretenden Maxima des  $(\sin Nx/\sin x)^2$ -Terms liegen bei den Frequenzen  $f = \pm \frac{m}{T_{sw}} + f_0\alpha$ ; der Abstand der ersten Nullstellen ist  $\frac{2}{NT_{sw}}$ .

Anschaulich kann den einzelnen Termen die folgende Bedeutung zugeschrieben werden: Der  $(\sin x/x)^2$ -Term selektiert aus den periodischen Maxima des  $(\sin Nx/\sin x)^2$ -Terms ein Maximum in dem zu der Zielentfernung gehörenden Frequenzbereich. Da die Maxima des  $(\sin Nx/\sin x)^2$ -Terms für die Geschwindigkeit Null bei Vielfachen von  $1/T_{sw}$  liegen, läßt sich an der Verschiebung der  $(\sin Nx/\sin x)^2$ -Maxima gegenüber den Vielfachen von  $1/T_{sw}$  die zur Geschwindigkeit gehörende Dopplerverschiebung ablesen.

## 2.5 Mechanischer und elektronischer Aufbau der verwendeten Radargeräte

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Radars verwendet, die in ihrem prinzipiellen Aufbau identisch sind, sich aber in ihrer Größe unterscheiden. Die Arbeiten zur Impulsfluß-

bestimmung im Doppler-Beam-Swinging-Verfahren wurden mit dem größeren IMKWTR89 durchgeführt, die Interferometriemessungen mit dem kleineren MPIWTR90. In diesem Abschnitt soll nun der mechanische und elektronische Aufbau der beiden Systeme beschrieben werden.

### 2.5.1 Mechanischer Aufbau

Bei beiden Systemen handelt es sich um bistatische Radarsysteme, daß heißt, daß die elektromagnetischen Sende- und Empfangsantennen getrennt ausgeführt sind. Für den RASS-Betrieb sind beide Radars mit einer zusätzlichen akustischen Sendeantenne ausgestattet. Die elektromagnetischen Sende- und Empfangsantennen sind jeweils als quadratische Arrays realisiert, die beim IMKWTR89 aus je  $8 \times 8$  Hornstrahlern und beim MPIWTR90 aus je  $4 \times 4$  Hornstrahlern bestehen. Die jeweils dazugehörenden akustischen Sendeantennen sind ebenfalls als quadratische Arrays aus je  $8 \times 8$  bzw.  $4 \times 4$  Piezohornlautsprechern aufgebaut. Die Zeilen und Spalten dieser Antennenarrays haben denselben Abstand voneinander, um alle Antennen als sogenannte Phasenarrays zu betreiben und damit eine Strahlschwenkung auf elektrischem Wege zu ermöglichen. Auf das Prinzip der Strahlschwenkung mit einem Phasenarray wird weiter unten genauer eingegangen.

Da es für den RASS-Betrieb notwendig ist, den Schallsender auf der Aufwindseite der elektromagnetischen Antennen zu positionieren, sind beide Systeme auf einem Drehgestell aufgebaut, das es erlaubt, das gesamte System in die in der Skizze dargestellten Orientierung relativ zur Hauptwindrichtung zu bewegen. Weiter läßt sich der Abstand der Schallquelle von den elektromagnetischen Antennen je nach der Stärke des Horizontalwindes variieren. Dazu ist die Schallquelle auf einem Wagen montiert, der sich auf einem Ausleger bewegen läßt. Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau beider Systeme anhand einer Skizze des kleineren MPIWTR90 sowie die Orientierung relativ zur Hauptwindrichtung im Meßbetrieb.

Zum einfacheren Transport ist das IMKWTR89 auf einem Fahrgestell aufgebaut, mit dem es nach Abbau der auf den Rändern der Antennenkörper angebrachten Abschirmwände mit einer Zugmaschine bewegt werden kann. Im meßbereiten Zustand ist das IMKWTR 14 m lang, 3.5 m breit, 6.8 m hoch und hat ein Gewicht von 20 t.

Das MPIWTR90 ist so konstruiert, daß es komplett in Komponenten zu zerlegen ist, die dann in 2 See-Container gestaut werden können. Das System ist damit sehr mobil und kann in Meßkampagnen an abgelegenen Plätzen betrieben werden. Im meßbereiten Zustand ist das MPIWTR90 6 m lang, 5 m breit, 4 m hoch und wiegt 5 t. Die beiden See-Container dienen nach dem Aufbau als Arbeits- und Lagerraum.

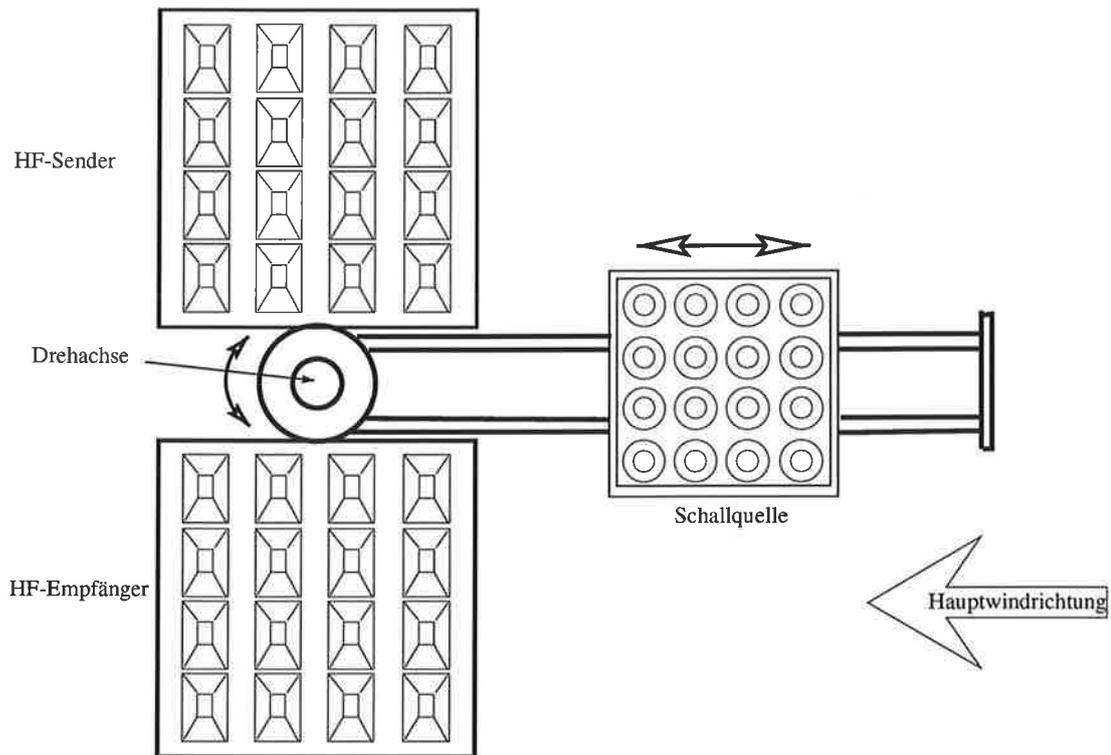


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des MPIWTR90. Dargestellt sind die Sende- und Empfangsantenne des Radars, sowie die Schallquelle. Das gesamte System ist um die ange-deutete Drehachse beweglich und der Abstand der Schallquelle von den Radarantenne läßt sich mit Hilfe eines Wagens variieren.

## 2.5.2 Elektronischer Aufbau

Die beiden verwendeten Radars sind für Messungen im Doppler-Beam-Swinging-Modus geplant und realisiert worden. Zur Durchführung der Interferometriemessungen wurde die Empfangsantenne in vier kleinere Teilantennen aufgeteilt und mit 4 phasensynchronen Empfängern versehen. Der Aufbau des elektromagnetischen und des akustischen Senders konnte unverändert für die Doppler- und Interferometriemessungen verwendet werden.

Im folgenden werden zuerst der Standardaufbau zur Durchführung von Messungen im Doppler-Beam-Swinging Modus und dann die Veränderungen für den Interferometrieaufbau beschrieben.

Abbildung 2.4 zeigt die wesentlichen Komponenten des Standardaufbaus, sowie die Erweiterungen für den Interferometrieaufbau in einem dunkel unterlegten Feld. Die Erzeugung des Hochfrequenz (HF)-Signals geschieht mit einem HF-Generator, der ein frequenzmoduliertes Signal in Abhängigkeit von einer anliegenden sägezahnförmigen Spannung erzeugt. Diese wird von einem Signalgenerator erzeugt, der auch einen Synchronisationspuls zu Steuerung

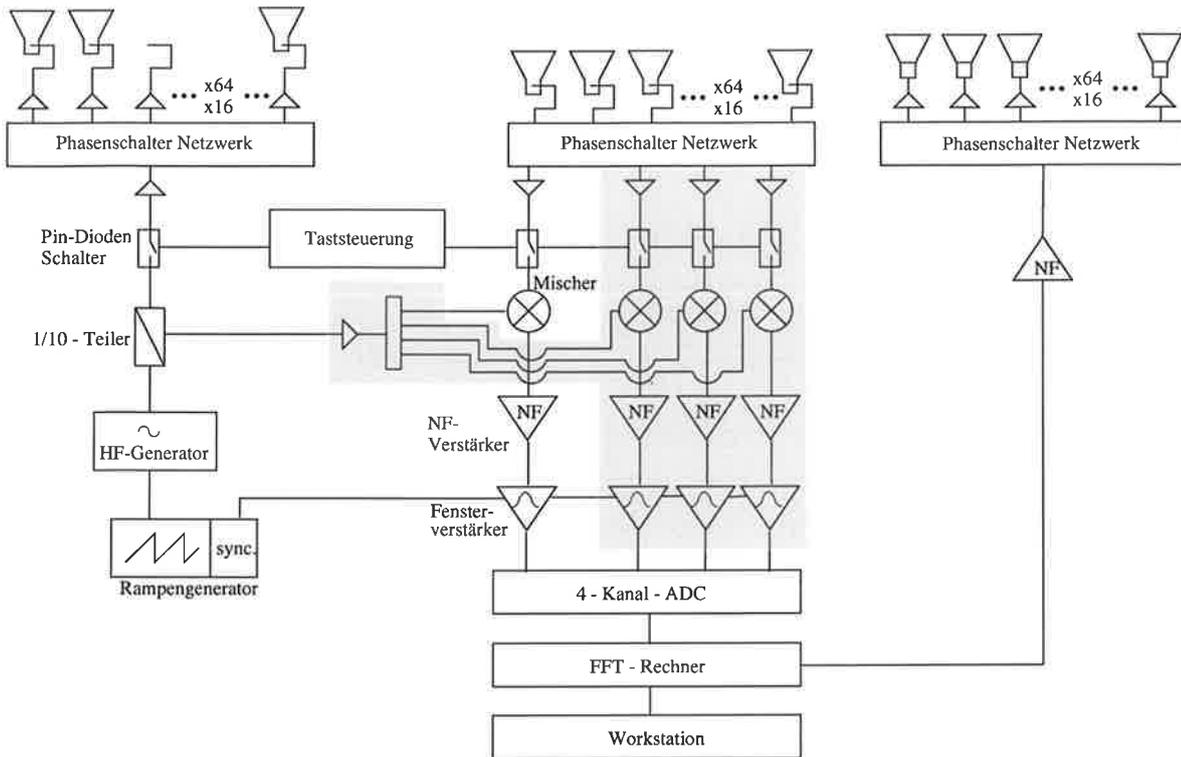


Abbildung 2.4: Aufbau der Komponenten zur Signalerzeugung und Verarbeitung in Doppler-Beam-Swinging Aufbau und im Interferometer Aufbau. Die nötigen Erweiterungen für Messungen im Interferometer Modus sind dunkel unterlegt.

des Fensterverstärkers synchron mit der Modulationsrampe erzeugt. Nach der Auskopplung eines Teils des Signals mit einem 10dB-Teiler wird mit einem Pin-Dioden-Schalter die in Abschnitt 2.5.3 erläuterte Tastung (d.h. das Ein- und Ausschalten) des Senders alternierend zum Empfänger vorgenommen. Nach einer weiteren Signalverstärkung (V2) wird das Signal in einem kurz als 'Phasenschalter' bezeichneten Verteiler- und Verzögerungsnetzwerk auf die zu jedem einzelnen Hornstrahler gehörenden Endverstärker aufgeteilt.

Zusätzlich zur Aufteilung des Signals wird in den Phasenschaltern auch die Steuerung der Strahl- oder Blickrichtung der einzelnen Antennen vorgenommen. Um auf elektronischem Wege eine Strahlschwenkung zu erreichen, werden die Signale in den Phasenschaltern auf unterschiedlich lange Laufwege geschaltet. Dadurch entstehen Phasenunterschiede von je  $90^\circ$  zwischen benachbarten Zeilen oder Spalten der Antennenarrays. So werden vier Schwenkrichtungen, jeweils geneigt über eine Seite der Antenne, möglich. Der Schwenkwinkel  $\varphi$  ist durch den festen Abstand der einzelnen Hornstrahler  $d_h$ , der Wellenlänge  $\lambda_0$  und der ebenfalls festen Phasendifferenz  $\Delta\phi$  durch

$$\varphi = \arcsin\left(\frac{\Delta\phi \lambda_0}{2\pi d_h}\right) \quad (2.33)$$

festgelegt. Damit alle drei Antennen (2 elektromagnetische, 1 akustische) eines Systems die gleiche Blickrichtung haben, ist die Empfangsantenne mit einem identischen Phasenschalter ausgestattet, und die Schallquelle enthält einen Phasenschalter, der die gleiche Schwenkrich- tung für das akustische Signal bewirkt. Die zwischen Phasenschalter und Sendeantenne liegenden End- oder Leistungsverstärker erzeugen an jedem einzelnen Hornstrahler eine Sendeleistung von 50 W.

Die aus der Atmosphäre zurückgestreuten Signale werden von einem zur Sendeanten- ne identischen Array von Hornstrahlern empfangen. Im Empfängerphasenschalter werden die Signale der einzelnen Antennenelemente je nach aktueller Antennenblickrichtung pha- senverschoben, nachfolgend zusammengefaßt und durch einen rauscharmen HF-Verstärker um ungefähr 40dB verstärkt. Durch einen Pin-Dioden-Schalter wird nun die Tastung des Empfängers vorgenommen, so daß dieser nur durchgeschaltet wird, wenn der Sender aus- geschaltet ist. Das Schalten der sende- und empfängerseitigen Pin-Dioden-Schalter wird von der Taststeuerung vorgenommen. Im HF-Mischer wird das um die Laufzeit verzögerte Empfangssignal mit dem Sendesignal multipliziert.

Durch die Multiplikation der beiden Signale entstehen deren Summen- und die Differenzfre- quenz. Die Differenzfrequenz ist niederfrequent und wird im NF-Bereich weiterverarbeitet und ausgewertet.

Nach einer weiteren Verstärkung in einem extrem rauscharmen NF-Verstärker wird das Signal in dem Fensterverstärker mit einem Zeitfenster multipliziert, das synchron zur Mo- dulationsrampe des Sendesignals ist und die Aufgabe hat, die transienten Störungen zu entfernen, die entstehen, wenn die Frequenz des HF-Signal am Anfang eines Sweeps zurück- springt.

Nach dem Fensterverstärker wird das Signal von FFT-Rechner digitalisiert und weiterver- arbeitet. Die Funktion des FFT-Rechners wird in Abschnitt 2.6 beschrieben.

Für den Interferometerbetrieb wurde der gesamte Empfangsteil vierfach realisiert. Außer- dem mußte das zur Mischung ausgekoppelte Sendesignal, das in diesem Aufbau auf vier Mischer verteilt werden muß, verstärkt werden, damit es an jedem Mischer mit ausreichen- dem Pegel zu Verfügung steht. Alle vier Signale werden im FFT-Rechner digitalisiert und dann weiterverarbeitet.

### 2.5.3 Der Tastbetrieb

Obwohl die Sende- und Empfangsantennen durch Abschirmwände voneinander getrennt sind, gibt es ein starkes Übersprechen vom Sender in den Empfänger. Der Pegel dieses Übersprechsignals ist nach Bauer (1998) um mehr als 60 dB größer als das Empfängerrau-

schen und damit auch deutlich größer als ein typisches Nutzsignal. Eigentlich sollte dieses Übersprechen trotz der großen Signalleistung nicht störend wirken, da es am Mischer noch immer annähernd mit dem Sendersignal übereinstimmt und daher am Mischerauszug zu einer Gleichspannung oder zumindest einem sehr niederfrequenten Signal führen sollte.

Bei den verwendeten Systemen führen jedoch Phasenmodulationen des Signals auf dem Weg vom Sender in den Empfänger dazu, daß auch viele höhere Frequenzen am Mischerauszug auftreten, die sowohl zu einzelnen Störungen im Empfangsspektrum als auch zu einem breitbandigen Anheben des Rauschuntergrundes führen. Da die Ursachen dieses Übersprechens unterschiedlicher Art sind und sich nicht oder nur sehr aufwendig beheben lassen, können Sender und Empfänger nicht gleichzeitig arbeiten.

Bei den beiden verwendeten Radargeräten werden aus diesem Grund Sender und Empfänger ähnlich einem Puls-Radar alternierend betrieben. Dieser alternierende Betrieb soll im weiteren als Tastung bezeichnet werden. Aufgrund der im Verhältnis zur Dauer eines Sweeps (typisch 10 ms) kurzen Signallaufzeit (typisch 0.01 ms bei einer Reichweite von einigen Kilometern), welche die Dauer einer Tastperiode bestimmt, fallen typisch 1000 Tastperioden in einen Sweep. Die durch die Tastung bedingten Unterbrechungen des Signals am Mischerauszug sind wesentlich hochfrequenter als die höchste zu erwartende Signalfrequenz und können durch einfache Tiefpaßfilterung interpoliert werden, so daß ein Signal wie bei einem in Abschnitt 2.4 besprochenen FMCW-Radar entsteht. Das Funktionsprinzip als FMCW-Radar bleibt also trotz der Einführung einer Tastung weiterhin erhalten.

Es ergibt sich jedoch eine zusätzliche Höhengewichtung aufgrund der Sender-Empfänger-Tastung. Innerhalb einer Tastperiode  $T_P$  wird während der Zeit  $T_S$  der Sender eingeschaltet, nach einer kurzen Pause  $T_{Sp}$  wird der Empfänger für die Zeit  $T_E$  eingeschaltet und nach einer weiteren Pause  $T_{Ep}$  beginnt eine neue Tastperiode. Die durch diesen Tastbetrieb entstehende Höhengewichtung läßt sich am besten graphisch verdeutlichen. Dies ist in Abbildung 2.5 geschehen. Es sind hier auf der Zeitachse die einzelnen Teilbereiche einer Tastperiode dargestellt und durch Geraden, deren Steigung der Lichtgeschwindigkeit entspricht, gegen die Entfernung aufgetragen. Nur aus den Raum-Zeitschnitten von  $T_S$  und  $T_E$  können also Signale empfangen werden. Die Zeit, in der aus einer Höhenstufe Signal empfangen wird, ist durch  $T_{empf}$  veranschaulicht. Außerdem ist die durch die Tastung eingeführte Höhengewichtungsfunktion als Verhältnis von  $T_{empf}$  zur Gesamtperiode dargestellt.

Zusätzlich zur der Möglichkeit, Sender und Empfänger alternierend zu betreiben, erhält man durch die Tastung die Möglichkeit, gezielt das Signal aus ausgewählten Höhenbereichen zu unterdrücken.

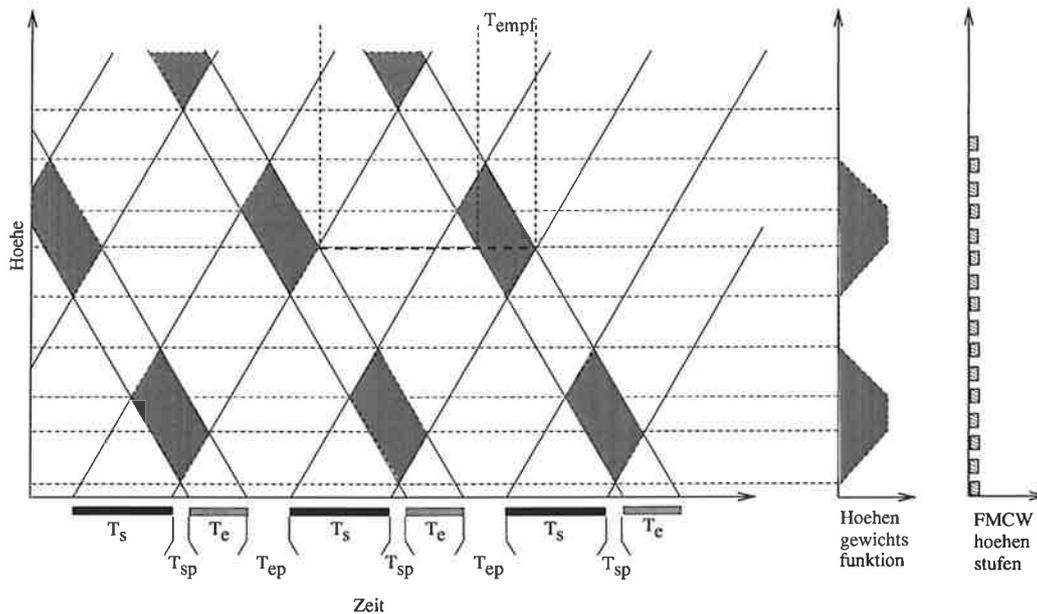


Abbildung 2.5: Darstellung der Sender-Empfänger-Tastung: Durch die ansteigenden Geraden werden Höhen-Zeitbereiche abgegrenzt, die von den Sendepulsen belichtet werden. Durch die abfallenden Geraden sind Höhen-Zeitbereiche begrenzt, aus denen ein Signal empfangen werden kann. Nur aus den farbig ausgefüllten Überschneidungsbereichen wird ein Signal empfangen. Außerdem sind die durch die Tastung entstehenden Höhengewichtsfunktion und die FMCW-Höhenstufen dargestellt. nach (Bauer, 1998)

## 2.6 Die Datenverarbeitung im FFT-Rechner

Die Signale der einzelnen Kanäle an den Ausgängen der Fensterverstärker werden von einem 4-Kanal Analog-Digital-Converter (ADC) mit einer Abtastfrequenz  $f_{smp}$  digitalisiert.

Vor der Transformation der so entstehenden Zeitreihen in den Frequenzbereich wird ein spezieller digitaler Filter auf diese angewandt, um die Signale von sogenannten Festechos zu unterdrücken. Bei diesen Festechos handelt es sich um Rückstreusignale von am Boden befindlichen unbewegten Zielen, die aufgrund ihres großen Wirkungsquerschnittes trotz der stark abgeschwächten Seitenkeulen des Radars zu großen Empfangssignalen führen. Im Frequenzbereich erscheinen diese Signale als schmale Peaks um die Nullfrequenz der jeweiligen Höhenstufe.

Um zu vermeiden, daß die Festechosignale, die um bis zu 50 dB über den atmosphärischen Rückstreusignalen liegen, bei der Transformation in den Frequenzbereich durch Übersprechen zwischen den spektralen Stützstellen zu einer breitbandigen Störung führen, wird eine sogenannte Kammkerbfilterung durchgeführt.

Durch diese Filterung im Zeitbereich werden - mit einem deutlich geringeren Rechenauf-

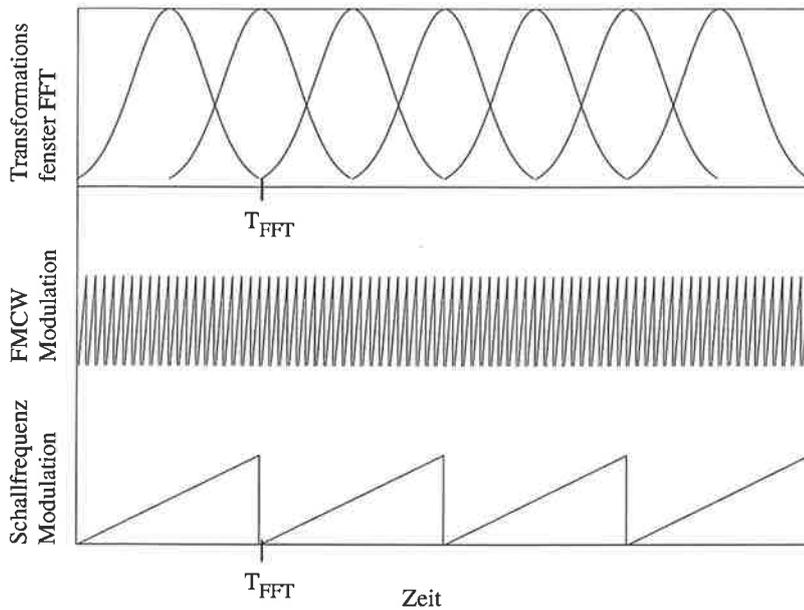


Abbildung 2.6: Zeitliche Anordnung von Transformationsfenster(oben), FMCW-Modulation(mitte) und Schallfrequenz-Modulation(unten).

wand als dies im Frequenzbereich möglich wäre - bei den Vielfachen der Modulationsfrequenz sehr schmale Kerben in das Empfangsspektrum geschnitten. Das Ziel ist, auf diese Weise die Leistung der Festechosignale soweit zu reduzieren, daß die verbleibenden Festechopeaks bei der Transformation nicht mehr signifikant im Frequenzbereich verschmieren. Die Wirksamkeit dieser Methode wird dadurch begrenzt, daß die Peaks aufgrund geringer Relativbewegungen (z.B. Schwankungen im Wind) von Radar und Ziel nicht beliebig schmal sind.

Praktisch wird diese Filterung realisiert, indem von den abgetasteten Spannungswerten, der Teil abgezogen wird, der die Periodizität der Frequenzmodulation besitzt. Dieser periodische Teil wird mit exponentiell abklingender Gewichtung aus den vorausgehenden Modulationsperioden ermittelt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei Bauer (1998).

Aus den so gefilterten Zeitreihen werden mit Hilfe einer schnellen Fourier-Transformation (FFT, Fast-Fourier-Transform) die Empfangsspektren berechnet. Dazu werden Stücke der Zeitreihe mit der Punktezahl  $N_{FFT}$  transformiert. Die spektrale Auflösung dieser Spektren ist gegeben durch das Inverse der zeitlichen Länge des Transformationsintervalls  $T_{FFT}$

$$\Delta f = \frac{1}{T_{FFT}} = \frac{f_{smp}}{N_{FFT}} \quad (2.34)$$

Aufgrund unterschiedlicher Hardware-Konfigurationen in den beiden Betriebsarten, Doppler-Beam-Swinging und Interferometrie, werden zwei verschiedene Abtastfrequenzen

verwendet. Dies führt zu unterschiedlichen Frequenzauflösungen der Spektren in den beiden Betriebsarten.

$$\begin{aligned}\Delta f_{DBS} &= \frac{f_{smp(DBS)}}{N_{FFT}} = \frac{16000}{8192} \approx 1.95 \text{ Hz} \\ \Delta f_{Int} &= \frac{f_{smp(Int)}}{N_{FFT}} = \frac{9600}{8192} \approx 1.17 \text{ Hz}\end{aligned}\tag{2.35}$$

Da die Fourier-Transformation nur für die Überlagerung unendlicher Wellenzüge definiert ist, müssen Effekte, die durch das Transformieren endlicher Stücke entstehen, berücksichtigt werden. Bei der Transformation einer endlichen Zeitreihe entsteht ein Spektrum, das mit der Fourier-Transformierten des einhüllenden Fensters gefaltet ist. Dies kann bei einer ungünstigen Wahl der Fensterform zu einer starken Verschmierung oder Verzerrung des Spektrums führen. Um diese Effekte zu minimieren, wird das Signal vor der Transformation mit einer Gaussfunktion der Breite  $\sigma_{fe} = 0.2 T_{FFT}$ , deren Maximum in der Mitte des Transformationsintervalls liegt, multipliziert. Die Fouriertransformierte ist wieder eine Gaussfunktion der Breite  $\sigma_{frqfe} = \frac{1}{2\pi \cdot 0.2 T_{FFT}}$ . Durch die Faltung mit dieser Funktion findet bei den Leistungsspektren eine Verbreiterung der Signalpeaks um Bauer (1998)

$$\sigma_{Trans} = \frac{\Delta f}{2 \pi \cdot 0.2 \sqrt{2}}\tag{2.36}$$

statt.

Um die gesamte Information der Zeitreihen auszunutzen, werden im Doppler-Beam-Swinging Modus die einzelnen Transformationen auf Zeitreihenabschnitte angewandt, die um 50 % überlappen. Aufgrund einer Limitierung durch die zur Verfügung stehenden Rechengeschwindigkeit konnte diese Überlappung der Fouriertransformationen für den Interferometer-Aufbau nicht realisiert werden.

Da bei der Interferometrie nicht nur die Frequenz spektraler Peaks, wie beim Doppler-Beam-Swinging Verfahren, sondern auch die Struktur der Spektren (Phasensteigung, spektrale Breite) bestimmt werden müssen, ist eine möglichst feine spektrale Auflösung der FFT wünschenswert. Da das Empfangssignal - bei stationären Verhältnissen - im Takt der Schallmodulation periodisch ist, besitzt sein Spektrum eine Linienstruktur im Raster der Schallmodulationsfrequenz.

Eine Frequenzauflösung der FFT, die feiner wäre als dieses Raster, würde zu keiner besseren Auflösung der Spektren führen, da diese primär nur als diskrete Stützstellen vorliegen. Die feinste sinnvolle Auflösung der FFT ist dann gegeben, wenn diese gleich dem Raster des Spektrums ist. Diese Bedingung erhält man, wenn man die Länge des FFT-Fensters gleich der Schallmodulationsperiode wählt.

Abbildung 2.6 zeigt die zeitliche Überlagerung von Transformationfenster, FMCW-Modulation und Schallmodulation.

## 2.7 Ein typisches Leistungsspektrum des Wind- und Temperaturradars

Ausgehend von den Beschreibungen der vorherigen Abschnitte wird in diesem Abschnitt die Struktur typischer Leistungsspektren der in dieser Arbeit verwendeten Radargeräte beschrieben.

Nach Abschnitt 2.4 ergibt sich die Höhenauflösung  $\Delta R$  eines FMCW-Radars aus der Modulationsbandbreite  $B$  als

$$\Delta R = \frac{c}{2B} . \quad (2.37)$$

Die Modulationsbandbreite ist in gewissen Grenzen variabel, wodurch verschiedene Höhenauflösungen eingestellt werden können. Die Signale aus den Höhenstufen mit der Ausdehnung  $\Delta R$  finden sich im Leistungsspektrum bei Vielfachen der Modulationsfrequenz  $f_{sw} = 1/T$ . Für bewegte Ziele werden die Signale im Spektrum aufgrund des Dopplereffekts gegenüber den Vielfachen der Modulationsfrequenz  $f_{sw}$  verschoben. Damit die Signale eindeutig einer Meßhöhe zugeordnet werden können, muß die Modulationsfrequenz größer gewählt werden als der Bereich der zu erwartenden Frequenzverschiebungen aufgrund des Dopplereffekts. Aus der hier verwendeten Modulationsfrequenz von 100 Hz ergibt sich eine maximal auflösbare Radialgeschwindigkeit von  $V_{max} = \pm 6\text{m/s}$ .

Das RASS-Signal erscheint im Spektrum im Frequenzbereich oberhalb der gesendeten Schallfrequenz. Die Signale der einzelnen Höhenstufen sind gegeneinander wieder ungefähr um die Modulationsfrequenz verschoben.

Die übliche Schallfrequenz liegt hier im Bereich um 3 kHz. Bei einer Höhenauflösung von 60 m und einer Modulationsfrequenz von 100 Hz würden dann Clear-Air-Signale von oberhalb  $30 \times 60\text{m} = 1800\text{m}$  im gleichen Frequenzbereich wie die RASS-Signale auftreten. Häufig können diese Signale dann nicht durch die Auswertalgorithmen voneinander getrennt werden. Aus diesem Grund wird die Tastung verwendet, um Clear-Air-Signale aus einem Höhenbereich auszublenden, deren Lage im Spektrum mit den RASS-Signalen zusammenfallen würde. Da aufgrund der Schallabsorption selbst unter günstigen Bedingungen die Reichweite des RASS auf ca. 1500 m beschränkt ist, können in einem entsprechend höheren Frequenzbereich wieder Clear-Air-Signale durch die Tastung zugelassen werden.

Abbildung 2.7 zeigt von IMKWTR89 gemessene Empfangsspektren. Es sind untereinander

die Spektren der vertikalen sowie der vier geneigten Strahlrichtungen dargestellt. Sie werden symbolisch nach den Himmelsrichtungen benannt, stimmen nur mit diesen überein, wenn sich Schallantenne südlich der Radarantennen befindet.

Dargestellt sind Spektren für eine Modulationsfrequenz von 100 Hz und eine Höhenauflösung von 80 m. Unterhalb von 2500 Hz und oberhalb von 5500 Hz erkennt man Clear-Air-Signale. Die gepunkteten Linien bezeichnen die Mitte des Eindeutigkeitsbereichs bzw. die Dopplerverschiebung 0 Hz. Zwischen 2500 und 5500 Hz sind RASS-Signale zu erkennen. In diesem Bereich sind die Eindeutigkeitsbereiche der einzelnen Höhenstufen durch gestrichelte Linien gekennzeichnet. Man erkennt in den Spektren der Richtungen Nord und Süd, welche in einer Ebene etwa parallel zur Hauptwindrichtung geschwenkt werden, deutlich gegensätzliche Dopplerverschiebungen bei den Signalen der gleichen Höhenstufen. Diese entstehen aufgrund der unterschiedlichen Richtung der Radialkomponente des Windes in diesen Schwenkrichtungen. Man erkennt in der Nord-Süd-Ebene ferner in vielen Stufen jeweils ein weiteres kleines Nebenmaximum, daß auf einem Nebenzipfel der Antennencharakteristik zurückzuführen ist. Da die Nebenmaxima kleiner sind als das Hauptmaximum, und die Doppleranalyse nur in der näheren Umgebung der Hauptmaxima ausgewertet werden, stören sie nicht. Bei den Strahlrichtungen West und Ost, die in einer Ebene senkrecht zur Nord-Süd-Ebene liegen, fällt diese Differenz der Dopplerverschiebungen entsprechend geringer aus und Nebenmaxima sind nicht erkennbar. In den untersten Höhenstufen der Clear-Air-Signale sind in allen Schwenkrichtungen Festechos zu erkennen.

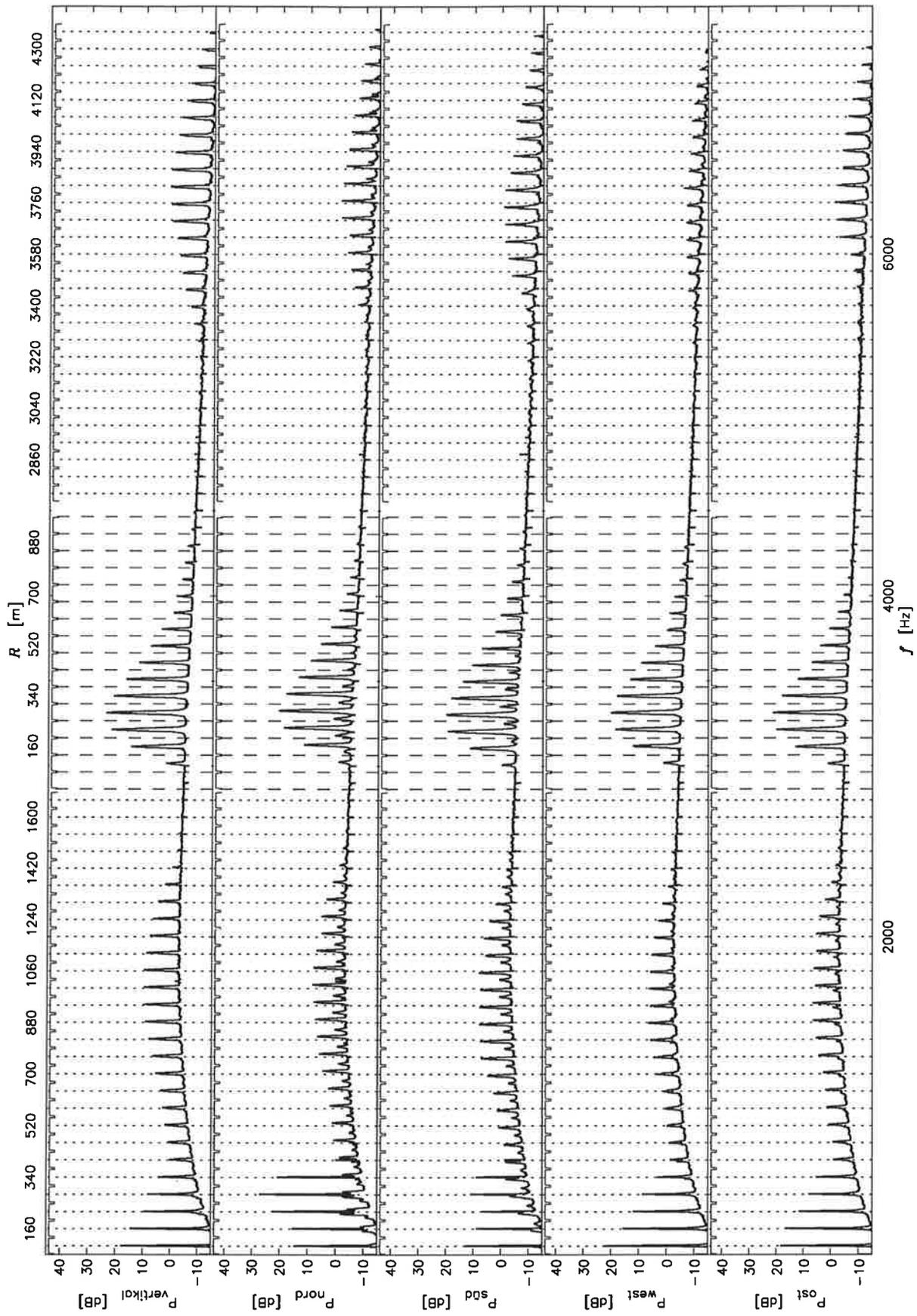


Abbildung 2.7: Typische Empfangsspektren für die fünf Strahlrichtungen

## Kapitel 3

# Bestimmung des vertikalen Impulsflusses mit einem Doppler-Beam-Swinging System

### 3.1 Einleitung

Die Verwendung eines Doppler-Beam-Swinging-Systems zur Bestimmung des vertikalen Impulsflusses wurde von Lhermitte (1968) vorgeschlagen. Erste auf diesem Prinzip beruhende Messungen wurden mit VHF-Profilern von Vincent und Reid (1983) in der Mesosphäre und von Nastrom und VanZandt (1991) in der Troposphäre durchgeführt.

Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht wurden von Peters und Kirtzel (1994), sowie von Angevine et al. (1993) mit UHF Radar-RASS-Systemen vorgenommen. Peters und Kirtzel (1994) verwendeten ein System mit geneigten akustischen Strahlrichtungen und werteten ausschließlich die RASS-Signale aus. Sie konnten hiermit Zeitreihen und Profile des vertikalen Impulsflusses in einem Bereich zwischen 100 m und 320 m ableiten.

Angevine et al. (1993) verwendeten ein System mit einer nur vertikal sendenden akustischen Quelle und konnten daher nur in den unteren Höhenstufen auf RASS-Signale zurückgreifen. Es wurden jedoch in einem Höhenbereich von 100 m bis 900 m die Clear-Air-Signale zur Bestimmung von mittleren Profilen des vertikalen Impulsflusses verwendet. Hierbei handelt es sich um Mittelwerte identischer Zwei-Stundenabschnitte über einen 14-tägigen Zeitraum. Die Autoren betonen den Vorteil, den die Bestimmung des Impulsflusses aus RASS-Signalen über den gesamten Höhenbereich haben würde.

In beiden Veröffentlichungen werden weitere Messungen mit einem empfindlicherem Radar gefordert, um einen größeren Höhenbereich abzudecken (Peters und Kirtzel, 1994) und um

eine höhere Verlässlichkeit der Clear-Air-Rückstreuung zu erreichen (Angevine et al., 1993).

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen beruhen auf dem gleichen Prinzip wie die Messungen von Peters und Kirtzel (1994), d.h. es werden ausschließlich die RASS-Signale zur Bestimmung des vertikalen Impulsflusses verwendet. Das hier verwendete System weist die geforderte höhere Empfindlichkeit auf und kann im Gegensatz zu dem in (Peters und Kirtzel, 1994) verwendeten System automatisiert betrieben werden. Es sollen mit den hier dargestellten Untersuchungen die systembedingten Möglichkeiten und Grenzen der Impulsflußbestimmung mit einem Doppler-Beam-Swinging System aufgezeigt werden.

Dazu wird im zweiten Abschnitt das Meßprinzip für die Verwendung von RASS-Rückstreusignalen beschrieben. In einem Unterabschnitt wird auf den Beitrag des für die Beschreibung des gesamten Flusses wichtigen subskaligen Fluß eingegangen und die Größe dieses Beitrages abgeschätzt. Der entscheidende Fehler bei der Bestimmung des Impulsflusses ist, wie in einem weiteren Unterabschnitt gezeigt wird, der sogenannte Stichprobenfehler. Seine Größe wird mit Hilfe einiger Annahmen abgeschätzt werden.

Der dritte Abschnitt hat die Aufbereitung der Rohdaten, d.h. die Beseitigung von Ausreißern und die Hochpaßfilterung zum Unterdrücken von Instationaritäten zum Thema.

Im letzten Abschnitt werden dann Ergebnisse einer neuntägigen Meßperiode dargestellt und mit deren Hilfe die Möglichkeiten und Grenzen des Systems bei der Bestimmung des vertikalen Impulsflusses aufgezeigt.

## 3.2 Das Meßprinzip

### 3.2.1 Zur Verwendung von RASS-Rückstreusignalen

In der hier durchgeführten Untersuchung wurden die RASS-Rückstreusignale von je zwei geneigten Strahlrichtungen in zwei orthogonalen Ebenen verwendet. Die Gründe für die ausschließliche Verwendung von RASS-Signalen lassen sich am Vergleich der Rückstreumechanismen von RASS- und Clear-Air-Streuung festmachen. Während die Clear-Air-Streuung ein stochastisches Spektrum mit statistisch unabhängigen Werten für benachbarte Spektralpunkte erzeugt (May et al., 1989), liefert die RASS-Streuung ein deterministisches, wohldefiniertes Signal (Peters und Kirtzel, 1994). Die Clear-Air-Streuung ist vom Vorhandensein der durch Turbulenz erzeugten Brechungsindexschwankungen abhängig, während diese für die RASS-Streuung durch das Aussenden des Schallsignals vom System selber erzeugt werden. Wie Peters und Kirtzel (1994) und May et al. (1989) zeigen, führen diese Unterschiede der Streumechanismen zu einer höheren Genauigkeit der Dopplermessung aus RASS-Signalen. Während der statistische Fehler der Dopplermessung  $\sigma_D$  mit RASS nur

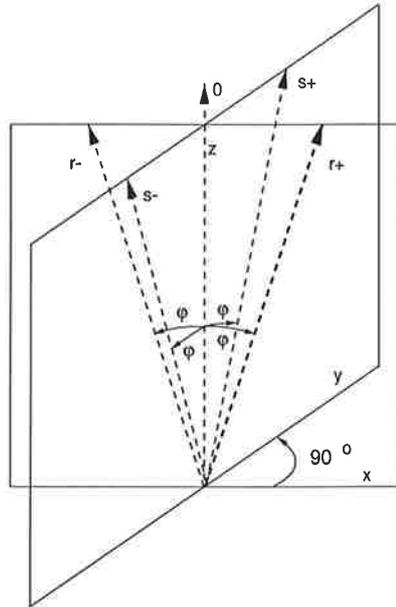


Abbildung 3.1: Darstellung der typischen Strahlrichtungen eines 5-Komponenten Windprofilers

von Signal-zu-Rausch-Verhältnis ( $S/N$ ) begrenzt wird, bleibt er bei Clear-Air-Messungen auch für  $S/N \rightarrow \infty$  in der Größenordnung  $\sigma_D \approx 0.5\lambda_0\sigma_{cl}$ , wobei  $\sigma_{cl}$  die spektrale Breite der Clear-Air-Peaks bezeichnet.

### 3.2.2 Bestimmung des Impulsflusses aus den gemessenen Radialkomponenten

Es soll hier für ein übliches Doppler-Beam-Swinging-System mit vier um den Winkel  $\varphi$  geneigten Strahlrichtungen in zwei orthogonalen Ebenen, das Verfahren zur Bestimmung des vertikalen Impulsflusses beschrieben werden. (Peters und Kirtzel, 1994) haben gezeigt, daß zwischen den aus der Dopplerverschiebung der Rückstreusignale in den vier Strahlrichtungen bestimmten radialen Windgeschwindigkeiten  $r_+, r_-$  und  $s_+, s_-$ , der Schallgeschwindigkeit im ruhenden Medium  $c_a$  und den orthogonalen Windkomponenten  $x, y, w$  der folgende Zusammenhang besteht:

$$\begin{aligned}
 r_+ &= c_{a_{r_+}} + x_+ \sin \varphi + w_{r_+} \cos \varphi \\
 r_- &= c_{a_{r_-}} - x_- \sin \varphi + w_{r_-} \cos \varphi \\
 s_+ &= c_{a_{s_+}} + y_+ \sin \varphi + w_{s_+} \cos \varphi \\
 s_- &= c_{a_{s_-}} - y_- \sin \varphi + w_{s_-} \cos \varphi
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Abbildung 3.1 zeigt eine Skizze der geometrischen Anordnung der vier geneigten Strahlrichtungen sowie des für die Bestimmung des Impulsflusses nicht verwendeten senkrechten Strahls. Die Indizes an den orthogonalen Windkomponenten und der Schallgeschwindigkeit deuten an, daß diese aus den durch die Schwenkung des Strahls unterschiedlichen Meßvolumina stammen und nicht notwendigerweise identisch sind. Bei der DBS-Methode zur Bestimmung des mittleren Windvektors wird angenommen, daß bei der Wahl einer ausreichend großen Mittelungszeit horizontale Homogenität vorhanden ist und daher die Indizes fallengelassen werden können. Typische Mittelungszeiten sind hier 10 bis 30 min. Das so vereinfachte Gleichungssystem kann dann nach den mittleren Windkomponenten aufgelöst werden:

$$\bar{x} = (\bar{r}_+ - \bar{r}_-)/2 \sin \varphi \quad (3.2)$$

$$\bar{y} = (\bar{s}_+ - \bar{s}_-)/2 \sin \varphi$$

Aufgrund der Notwendigkeit, über eine Zeit von typisch 10 min zu mitteln, ist es also prinzipiell nicht möglich, mit der DBS-Methode die horizontalen Windkomponenten mit hoher zeitlicher Auflösung zu bestimmen. Somit ist es nicht möglich, auf direktem Weg, d.h. mit der 'Eddy-Korrelations-Methode', die Kovarianzen mit dem Vertikalwind zu bestimmen.

Um trotz dieses prinzipiellen Problems mit Hilfe von DBS-Messungen den vertikalen Impulsfluß bestimmen zu können, erweiterten Vincent und Reid (1983) die Annahmen der horizontalen Homogenität von den ersten Momenten, d.h. den Mittelwerten auf höhere Momente des turbulenten Feldes. Man bezeichnet diese Annahme dann als 'statistische Homogenität'. Aus Gleichung (3.1) erhält man mit dieser Annahme die Zusammenhänge zwischen den Varianzen der Radialkomponenten  $r_+'^2$ ,  $r_-'^2$  und  $s_+'^2$ ,  $s_-'^2$  und den zweiten Momenten der orthogonalen Windkomponenten:

$$\begin{aligned} \overline{r_+'^2} &= \overline{c_a'^2} + \overline{x'^2} \sin^2 \varphi + \overline{w'^2} \cos^2 \varphi + 2(\overline{c_a' w'} \cos \varphi + \overline{c_a' x'} \sin \varphi + \overline{x' w'} \sin \varphi \cos \varphi) \\ \overline{r_-'^2} &= \overline{c_a'^2} + \overline{x'^2} \sin^2 \varphi + \overline{w'^2} \cos^2 \varphi + 2(\overline{c_a' w'} \cos \varphi - \overline{c_a' x'} \sin \varphi - \overline{x' w'} \sin \varphi \cos \varphi) \\ \overline{s_+'^2} &= \overline{c_a'^2} + \overline{y'^2} \sin^2 \varphi + \overline{w'^2} \cos^2 \varphi + 2(\overline{c_a' w'} \cos \varphi + \overline{c_a' y'} \sin \varphi + \overline{y' w'} \sin \varphi \cos \varphi) \\ \overline{s_-'^2} &= \overline{c_a'^2} + \overline{y'^2} \sin^2 \varphi + \overline{w'^2} \cos^2 \varphi + 2(\overline{c_a' w'} \cos \varphi - \overline{c_a' y'} \sin \varphi - \overline{y' w'} \sin \varphi \cos \varphi) \end{aligned} \quad (3.3)$$

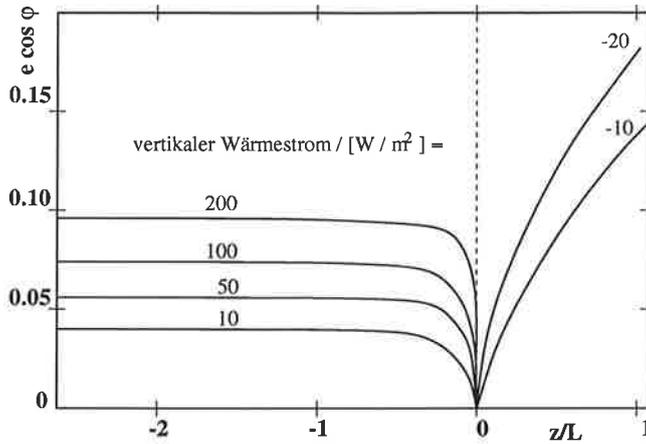


Abbildung 3.2:  
 Relativer Fehler der Impulsflußbestimmung aufgrund der Vernachlässigung des additiven Terms, in der Meßhöhe 200 m in Abhängigkeit vom Stabilitätsparameter  $z/L$  und dem vertikalen Wärmestrom.  
 Aus (Peters und Kirtzel, 1994).

Dieses Gleichungssystem kann nun nach den Ausdrücken für den vertikalen Impulsfluß  $\overline{x'w'}$  und  $\overline{y'w'}$  aufgelöst werden.

$$\begin{aligned} \overline{x'w'} &= \frac{(\overline{r'_+{}^2} - \overline{r'_-{}^2})}{(4 \sin \varphi \cos \varphi)} - \frac{(\overline{c'_a x'})}{\cos \varphi} \\ \overline{y'w'} &= \frac{(\overline{s'_+{}^2} - \overline{s'_-{}^2})}{(4 \sin \varphi \cos \varphi)} - \frac{(\overline{c'_a y'})}{\cos \varphi} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Im Gegensatz zu den Gleichungen für die mittleren Komponenten enthalten die Ausdrücke für  $\overline{x'w'}$  und  $\overline{y'w'}$  jeweils einen weiteren additiven Term. Dieser kann nicht ohne zusätzliche Messungen bestimmt werden. Peters und Kirtzel (1994) zeigen, daß der Term unter den meisten atmosphärischen Bedingungen vernachlässigt werden kann.

Der relative Fehler  $e_x = \overline{c'_a x'} / (\overline{x'w'} \cos \varphi)$  bzw.  $e_y = \overline{c'_a y'} / (\overline{y'w'} \cos \varphi)$ , der durch das Vernachlässigen dieser Terme entsteht, wird in (Peters und Kirtzel, 1994) abgeschätzt. Abbildung 3.2 zeigt den relativen Fehler  $e \cos \varphi = e_x \cos \varphi$  für ein Koordinatensystem mit  $y = 0$  in Abhängigkeit vom Stabilitätsparameter  $z/L$  für unterschiedliche Werte des vertikalen Wärmestroms. Es kann mit dieser Abschätzung davon ausgegangen werden, daß der relative Fehler, außer in stabilen Bedingungen, in denen nur geringe Beträge des Flusses zu erwarten sind, kleiner ist als 10%. Bei der hier beschriebenen Untersuchung wurde der Beitrag dieser Terme vernachlässigt und der vertikale Impulsfluß mit Hilfe der angenäherten Gleichungen

$$\begin{aligned} \overline{x'w'} &= \frac{(\overline{r'_+{}^2} - \overline{r'_-{}^2})}{(4 \sin \varphi \cos \varphi)} \\ \overline{y'w'} &= \frac{(\overline{s'_+{}^2} - \overline{s'_-{}^2})}{(4 \sin \varphi \cos \varphi)} \end{aligned} \quad (3.5)$$

bestimmt.

### 3.2.3 Erfassung des kleinskaligen Beitrages der Turbulenz

Aufgrund der relativ groben zeitlichen und räumlichen Auflösung des oben beschriebenen Systems kann der Beitrag kleinskaliger Turbulenz zum Impulsfluß mit Gleichung (3.5) nicht bestimmt werden. Es soll hier geklärt werden, wie der Beitrag des subskaligen Anteils abgeschätzt werden kann.

Peters und Kirtzel (1994) verwenden für diese Abschätzung die spektralen Breiten der gemessenen RASS-Rückstreuenspektren  $\sigma_{fR}^2$ . Hierzu nehmen sie an, daß sich die gemessenen spektralen Breiten als Summen dreier Beiträge darstellen lassen. Hier soll diese Herleitung nur für die Ebene parallel zur x-Achse (siehe Abbildung 3.1) dargestellt werden, sie ist aber ebenso für die orthogonale Ebene möglich:

$$\frac{\lambda_0^2}{4} \sigma_{fR}^2 = (\overline{r_{\pm}^{\prime 2}})_{sub} + G_{r_{\pm}} + A \quad (3.6)$$

Der erste Summand  $(\overline{r_{\pm}^{\prime 2}})_{sub}$  beschreibt die Varianz der Radialgeschwindigkeiten im subskaligen Bereich des Turbulenzspektrums, welche aufgrund der zeitlichen und räumlichen Mittelung nicht durch die in Gleichung (3.5) verwendeten Varianzen aufgelöst wird.

Der zweite Summand beschreibt die sogenannte 'Gradientenverbreiterung' des RASS-Rückstreuenspektrums, hervorgerufen durch den Gradienten der Schallgeschwindigkeit ( $\frac{\partial T}{\partial z}$ ) im jeweiligen Meßvolumen. Da dieser durch eine Kombination von Temperatur- und Windgradient ( $\frac{\partial T}{\partial z}; \frac{\partial x}{\partial z}$ ) hervorgerufen wird, ist er aufgrund der relativen Neigung der Strahlen zum mittleren Wind in den beiden Meßvolumina eines Strahlenpaars prinzipiell unterschiedlich. Die Gradientenverbreiterung wird von Peters und Kirtzel (1994) wie folgt eingeführt, wobei  $\sigma_r$  die Tiefe des Streuvolumens beschreibt:

$$G_{r_{\pm}} = \left( \frac{\partial r_{\pm}}{\partial z} \cos \varphi \sigma_r \right)^2 = \left( \frac{1}{2} \frac{c_a}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \pm \frac{c_a}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial x}{\partial z} \sin \varphi \cos \varphi^2 + \left( \frac{\partial x}{\partial z} \sin \varphi \cos \varphi \right)^2 \quad (3.7)$$

Der dritte Summand in Gleichung (3.6) beinhaltet alle weiteren Beiträge zur Verbreiterung des RASS-Spektrums. Von ihm wird angenommen, daß er unabhängig von der Strahlrichtung ist, was durch das Fehlen der Indizes angedeutet wird.

Der subskalige Anteil des Impulsflusses ist im Prinzip, analog zu Gleichung (3.5) gegeben durch die Differenz der subskaligen Radialwindvarianzen:

$$(\overline{u'w'})_{sub} = \frac{(\overline{r_{+}^{\prime 2}})_{sub} - (\overline{r_{-}^{\prime 2}})_{sub}}{4 \sin \varphi \cos \varphi} \quad (3.8)$$

Bei der Differenzbildung aus den zweiten Momenten der RASS-Rückstreuungsspektren, welche als Meßwerte zur Verfügung stehen, bleibt der gemischte Term aus  $G_{r_{\pm}}$  als additiver Term erhalten:

$$\sigma_{fR}^2(r_+) - \sigma_{fR}^2(r_-) = \frac{4}{\lambda_0^2} \left[ \frac{(\overline{r_+^{\prime 2}})_{sub} - (\overline{r_-^{\prime 2}})_{sub}}{4 \sin \varphi \cos \varphi} - \frac{\cos \varphi c_a}{2} \frac{\overline{\partial T}}{T} \frac{\overline{\partial x}}{\partial z} \sigma_r^2 \right] \quad (3.9)$$

Die in diesem Term vorkommenden Größen sind im Prinzip der Messung zugänglich, womit der subskalige Anteil des Impulsflusses bestimmt werden kann. Hier wurde diese Berechnung nicht im Einzelnen durchgeführt, da die Bestimmung der Differenz der zweiten Momente der RASS-Rückstreuungsspektren (der linken Seite von Gleichung (3.9)) Werte ergab, die deutlich kleiner waren, als die nach Gleichung (3.5) bestimmten Impulsflüsse der aufgelösten Skalen. Da nicht zu erklären ist, daß die beiden Terme auf der rechten Seite von Gleichung (3.9) systematisch gleiche große Werte annehmen und damit zu den oben beschriebenen kleinen Meßwerten führen, kann davon ausgegangen werden, daß beiden Terme systematisch klein sind und damit  $(\overline{u'w'})_{sub}$  vernachlässigt werden kann.

### 3.2.4 Abschätzung statistischer Fehler

Die bisher beschriebenen Fehler sind üblicherweise etwa eine Größenordnung kleiner als der zu erwartende Mittelwert des Impulsflusses, außer in stark stabilen Situationen. Die entscheidende Unsicherheit liegt bei diesem Meßverfahren jedoch in dem statistischen Verhalten der Atmosphäre selbst.

Der sogenannte Samplingfehler beschreibt die Unsicherheit, die dadurch entsteht, daß eine als Ensemblemittelwert definierte Größe mit Hilfe einer begrenzten Stichprobe geschätzt wird. Der Samplingfehler ist, wie hier gezeigt werden soll, die bestimmende Unsicherheit der Meßmethode. Er wird von Angevine et al. (1993) für die dort beschriebenen Messungen ausgehend von dem folgenden, in (Wyngaard, 1992) angegebenen Zusammenhang abgeschätzt.

Ausgehend von einer stationären, zufälligen Funktion der Zeit  $\mathcal{F}(t)$  mit einem 'integral scale' von  $\tau_{is}$ , für die der Unterschied zwischen dem Stichproben-Mittelwert  $\mathcal{F}_T$  und dem Ensemblemittelwert  $\overline{\mathcal{F}}$  als Ensemblevarianz  $\sigma_{\mathcal{F}}^2$  angegeben wird, findet Wyngaard (1992) den folgenden Zusammenhang:

$$\sigma_{\mathcal{F}}^2 = \frac{2\overline{\mathcal{F}^{\prime 2}}\tau_{is}}{T_{mittel}} \quad (3.10)$$

Hier bezeichnet  $T_{mittel}$  die Mittelungszeit. Unter der Annahme, daß zwei Größen  $a$  und  $b$

gaussverteilt sind, gilt (Lenschow und Stankov, 1986) wenn  $\mathcal{F} = \overline{a'b'}$ , für die Varianz

$$\overline{\mathcal{F}'^2} = \overline{a'^2 b'^2} + \overline{(a'b')^2} \quad (3.11)$$

Mit  $a = u$  und  $b = w$  finden Angevine et al. (1993) unter Verwendung von Annahmen über den 'integral scale' und das Einsetzen von gemessenen Größen für die Mittelungszeit  $T_{\text{mittel}} = 28$  Stunden (resultierend aus  $14 \cdot 2$  Stunden, von 11.00 - 13.00 Uhr Ortszeit) einen relativen Fehler von  $e = 0.4$  für die Impulsflußmessungen. Das bedeutet also, wie auch Angevine et al. (1993) betonen, daß die zu erwartende Standardabweichung des Samplingfehlers nur aufgrund der Variabilität der Atmosphäre annähernd halb so groß ist, wie die gemessene Standardabweichung selbst. Bei dieser Abschätzung werden jedoch die Meßwerte selbst zur Berechnung benutzt, womit diese Abschätzung nicht repräsentativ für weitere Untersuchungen ist. Ausgehend von den oben eingeführten Überlegungen von Wyngaard (1992) soll hier, wie auch in (Hirsch und Peters, 1998) geschehen, eine Möglichkeit beschrieben werden, unabhängig von aktuellen Messungen, unter Verwendung von Ähnlichkeitsannahmen, zu einer Abschätzung des Samplingfehlers zu kommen.

Hierzu wird zuerst der Samplingfehler für die Radialgeschwindigkeiten abgeschätzt. Bei kleinen Zenitwinkel  $\varphi$  kann angenommen werden, daß die Autocovarianzen  $\overline{r_{\pm}^{\prime 2}}$  und  $\overline{s_{\pm}^{\prime 2}}$  aller Radialgeschwindigkeiten gleich der Autocovarianz  $\overline{w_{\pm}^{\prime 2}}$  des vertikalen Windes ist. Wenn man weiterhin die Anzahl unabhängiger Messungen im Mittelungsintervall  $N_u = T_{\text{mittel}}/\tau_{is}$  einführt, erhält man mit Gleichung (3.10) für den Samplingfehler der Radialgeschwindigkeiten:

$$\sigma_{r'^2} = \sigma_{s'^2} = \frac{2}{\sqrt{N_u}} \overline{w'^2} \quad (3.12)$$

Nimmt man nun an, daß die Fluktuationen der einzelnen Radialgeschwindigkeiten aufgrund der räumlichen Trennung der einzelnen Meßvolumina statistisch unabhängig sind, erhält man unter Verwendung der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung für den Samplingfehler des Impulsflusses  $m$ :

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{2}}{4 \cos \varphi \sin \varphi} \frac{2}{\sqrt{N_u}} \overline{w'^2} \quad (3.13)$$

Da ein Ausdruck gesucht ist, der unabhängig von Messungen ist, müssen Annahmen über  $\overline{w'^2}$  gemacht werden. Verwendet man die Relation  $\frac{\overline{w'^2}}{m} = 2.5$  der Ähnlichkeitstheorie für die neutrale Grenzschicht (Stull, 1991) so findet man für den relativen Fehler  $e = \sigma_m/m$  die allgemeine Abschätzung:

$$e = \frac{2.5}{\sqrt{2N_u} \cos \varphi \sin \varphi} \quad (3.14)$$

Da ein Meßzyklus des Systems mit dem Durchlaufen aller fünf Strahlrichtungen 75 s benötigt kann angenommen werden, daß die einzelnen Stichproben statistisch unabhängig sind. Für die verwendete Mittelungszeit von 30 Minuten (siehe Abschnitt 3.3) ergibt sich also die Anzahl unabhängiger Stichproben als  $N_u = 24$ . Durch Einsetzen des Strahlneigungswinkels  $\varphi = 8.5^\circ$  ergibt sich als Abschätzung des Samplingfehlers:

$$\sigma_m \approx 1.6 \cdot m \quad (3.15)$$

Dies bedeutet, daß der Samplingfehler in der Größenordnung, oder größer, des Meßwertes ist. Die in den folgenden Abschnitten gezeigten Messungen bestätigen, daß der Samplingfehler den bei weitem größten Beitrag zum gesamten Fehler der Impulsflußbestimmung liefert und weitere Fehler vernachlässigt werden können.

Eine für die weitere Arbeit interessante Betrachtung ergibt sich, wenn der Stichprobenfehler in der gleichen Art für ein System abgeschätzt wird, das die Windkomponenten  $x, y, z$  in einem gemeinsamen Meßvolumen bestimmt, wie dies z.B. bei einem Radarinterferometer der Fall ist. Ausgehend von Gleichung (3.10) ergibt sich der Stichprobenfehler durch Einsetzen von

$$\overline{\mathcal{F}'^2} = \overline{u'^2 w'^2} + \overline{(u'w')^2} \quad , \text{ bzw.} \quad (3.16)$$

$$\overline{\mathcal{F}'^2} = \overline{v'^2 w'^2} + \overline{(v'w')^2} \quad . \quad (3.17)$$

In Stull (1991) findet man unter Verwendung von Ähnlichkeitsrelationen die Verhältnisse  $\overline{u'^2} \approx 2\overline{w'^2}$  und  $\overline{v'^2} \approx \overline{w'^2}$  für die Mitte der neutralen Grenzschicht, wenn  $u$  die Windkomponente parallel zum mittleren Wind bezeichnet. Im folgenden soll nur diese Komponente betrachtet werden. Der zweite Term von Gleichung (3.16) kann aufgrund der üblicherweise geringen Korrelation von  $u'$  und  $w'$  vernachlässigt werden. Durch das Ersetzen von  $\overline{u'^2}$  durch  $2\overline{w'^2}$  erhält man aus Gleichung (3.10) für den Samplingfehler der Impulsflußmessung mit einem System, das die einzelnen Komponenten aus einem gemeinsamen Meßvolumen bestimmt:

$$\sigma_{m1V} = \frac{2}{\sqrt{N_u}} \overline{w'^2} \quad (3.18)$$

Verglichen mit der Unsicherheit des DBS-Systems ist also z.B. mit einem Interferometer eine Verminderung des Samplingfehlers um den Faktor:

$$\frac{\sigma_{m1V}}{\sigma_m} = \frac{4}{\sqrt{2}} \cos \varphi \sin \varphi = 0.41 \quad (3.19)$$

zu erreichen.

### 3.3 Datenaufbereitung

Aus den als Rohdaten vorliegenden Radarspektren werden durch einen Standardalgorithmus die ersten drei Momente der Peaks jeder Höhenstufe bestimmt. Die so entstehenden Zeitreihen der ersten Momente sind, interpretiert als Radialkomponenten der Schallgeschwindigkeit, die Eingangsdaten für die Berechnung des Impulsflusses. Durch die Verwendung von RASS-Signalen konnte der Anteil von Ausreißern in diesen Zeitreihen gering gehalten werden. Die Qualität der Impulsfluß-Bestimmung hängt jedoch in starkem Maße von der sicheren Beseitigung dieser Ausreißer ab. Zu diesem Zweck wurde ein zweistufiger Algorithmus verwendet, um diese Werte zu erkennen und zu ersetzen.

Für Werte, die deutlich außerhalb des zu erwartenden Geschwindigkeitsbereichs lagen, wurde der folgende Algorithmus angewendet:

Der Median einer zeitlichen Umgebung von plus-minus fünf Punkten um den betrachteten Punkt wird bestimmt. Wenn der betrachtete Punkt um mehr als 2.5 m/s von diesem Medianwert abweicht, wird er durch letzteren ersetzt. Der Grenzwert wurde so gewählt, daß einerseits nur ein kleiner Anteil von Datenpunkten ersetzt wurde und andererseits bei Variation des Grenzwertes die Anzahl der ersetzten Punkte relativ wenig verändert wurde.

In einer zweiten Stufe wurden Werte, die weniger deutlich außerhalb des zu erwartenden Geschwindigkeitsbereichs lagen, bestimmt und wie folgt ersetzt:

Es wird aus der neuen Zeitreihe wie oben der Median für jeden Punkt berechnet. Zusätzlich wird auch die Standardabweichung dieser Umgebung bestimmt. Wenn der jeweilige Punkt nun um mehr als das dreifache der Standardabweichung vom Medianwert abweicht, wird er durch diesen ersetzt. Für eine Gauss-Verteilung würde so nur ein Anteil von  $1.36 \cdot 10^{-6}$  der Datenpunkte ersetzt.

Um die Effekte von Instationaritäten zu verringern, wurden Trends durch eine Hochpaßfilterung eliminiert. Zu diesem Zweck wurde ein gleitender Mittelwert von 11 Punkten um jeden Punkt von der Zeitreihe abgezogen. Die entspricht der Unterdrückung von Perioden größer als 12.5 Minuten, bzw von Wellenlängen größer als Ausdehnung von 9.4 km bei 10 m/s Windgeschwindigkeit.

Die Varianzen der so behandelten Radialkomponenten wurden dann aus 30 Minuten langen Stücken der Zeitreihen bestimmt, die jeweils 24 Datenpunkte enthalten. Die Wahl dieses Analysezeitraumes ist ein Kompromiß zwischen der zeitlichen Auflösung und dem, nach Gleichung (3.13) von der Anzahl unabhängiger Stichproben abhängenden, Samplingfehler.

Zur Darstellung von Profilen wurden auch 4-Stunden-Mittelwerte berechnet. Diese ergeben sich als Konsensusmittelwert (Fischler und Bolles, 1981) von jeweils 8 Werten der, in der oben beschriebenen Weise bestimmten, halbstündigen Mittelwerte. Bei der Konsensusmittelung wurden Fenster mit großen Radien verwendet, um einzelne unplausible Werte zu

eliminieren. So wurde für die Mittelung der Flußmessungen ein Konsensusfenster von  $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und bei der Mittelung der Windgeschwindigkeitsmessungen ein Fenster von  $10 \text{ m/s}$  verwendet.

### 3.4 Messungen und Grenzen des Verfahrens

In diesem Abschnitt sollen anhand von Messungen die Möglichkeiten und Beschränkungen der Impulsflußmessung mit einem Doppler-Beam-Swinging System dargestellt werden. Es werden dazu repräsentative Ausschnitte einer Meßkampagne oder Daten der ganzen Meßkampagne verwendet. Die Diskussion der jeweiligen Darstellung folgt meist direkt im Anschluß an deren Beschreibung. Eine Zusammenfassung dieser Bewertungen erfolgt im letzten Teil dieses Abschnitts. In diesem Kapitel werden die folgenden, zum Teil schon weiter vorne eingeführten Definitionen verwendet.

- Vektor des vertikalen Impulsflusses  $\vec{m} = \{\overline{x'w'}, \overline{y'w'}\}$

- Betrag des vertikalen Impulsflusses:  $m = \sqrt{\overline{x'w'^2} + \overline{y'w'^2}}$

- Lokale Reibungsgeschwindigkeit:  $u_l = \sqrt{m}$

- Komponente von  $\vec{m}$

parallel zur lokalen Windrichtung:  $\overline{w'w'} = \overline{x'w'} \cdot \overline{x}/\overline{U} + \overline{y'w'} \cdot \overline{y}/\overline{U}$

- Komponente von  $\vec{m}$

senkrecht zur lokalen Windrichtung:  $\overline{v'w'} = -\overline{x'w'} \cdot \overline{y}/\overline{U} + \overline{y'w'} \cdot \overline{x}/\overline{U}$

mit  $\overline{U} = \sqrt{\overline{x^2} + \overline{y^2}}$ .

#### 3.4.1 Messungen auf dem Versuchsfeld 'Hungrier Wolf'

Hier werden die Ergebnisse einer 9-tägigen Meßkampagne beschrieben, die vom 26.08.95 bis 04.09.95 auf der Geräteerprobungsstelle des MPI auf dem Flugplatz 'Hungrier Wolf' bei Itzehoe stattgefunden hat. Dieser Militärflugplatz befindet sich etwa 40 km nordwestlich von Hamburg in einem ebenen, gering besiedelten Gebiet. Im nord-östlichen Sektor des Meßplatzes befinden sich in 150 m Entfernung einige Bäume und einzelne Gebäude mit bis zu 12 m Höhe. In unmittelbarer Nähe zum Radarstandort befand sich an einem 6 m

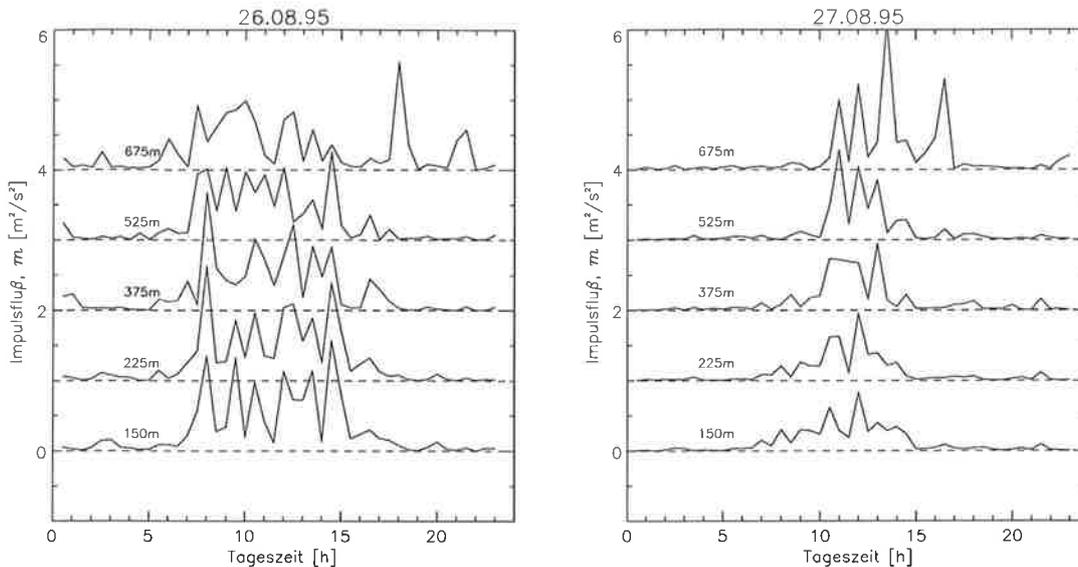


Abbildung 3.3: Halbstunden Mittelwerte des vertikalen Impulsflusses  $m$  in fünf Höhenstufen von 150 bis 675 m. Die Zeitreihen in aufeinander folgenden Höhenstufen sind durch einen Offset von  $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$  voneinander getrennt. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Nullwert in jeder Höhenstufe

Mast ein Sonic-Anemometer-Thermometer (USAT-3), dessen Prinzip z.B. in (VDI, 1994) beschrieben wird.

Abbildung 3.3 zeigt typische Ergebnisse für zwei aufeinanderfolgende Tage. Dort dargestellt sind die Zeitreihen von halbstündigen Mittelwerten von  $m$  in fünf verschiedenen Höhenstufen zwischen 150 m und 675 m. Es ist nur jede zweite gemessene Höhenstufe gezeigt. Die Werte benachbarter Höhenstufen sind zur besseren Unterscheidbarkeit um jeweils  $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$  verschoben. Die über alle Höhen gemittelte Horizontalwindgeschwindigkeit lag am 26.08. zwischen 10 und 14 m/s und am 27.08. zwischen 5 und 10 m/s.

Die Messungen beider Tage zeigen einen deutlichen Tagesgang, während der Fluß im Laufe der Nacht annähernd verschwindet, erreicht er am Tage Werte um  $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Dieser Tagesgang wurde für alle Tage der Meßperiode beobachtet. Er ist aufgrund der nächtlichen Stabilisierung und der damit verbundenen Unterdrückung des turbulenten Austausches zu erwarten. Im Vergleich der beiden Tage zeigt sich, daß die Maximalwerte des Flusses am 27.08., dem Tag mit dem geringeren Horizontalwind, kleiner sind als die Maximalwerte am 26.08.. Dieses Verhalten steht im Einklang mit dem Konzept eines Reibungskoeffizienten. Auf diesen Zusammenhang wird später noch für die ganze Meßperiode eingegangen.

Außer dem oben betrachteten Betrag des Impulsflusses ist auch die Richtung des turbulenten Transportes von Interesse. In Abbildung 3.4 sind in einer Darstellung vergleichbar der in Abbildung 3.3 Zeitreihen der Impulsflußkomponente parallel zur lokalen Windrichtung  $\overline{u'w'}$  dargestellt. An beiden Tagen ist  $\overline{u'w'}$  negativ, was bedeutet, daß der Fluß von oben

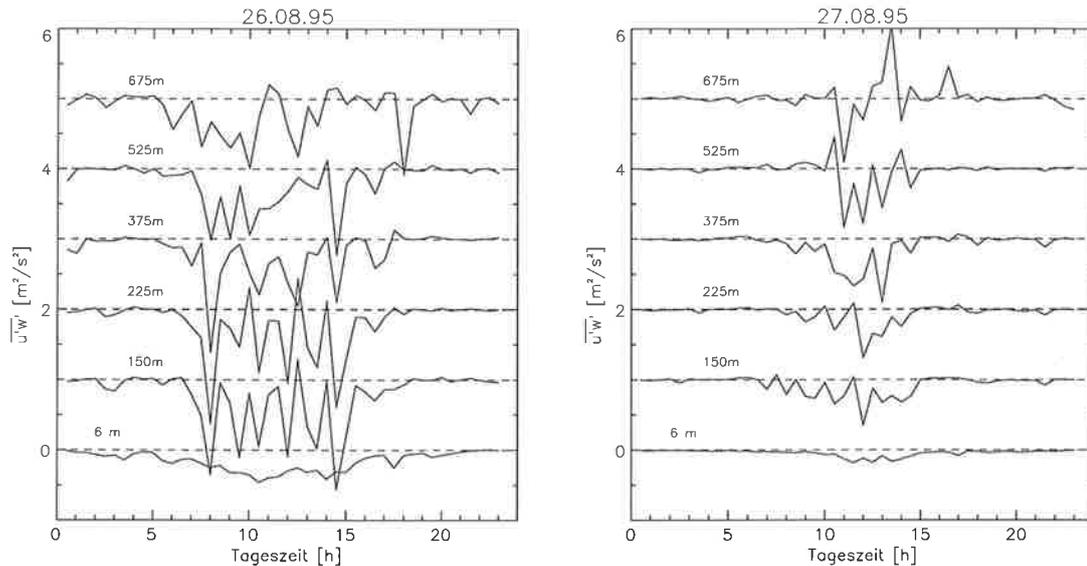


Abbildung 3.4: Halbstunden Mittelwerte des vertikalen Impulsflusses parallel zur lokalen Windrichtung. Die Darstellung ist identisch zu der in Abbildung 3.3. Zusätzlich sind in-situ-Messungen mit einem Sonic-Anemometer-Thermometer in 6 m Höhe über Grund dargestellt.

in Richtung auf die Oberfläche gerichtet ist. Dieses Verhalten ist, wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, in der vom Boden beeinflussten Grenzschicht zu erwarten, da dieser stets als Senke für den horizontalen Impuls angesehen werden kann. Die 'korrekte' Bestimmung der Richtung von  $m$  kann als weiterer starker Hinweis darauf angesehen werden, daß die Messungen tatsächlich den Impulsfluß repräsentieren und daß die Fehler nicht die physikalische Information überdecken.

Weiterhin ist in Abbildung 3.4 die in-situ-Messung mit dem Sonic-Anemometer-Thermometer in 6 m über Grund dargestellt. Der Tagesgang ist in guter Übereinstimmung mit den Radarmessungen, jedoch sind die Absolutwerte der Sonic-Messungen systematisch kleiner als die der Flußmessung mit dem Radar. Dies steht im Widerspruch mit den üblichen Erwartungen für den Impulsfluß in Bodennähe (siehe Abschnitt 1.3). Jedoch ist auch die vom Sonic-Anemometer ermittelte Windgeschwindigkeit in 6 m Höhe deutlich geringer, als die nach den Radarmessungen bei der Annahme eines logarithmischen Windprofils zu erwartende Windgeschwindigkeit in dieser Meßhöhe.

Abbildung 3.5 zeigt in halblogarithmischer Auftragung je zwei mittlere Windprofile für die beiden in Abbildung 3.4 dargestellten Meßtage. Bei einem logarithmischen Windprofil müßten die Meßwerte des Radars und die des Sonics in dieser Auftragung eine Gerade bilden. Man erkennt direkt die zu geringe Größe der Sonicsmessungen. Es ist daher anzunehmen, daß der Unterschied in einer lokalen Grenzschicht, hervorgerufen durch die Bäume und Gebäude in der Umgebung, zu finden ist. Diese Hindernisse befinden sich in etwa

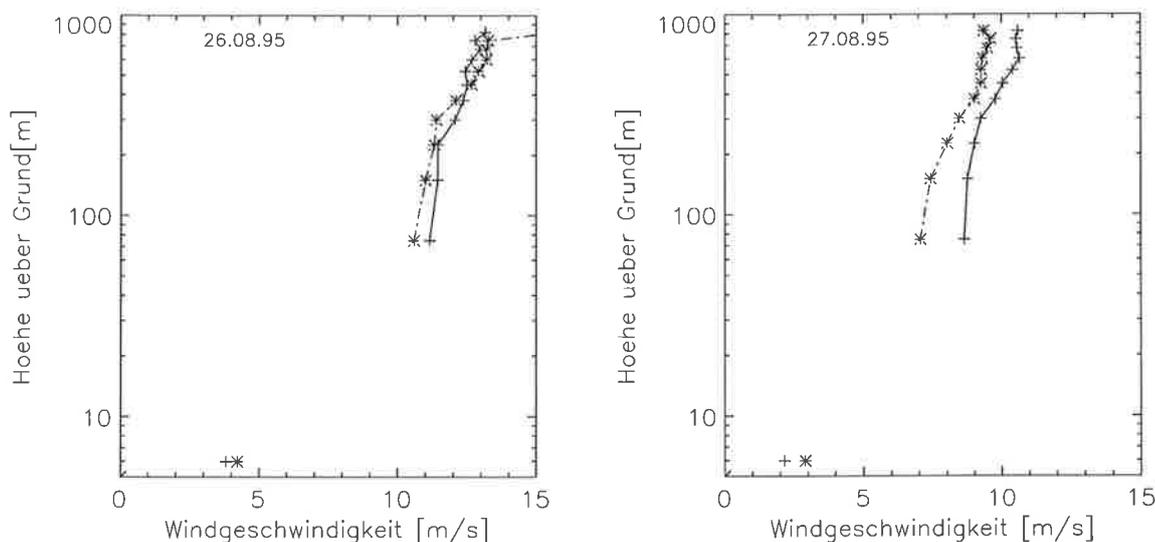


Abbildung 3.5: Halblogarithmische Auftragung der mittleren Windprofile der Radarmessungen, sowie der mittleren Sonicmesswerte für den 26.08.95 und den 27.08.95.

150 m Entfernung vom Radar in ungefähre Aufwindrichtung und sind daher geeignet, in Bodennähe über dem Radar eine Inhomogenität hervorzurufen.

Ein weiterer auffälliger Unterschied ist die dem Tagesgang überlagerte starke Variabilität der RASS-Messungen. Diese Variabilität ist typisch für die gesamte Meßperiode. Nach Gleichung (3.15) kann davon ausgegangen werden, daß sie durch den Stichprobenfehler hervorgerufen wird. Da die charakteristische Größe der turbulenten Wirbel mit der Höhe zunimmt, wird die Anzahl unabhängiger Stichproben kleiner, und der Samplingfehler wird größer. In Gleichung (3.15) wurde der Stichprobenfehler für Messungen dieser Art abgeschätzt und in der Größenordnung der Meßwerte selbst gefunden. Die Variabilität der hier gezeigten Beispiele scheint diese Abschätzung zu bestätigen.

Die Tatsache, daß die Fluktuationen in unterschiedlichen Höhenstufen häufig stark korreliert erscheinen, deutet auf die Existenz großer, die gesamte Grenzschicht ausfüllende Wirbel hin, die entscheidend für den Betrag der Halbstundenmittelwerte des Flusses sind. Dies bedeutet allerdings, daß die Fehlerabschätzung in Gleichung (3.15) noch zu optimistisch ist, da im Falle großer Eddies nicht davon ausgegangen werden kann, daß alle 24 Messungen eines Halbstundenmittels unkorreliert sind.

Die Interpretation, daß die entscheidenden Beiträge zum Impulsfluß von großen, vereinzelt auftretenden Wirbeln verursacht werden, wird von den später beschriebenen Beobachtungen im Interferometermodus bestätigt (siehe Abbildung 7.14).

Der in Abbildung 3.3 und Abbildung 3.4 sich andeutende Zusammenhang zwischen dem Betrag des Horizontalwindes und der Größe des Impulsflusses findet in Bodennähe Ver-

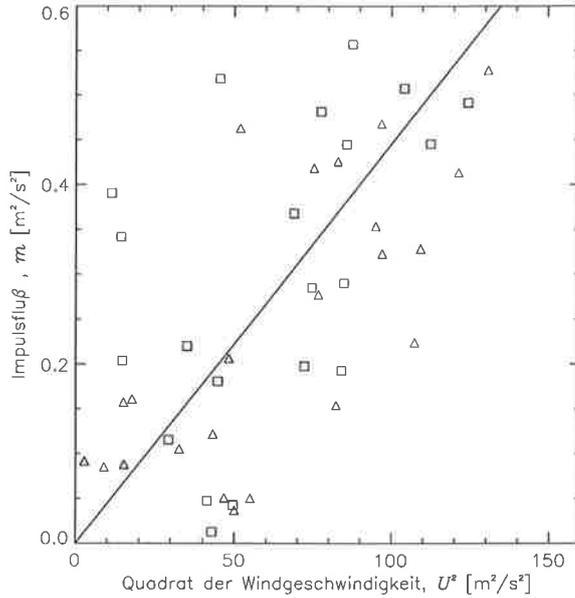


Abbildung 3.6: Regression des Impulsflusses  $m$  gegen  $\overline{U^2}$  an 8 Tagen in den beiden untersten Höhenstufen für den Zeitraum 06:00 - 18:00 Ortszeit. Verwendet wurden 4-Stunden Mittelwerte sowohl des Impulsflusses als auch des Horizontalwindes. (Der neunte Tag wurde wegen starker Instationarität hier nicht betrachtet).

wendung im Konzept des Reibungskoeffizienten  $c_D$  (Stull, 1991). Danach gilt vereinfacht  $\overline{u'w'} = -c_D \overline{U^2}$ . Dieser kann im Prinzip aus einer Regression des Impulsflusses  $m$  gegen  $\overline{U^2}$  aus Meßdaten des Radars empirisch ermittelt werden. Abbildung 3.6 zeigt eine solche Regression von  $m$  gegen  $\overline{U^2}$  für die beiden Höhenstufen 75 m und 150 m. Die Gerade zeigt eine Geradenanpassung durch die dargestellten Meßpunkte nach der Methode der kleinsten Quadrate und entspricht einem Reibungskoeffizienten  $c_D = 4.4 \times 10^{-3}$ . In Stull (1991) findet man einen Reibungskoeffizienten für Europa in 10 m Höhe über Grund von  $c_D = 6.8 \times 10^{-3}$ . Der aus der Regression gefundene Wert kommt dem Literaturwert relativ nahe, was in Anbetracht der sehr unterschiedlichen Referenzhöhen erstaunlich ist.

Eine weitere Bewertung der Plausibilität der Messungen ergibt sich aus der Beziehung zwischen dem Windgradienten und dem Impulsfluß. Aufgrund von Ähnlichkeitsannahmen gilt für die neutrale Grenzschicht die folgende Relation (Stull, 1991), wobei  $k$  die von-Karman Konstante bezeichnet (hier mit  $k = 0.4$ ):

$$u_L = kz \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \quad (3.20)$$

die über  $u_L = (m)^{1/2}$  den Fluß in einer Höhenstufe mit dem lokalen Gradienten des Horizontalwindes in Relation stellt.

Da die Profile des Horizontalwindes durch die Radarmessungen zugänglich sind, ist ein Vergleich der aus den Radialgeschwindigkeiten bestimmten Flußwerte mit der rechten Seite von Gleichung (3.20) möglich. Ein solcher Vergleich ist in Abbildung 3.7 dargestellt. In der Regression werden  $u_L = (m)^{1/2}$  in 225 m Höhe und die rechte Seite von Gleichung (3.20) gegenübergestellt. Hierzu wurden der Gradient  $\frac{\partial \overline{U}}{\partial x}$  aus einem least-square-fit durch

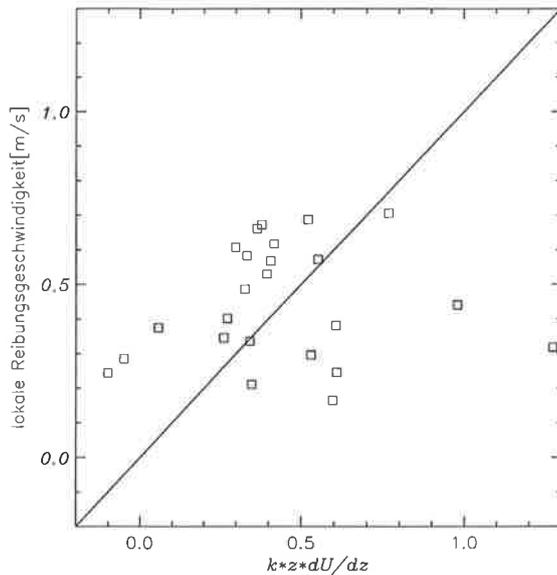


Abbildung 3.7: Darstellung von  $u_L = m^{0.5}$  gegen den nach der Ähnlichkeitsbeziehung aus  $k \cdot z \cdot \partial \bar{U} / \partial z$  bestimmten Wert an 8 Tagen, im Zeitraum 06:00 – 18:00 Ortszeit, in 225 m üG. (Der neunte Tag wurde wegen starker In-stationarität hier nicht betrachtet).

die Werte der Windgeschwindigkeiten in den fünf Höhenstufen mit dem Mittelpunkt 225 m ermittelt. Dargestellt sind von acht Tagen jeweils die drei 4-Stunden-Mittelwerte des Zeitraums 06:00 – 18:00 Uhr Ortszeit.

Die Abbildung zeigt nur eine schwache Korrelation der dargestellten Werte. Hierbei ist zu bedenken, daß das Konzept der Fluß-Gradient-Beziehung in der bodennahen Schicht entwickelt wurde und möglicherweise hier nur bedingt anwendbar ist. Beispielsweise beeinflusst der thermische Wind den Gradienten ohne in direktem Zusammenhang mit dem Impulsfluß zu stehen. Desweiteren ist die für die Verwendung der Ähnlichkeitsbeziehung vorausgesetzte Annahme einer neutralen Schichtung wahrscheinlich nicht in allen dargestellten Fällen erfüllt.

Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der 30-Minuten-Mittelwerte des Impulsflußvektors  $\vec{m}$  auf seine Parallelwindkomponente  $\overline{u'w'}$  und Querwindkomponente  $\overline{v'w'}$ . Dargestellt sind die 8 Höhenstufen von 150 bis 675 m über Grund für alle neun Tage. Jedes Teilbild repräsentiert die Messungen eines ganzen Tages. Das Koordinatensystem ist in jeder Höhenstufe nach der lokalen Windrichtung ausgerichtet, so daß sich die Aufteilung in Parallel- und Querwindkomponente auf die Windrichtung in der jeweiligen Höhenstufe bezieht.

Wie schon in Abbildung 3.4 gezeigt, ist  $\overline{u'w'}$  in den meisten Fällen negativ, wie es für die Grenzschicht zu erwarten ist. Die Querwindkomponente  $\overline{v'w'}$  zeigt bei einer relativ großen Variabilität symmetrisch um Null, an einigen Tagen ebenfalls eine signifikante Tendenz zu negativen Werten. Dies ist aufgrund des Coriolis-Effekts zu erwarten, da der von oben durch das Meßvolumen transportierte Impuls relativ zu der lokalen Windrichtung im Meßvolumen durch den Coriolis-Effekt rechtsgedreht ist. Dies resultiert in einem negativen Vorzeichen der Querwindkomponente des Flusses. Weiter ist eine Häufung von Werten um den Ursprung zu beobachten. Diese wird durch das Verschwinden des Flusses während der Nacht

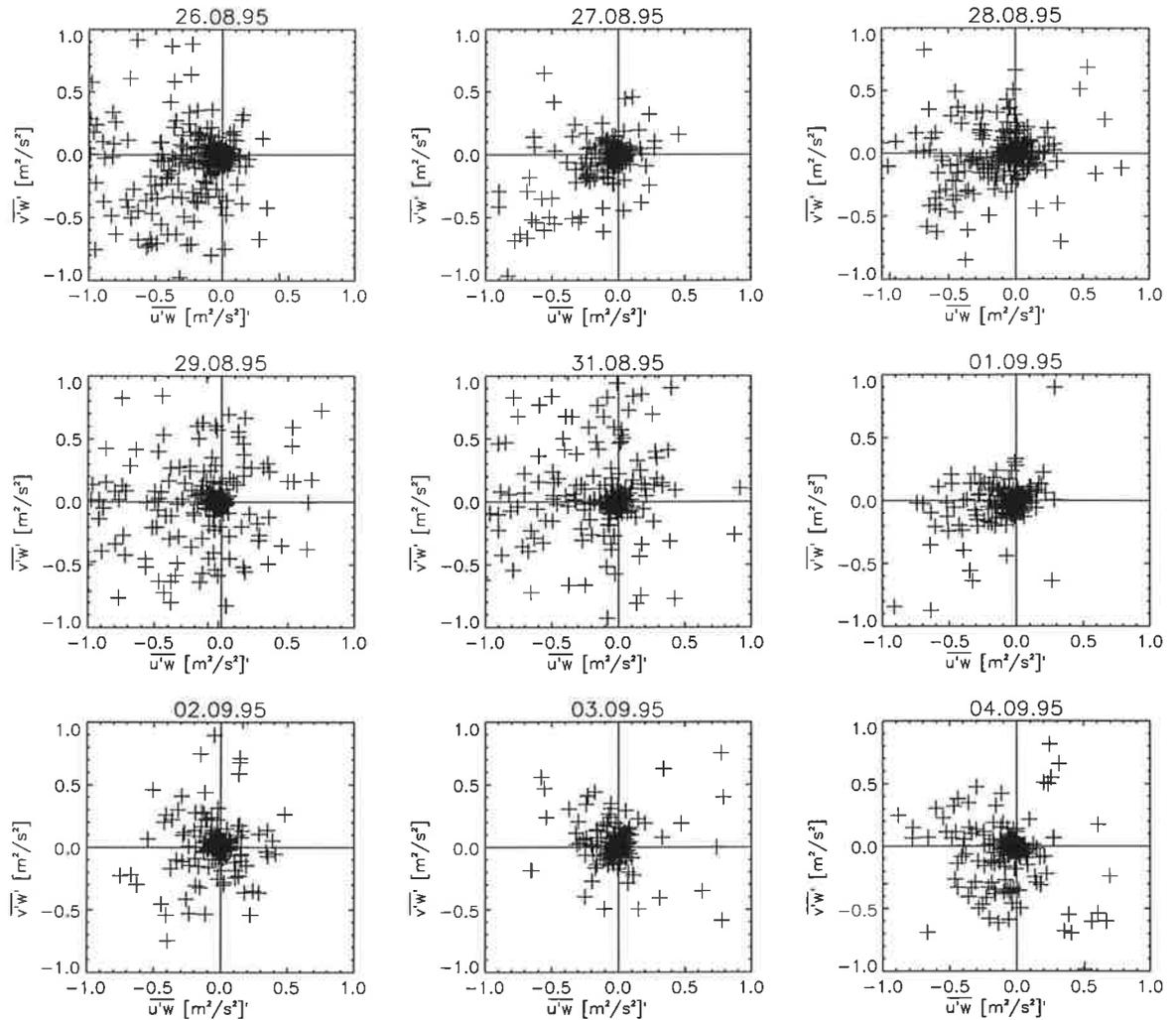


Abbildung 3.8: Verteilung der Parallelwindkomponente  $\overline{u'w'}$  und der Querwindkomponente  $\overline{v'w'}$  von 150 bis 675 m über Grund. Es sind je 48 Mittelwerte über 30 Minuten für alle neun Tage dargestellt.

hervorgehoben.

Wie in Abschnitt 1.3 gezeigt, benötigt man zum Schließen, selbst der einfachsten Impulserhaltungsgleichung, den Gradienten des vertikalen Impulsflusses. Ein Profiler ist theoretisch in der Lage, diesen Gradienten aus simultanen Messungen in verschiedenen Höhenstufen zu bestimmen. Im folgenden sollen die Möglichkeiten des Systems bei der Bestimmung von Impulsflußprofilen beleuchtet werden.

Aufgrund der großen Variabilität der Zeitreihen in den einzelnen Höhenstufen wurden jeweils acht der berechneten Halbstunden-Mittelwerte zu einem 4-Stunden-Mittelwert zusammengefaßt. Aufgrund der so ausgedehnten Zeitintervalle ist nicht mehr in allen Fällen die Annahme der Stationarität erfüllt. Für jeden der neun Tage wurden drei Profile über die

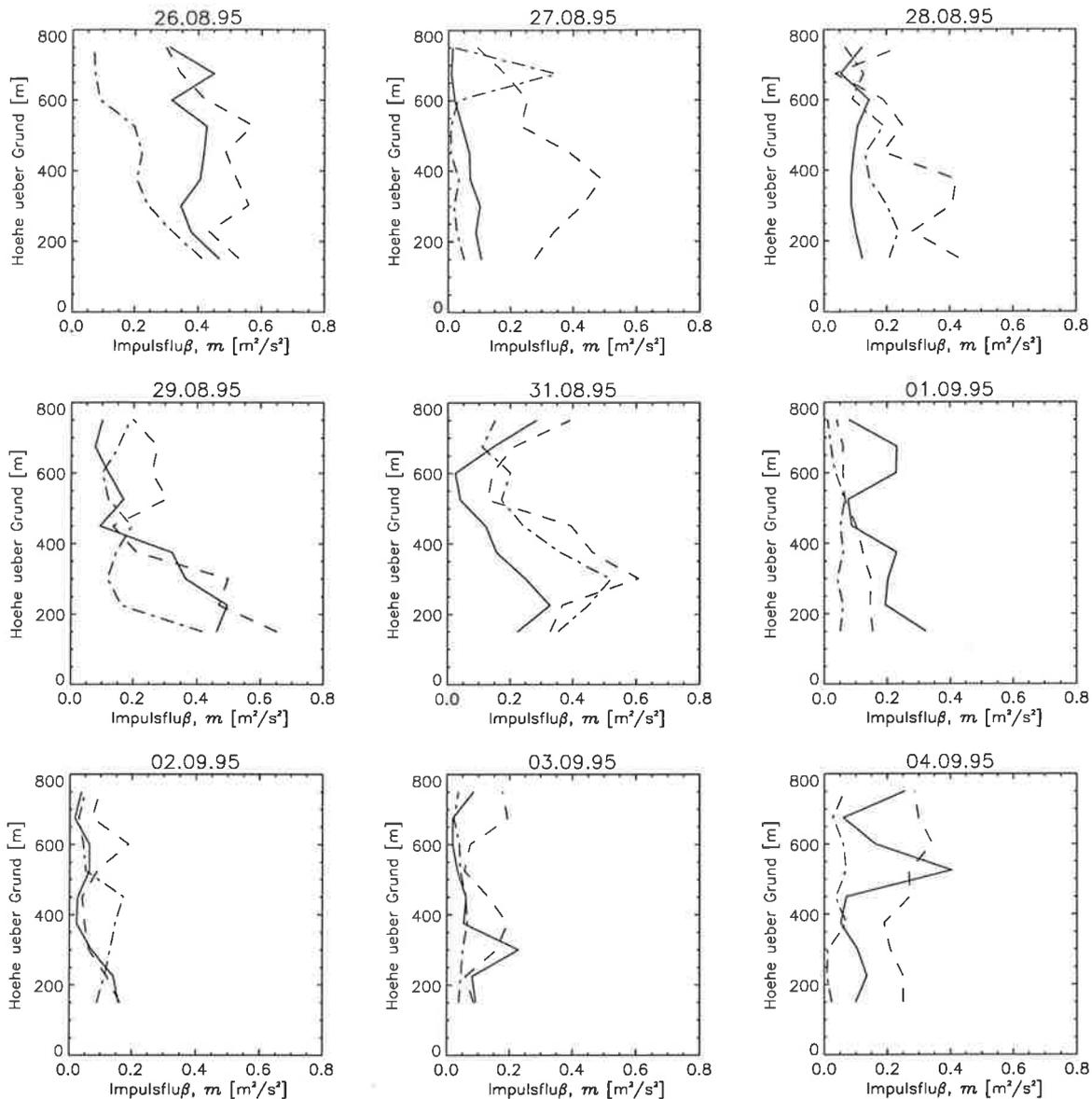


Abbildung 3.9: Impulsflussprofile von 150 m bis 750 m über Grund, für alle neun Tage. Dargestellt sind Mittelwerte über 4 Stunden:  
 Durchgezogen: 06:00 - 10:00 Ortszeit, gestrichelt: 10:00 - 14:00 Ortszeit und strichpunktiert: 14:00 - 18:00 Ortszeit.

Zeiträume 06:00 - 10:00, 10:00 - 14:00, 14:00 - 18:00 Uhr Ortszeit bestimmt. Die resultierenden Profile sind in Abbildung 3.9 dargestellt. In den meisten Fällen ist das Maximum des Impulsflusses des jeweiligen Tages in dem Zeitraum 10:00 - 14:00 Uhr Ortszeit zu finden. Trotz der zufälligen Struktur der Profile läßt sich häufig eine signifikante Abnahme des Impulsflusses mit der Höhe beobachten. Die teilweise sehr großen Werte in den obersten Höhenstufen sind wahrscheinlich auf die abnehmende Signalqualität und entsprechend häufig unerkannte Fehlmessungen zurückzuführen.

Weiter ist zu beobachten, daß das RASS offensichtlich nicht in der Lage war, die Grenzschicht-Oberkante zu erreichen, da die Höhe, in der der Impulsfluß verschwindet, praktisch nicht erreicht wird. Die Grenzschichthöhe läßt sich jedoch durch die Interpolation der ermittelten Profile abschätzen.

### 3.4.2 Zusammenfassung

Es wurden Messungen des vertikalen Impulsflusses in der Grenzschicht mit einem Radar-RASS-System unter Verwendung der Doppler-Beam-Swinging-Technik vorgestellt. Da keine unabhängigen Vergleichsmessungen in den Meßvolumina möglich waren, wurden die Messungen auf ihre Plausibilität bewertet und die Konsistenz mit bekannten Eigenschaften der atmosphärischen Grenzschicht untersucht.

Es konnte gezeigt werden, daß sowohl der Tagesgang als auch die Fluß-Richtung der zum Wind parallelen Impulsflußkomponente im allgemeinen mit den erwarteten Eigenschaften in der Grenzschicht übereinstimmen. Eine auffällige Diskrepanz zwischen dem erwarteten Verhalten und den durch die Messungen bestimmten Werten findet man beim Vergleich der vom Radar ermittelten Daten in den unteren Meßhöhen und der in-situ-Messung in Bodennähe. Die hier auffallende geringere Amplitude des sonst ähnlichen Tagesgangs kann möglicherweise durch die Ausbildung einer internen Grenzschicht, hervorgerufen durch in der Umgebung vorhandene Hindernisse, erklärt werden. Für den Fall, daß diese Annahme zutrifft, verdeutlicht das Beispiel die Schwierigkeiten, mit in Bodennähe befindlichen in-situ Meßgeräten Aussagen über turbulente Größen in der Grenzschicht abzuleiten.

Eine Abhängigkeit der Intensität des vertikalen Impulstransportes von der Stärke des Horizontalwindes konnte zusammen mit den Horizontalwindmessungen des Radars gezeigt werden. Die daraus resultierende Abschätzung eines Reibungskoeffizienten führt zu einem Wert, der gut mit dem in der Literatur gefundenen Wert übereinstimmt.

Die Beziehung zwischen dem Impulsfluß und dem Windgradienten weist dagegen nur eine schwache Korrelation auf.

Es wurde versucht, aus den Messungen Impulsflußprofile abzuleiten. Auch bei einer Mittelungszeit von vier Stunden zeigten diese eine stark zufällige Variabilität. Jedoch ist an 5 der 9 Tage eine Abnahme des Impulsflusses mit der Höhe zu erkennen. In Prinzip sollte hieraus die Höhe der Grenzschicht abschätzbar sein. Die hier gefundene zufällige Variabilität ist allerdings für die praktische Anwendung zu groß.

In ihrer Gesamtheit zeigen die hier angeführten Plausibilitätsbetrachtungen, daß aus den Messungen physikalische Information über den turbulenten Transport von Impuls in der Grenzschicht abgeleitet werden kann, und daß diese nicht von den beschriebenen Fehlern

völlig überdeckt werden.

Andererseits bestätigen diese Messungen aber auch, daß der Stichprobenfehler offensichtlich die dominierende Fehlerquelle darstellt. Daher ist zu erwarten, daß der, bei der Verwendung eines Interferometersystems kleinere Samplingfehler, eine stabilere Bestimmung des Impulsflusses ermöglicht.

## Kapitel 4

# Theorie der Interferometrie im Zeitbereich

### 4.1 Einleitung

Im ersten Teil dieses Kapitels werden Prinzip und Probleme der Horizontalwindbestimmung mit Hilfe der Radarinterferometrie im Zeitbereich anhand von einfachen - meist eindimensionalen - Betrachtungen beschrieben. Besonders wird hier auf die Überbestimmung der Horizontalgeschwindigkeit durch einfache Korrelationsmethoden hingewiesen.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wird auf die 'Full-Correlation-Analysis' in der Form eingegangen, wie sie von Briggs (1984) hergeleitet wird. Die Betrachtungen dieses Teils führen zur Herleitung der sogenannten 'true-velocity', welche eine Bestimmung des Horizontalwindes darstellt, die nicht von den im ersten Teil beschriebenen Fehlern beeinträchtigt ist. Es werden hier weiterhin Vereinfachungen der Full-Correlation-Analysis eingeführt, die bei dem in dieser Arbeit verwendeten Meßsystem anzuwenden sind.

In einem dritten Teil wird die 'Full-Correlation-Analysis' nach Briggs (1984) mit den Ergebnissen anderer Herleitungen der true-velocity, z.B. von Meek (1980), Doviak et al. (1996) und Holloway et al. ('97a) verglichen.

### 4.2 Prinzip der Radarinterferometrie im Zeitbereich

Zur Beschreibung der Radarinterferometrie im Zeitbereich geht man davon aus, daß im Meßvolumen rückstreuende Strukturen vorhanden sind, die vom Horizontalwind mitbewegt werden. Diese Strukturen erzeugen über den Antennen am Boden Muster des Rückstreusi-

gnals, die sich aufgrund des sogenannten Spiegeleffektes mit der zweifachen Horizontalwindgeschwindigkeit  $V = 2V_h$  bewegen. Die Muster des Rückstreusignals (Rückstreumuster) erzeugen in den am Boden befindlichen Empfängern Zeitsignale, durch deren Korrelationsanalyse sich die Horizontalgeschwindigkeit der Rückstreumuster  $V$  und damit die horizontale Windgeschwindigkeit im Meßvolumen  $V_h$  bestimmen läßt.

Im einfachsten, eindimensionalen Fall, in dem sich ein starres Muster entlang der Verbindungsachse zweier Antennen mit konstanter Geschwindigkeit bewegt, wird in beiden Empfängern das gleiche Zeitsignal mit einer Zeitverschiebung  $\tau'$  erzeugt. Das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion

$$\rho_{12}(\tau) = \frac{\langle E_1^*(t)E_2(t+\tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(t)|^2 \rangle \langle |E_2(t)|^2 \rangle}} \quad (4.1)$$

der beiden Zeitsignale ist um eben diese Zeitdifferenz verschoben. Durch das Bestimmen der Lage des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion ergibt sich in diesem einfachen Fall die Geschwindigkeit des Rückstreumuster als

$$V' = d/\tau' \quad (4.2)$$

und die Windgeschwindigkeit als  $V'/2$ .

Das entscheidende Problem der Radarinterferometrie bei der Bestimmung des Horizontalwindes ist, daß die Rückstreumuster in der Realität nicht starr sind, sondern sich während ihrer Bewegung zwischen den Antennen verändern. Dies geschieht aufgrund von zufälligen Veränderungen der rückstreuenden Strukturen im Meßvolumen. Für ein solches, sich auf seinem Weg von einer Antenne zur anderen veränderndes Rückstreumuster, ist die oben gegebene einfache Ableitung nicht mehr gültig. Die Kreuzkorrelationsfunktion der Zeitsignale eines veränderlichen Rückstreumusters in zwei Empfängern ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Wirkung der Veränderung der Rückstreumuster auf die Korrelationsfunktion kann, wie Meek und Manson (1987) zeigen, durch das Multiplizieren der Kreuzkorrelationsfunktion mit einer Zerfallsfunktion der Korrelationsstrukturen beschrieben werden.

Die Korrelationsfunktion eines nicht veränderlichen Rückstreumusters, die Zerfallsfunktion sowie die durch die Multiplikation entstehende Kreuzkorrelationsfunktion eines sich verändernden Rückstreumusters ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Das Maximum der resultierenden Kurve, welche die gemessene Kreuzkorrelationsfunktion für veränderliche Rückstreumuster darstellt, ist auf der Zeitachse in Richtung Null verschoben. Diese Verschiebung führt nach Gleichung 4.2 zu einer Überbestimmung der Muster- bzw. Windgeschwindigkeit gegenüber der wirklichen Geschwindigkeit. Es existiert eine Anzahl von Verfahren, die diese Überbestimmung zusammen mit anderen Fehlern der einfachen Korrelationsanalyse korrigieren bzw. die auf direktem Wege die true-velocity bestimmen. Die am häufigsten zitierte

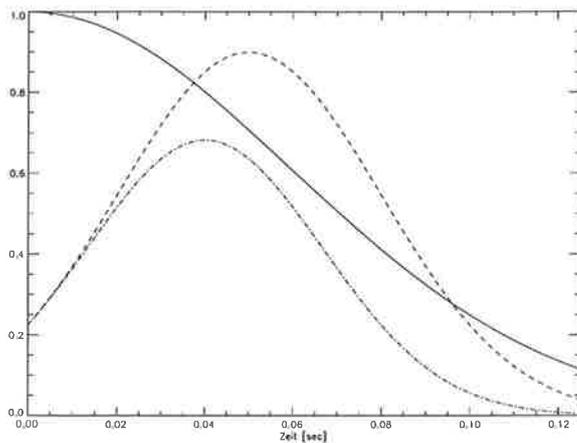


Abbildung 4.1: Darstellung der Wirkung des Zerfalls von Rückstrommustern auf die beobachtete Kreuzkorrelationsfunktion. Dargestellt sind als durchgezogene Kurve eine willkürlich gewählte Zerfallsfunktion und als gestrichelte Linie eine beliebige Kreuzkorrelation in Form einer Gaußkurve. Die strichpunktierte Kurve stellt die durch Multiplikation der beiden anderen Funktionen entstehende beobachtete Kreuzkorrelationsfunktion dar. (nach Meek und Manson (1987))

Herleitung eines allgemeinen Verfahrens zur Bestimmung der korrekten Geschwindigkeit, der true-velocity, stammt von Briggs (1984). Das dort beschriebene Verfahren ist unter dem Namen Full-Correlation-Analysis bekannt.

Aufgrund der instruktiven Herleitung und der späteren Diskussion des Verfahrens, soll im folgenden Kapitel diese Herleitung nachvollzogen werden.

## 4.3 Die Full-Correlation-Analysis nach Briggs

### 4.3.1 Herleitung der funktionalen Abhängigkeit

Die Definition des Korrelationskoeffizienten einer zweidimensionalen Funktion  $f(x, y)$  in Abhängigkeit von den Verschiebungen relativ zum Ursprung des Koordinatensystems  $(\xi, \eta)$ , wobei  $(x, y)$  ein beliebiges zweidimensionales räumliches Koordinatensystem beschreiben, ist wie folgt gegeben:

$$\rho(\xi, \eta) = \frac{\langle f(x, y) \cdot f(x + \xi, y + \eta) \rangle}{\langle [f(x, y)]^2 \rangle} \quad (4.3)$$

$\rho$  wird als räumliche Korrelations-Funktion von  $\xi$  und  $\eta$  bezeichnet.

Für ein isometrisches Rückstrommuster hängt  $\rho$  nur von der Größe und nicht von der Richtung der Verschiebung ab, muß also eine Funktion von  $|r| = (\xi^2 + \eta^2)^{1/2}$  sein. Nimmt man nun für ein anisometrisches Muster an, daß solche Muster durch eine einfache Streckung eines isometrischen Musters entstehen, so bilden die Konturen konstanter Korrelation El-

Ellipsen im Raum der Verschiebungen  $(\xi, \eta)$

$$\rho(\xi, \eta) = \rho(A\xi^2 + B\eta^2 + 2H\xi\eta) \quad , \quad (4.4)$$

während der Abstand der Linien gleicher Korrelationskoeffizienten weiterhin beliebig ist.

Führt man in einem weiteren Schritt eine Abhängigkeit von der Zeit ein, so beschreibt  $\rho(\xi, \eta, \tau)$  die räumlich-zeitliche Korrelationsfunktion von  $\xi, \eta$  und  $\tau$ .

Durch die Einführung der Abhängigkeit von der Zeit ist es möglich, sowohl veränderliche als auch bewegte Muster oder Kombinationen von beidem zu beschreiben.

Es werden nun zuerst stationäre Muster betrachtet, die sich mit der Zeit verändern. In diesem Fall bilden die Flächen gleicher Korrelation ( $\rho(\xi, \eta, \tau) = \text{konstant}$ ) Familien von Flächen im  $(\xi, \eta, \tau)$  Raum, die den Ursprung ( $\rho = 1$ ) umgeben. Wenn man sich parallel zur  $\xi$ - oder  $\eta$ -Achse von der  $\tau$ -Achse entfernt, kann bei einem stationären Muster die Korrelation nur abnehmen. Daher werden in Analogie zu den für die räumliche Korrelationsfunktion gemachten Annahmen die Flächen konstanter Korrelation durch Familien konzentrischer Ellipsoide beschrieben, deren eine Achse in Richtung von  $\tau$  verläuft, da es sich um stationäre Muster handelt. Schnitte durch diese Ellipsoide in der  $(\xi, \eta)$  Ebene bilden eine Familie von Ellipsen wie in Gleichung (4.4) angenommen. Für die Form von  $\rho(\xi, \eta, \tau)$  erhält man also folgenden Ausdruck:

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho(A\xi^2 + B\eta^2 + K\tau^2 + 2H\xi\eta) \quad (4.5)$$

Für  $\tau = 0$  erhält man, wie zu erwarten, wieder Gleichung (4.4). Oberflächen gleicher Korrelation sind damit gegeben durch:

$$A\xi^2 + B\eta^2 + K\tau^2 + 2H\xi\eta = \text{konstant} \quad (4.6)$$

Die Formel (4.5) impliziert, daß die zeitliche Autokorrelationsfunktion

$$\rho(0, 0, \tau) = \rho(K\tau^2) \quad (4.7)$$

dieselbe funktionale Form hat wie die räumliche Autokorrelationsfunktion:

$$\rho(\xi, 0, 0) = \rho(A\xi^2) \quad (4.8)$$

Diese Annahme ist, wie Briggs (1984) heraushebt, nicht notwendig gegeben und stellt eine weit weniger plausible Annahme dar als die über die funktionale Form der räumlichen

Korrelationsfunktion. Während letztere Annahme nur eine Näherung erster Ordnung für die Darstellung der Anisotropie darstellt, setzt die angenommene Gleichheit der funktionalen Form von Gleichung (4.7) und (4.8) voraus, daß die Art, wie die Muster sich mit der Zeit verändern, etwas mit ihrer räumlichen Variation zu tun hat.

Als letzter Schritt soll nun ein Muster betrachtet werden, welches sich mit der Geschwindigkeit  $V = (V_x, V_y)$  bewegt. Für ein solches bewegtes Muster sind die Halbachsen der Ellipsoide gegenüber der  $\tau$ -Achse geneigt.

Mathematisch entspricht die Einführung einer systematischen Bewegung einer Koordinatentransformation zwischen ruhendem und mitbewegtem Beobachter. Man erhält nach dieser Transformation den Ausdruck

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho[A(\xi - V_x\tau)^2 + B(\eta - V_y\tau)^2 + K\tau^2 + 2H(\xi - V_x\tau)(\eta - V_y\tau)] . \quad (4.9)$$

Diese hat die Form :

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho(A\xi^2 + B\eta^2 + C\tau^2 + 2F\xi\tau + 2G\eta\tau + 2H\xi\eta) \quad (4.10)$$

(Die Parameter  $A, B$  und  $H$  in Gleichung (4.9) und (4.10) sind nur im Falle  $\tau = 0$  identisch.)

Die Parameter  $A, B, C, F, G, H$  erlauben, zusammen mit der abgeleiteten funktionalen Form von  $\rho$ , eine vollständige Beschreibung der Korrelationsfunktionen im Rahmen der gemachten Annahmen.

### 4.3.2 Bestimmung der Parameter A - H aus gemessenen Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen

In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, wie der zur vollständigen Beschreibung benötigte Parametersatz  $A, B, C, F, G, H$  aus im Experiment gewonnenen Korrelationsfunktionen bestimmt werden kann.

Zur Bestimmung der Korrelationsfunktion  $\rho(\xi, \eta, \tau)$  benötigt man mindestens drei Sensoren mit zwei nicht collinearen Verbindungsgeraden. Es soll hier ein rechtwinkliges Dreieck angenommen werden. Die Kreuzkorrelations-Funktion für zwei Sensoren entlang der x- Achse ist in Figur 4.2 skizziert. Handelt es sich bei dem die Korrelationsfunktionen erzeugenden Muster um ein bewegtes Muster, so erwartet man das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion bei einer Zeitverschiebung  $\tau'_x$ , wie in Figur 4.2 dargestellt.

Aus der allgemeinen Gleichung (4.10) erhält man diese Funktion durch die Substitutionen  $\xi = \xi_0$  ,  $\eta = \eta_0 = 0$  als :

$$\rho(\xi_0, 0, \tau) = \rho(A\xi_0^2 + C\tau^2 + 2F\xi_0\tau) \quad (4.11)$$

Das Maximum findet man aus  $\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0$  als :

$$\tau'_x = -\frac{F}{C}\xi_0 \quad (4.12)$$

Entsprechend erhält man für die y-Richtung:

$$\tau'_y = -\frac{G}{C}\eta_0 \quad (4.13)$$

Durch das Bestimmen der experimentellen Werte von  $\tau'_x$  und  $\tau'_y$  aus gemessenen Korrelationsfunktionen können die Werte von  $F/C$  und  $G/C$  berechnet werden.

Da die drei Autokorrelationsfunktionen aufgrund der Annahmen identisch sein sollen, wird im weiteren die Autokorrelationsfunktion des im Ursprung liegenden Empfängers  $\rho(0, 0, \tau)$  betrachtet. Aus den Messungen kann eine mittlere Autokorrelationsfunktion gebildet und im weiteren verwendet werden. Aus Gleichung (4.10) folgt :

$$\rho(0, 0, \tau) = \rho(C\tau^2) \quad (4.14)$$

Bestimmt man nun die Zeitverschiebung  $\tau_x$ , bei der die Autokorrelationsfunktion denselben Wert hat wie die Kreuzkorrelationsfunktion bei der Zeitverschiebung  $\tau = 0$ ,

$$\rho(\xi_0, 0, 0) = \rho(0, 0, \tau_x) \quad , \quad (4.15)$$

so ergibt sich mit den Gleichungen (4.10) und (4.14)

$$\rho(A\xi_0^2) = \rho(C\tau_x^2) \quad (4.16)$$

und damit:

$$\frac{A}{C} = \frac{\tau_x^2}{\xi_0^2} \quad (4.17)$$

Auf entsprechendem Wege erhält man für die beiden Sensoren entlang der y-Achse:

$$\frac{B}{C} = \frac{\tau_y^2}{\eta_0^2} \quad (4.18)$$

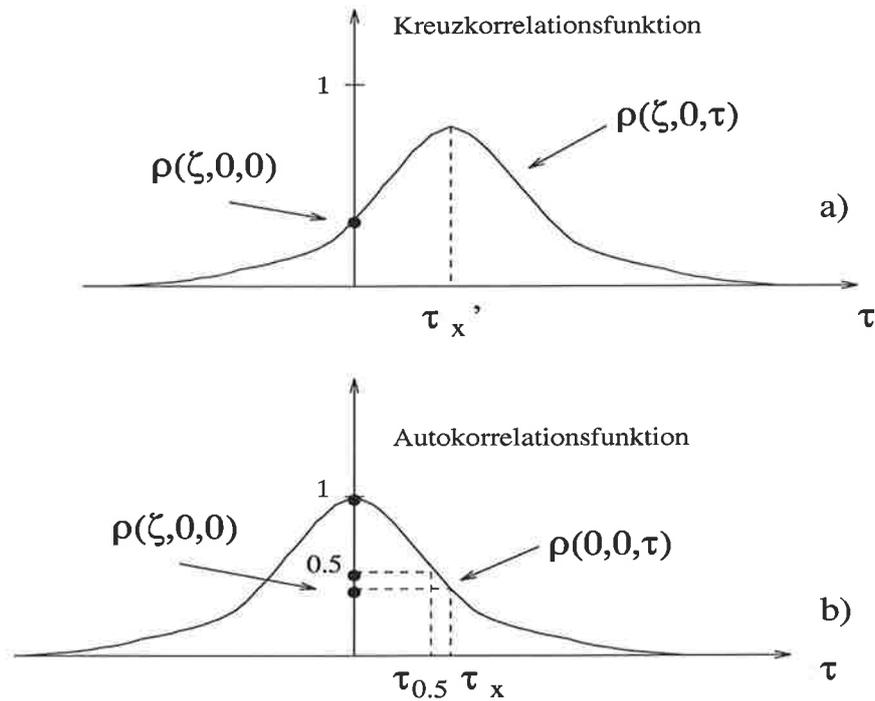


Abbildung 4.2: Bestimmung der Parameter  $\tau'_x$ ,  $\tau_x$  und  $\tau_{0.5}$  aus den Korrelationsfunktionen. (nach [Bri84])

Außerdem kann man die Kreuzkorrelationsfunktion des Paares bei  $(\xi_0, 0)$  und  $(0, \eta_0)$  verwenden. Man erhält :

$$\rho(\xi_0, \eta_0, 0) = \rho(A\xi_0^2 + B\eta_0^2 + 2H\xi_0\eta_0) \quad (4.19)$$

Die Autokorrelationsfunktion hat denselben Wert für eine Zeitverschiebung  $\tau_{xy}$ :

$$\rho(A\xi_0^2 + B\eta_0^2 + 2H\xi_0\eta_0) = \rho(C\tau_{xy}^2) \quad (4.20)$$

Man erhält:

$$\frac{H}{C} = \frac{\tau_{xy}^2}{2\xi_0\eta_0} - \frac{A\xi_0}{2C\xi_0} - \frac{B\eta_0}{2C\xi_0} \quad (4.21)$$

Damit sind die fünf Brüche  $A/C$ ,  $B/C$ ,  $F/C$ ,  $G/C$  und  $H/C$  mit Hilfe der Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen der drei Sensoren bestimmt. Sie legen Gleichung (4.10), unabhängig von der Form von  $\rho$ , fest. Diese ist jedoch identisch mit der beobachteten Autokorrelationsfunktion  $\rho(0, 0, \tau)$  und damit bekannt (Gleichung (4.14).) Somit können nun die Horizontalgeschwindigkeit sowie die räumlichen und zeitlichen Eigenschaften der Muster bestimmt werden.

Mit dem Wert  $\tau_{0.5}$ , bei dem die Autokorrelationsfunktion den Wert 0.5 annimmt, kann aus

$$\rho(0, 0, \tau_{0.5}) = \rho(C\tau_{0.5}^2) = 0.5 \quad (4.22)$$

der Wert für  $C$  bestimmt werden.

### 4.3.3 Bestimmung der Geschwindigkeit

Die Komponenten der mittleren Geschwindigkeit entlang der Verbindungsgeraden der Antennen sind  $V_x$  und  $V_y$ . Aus den beiden Gleichungen (4.9) und (4.10) erhält man durch Auflösen nach den Koeffizienten von  $\xi\tau$  und  $\eta\tau$ :

$$AV_x + HV_y = -F \quad (4.23)$$

$$BV_y + HV_x = -G$$

Das Teilen beider Gleichungen durch  $C$  ergibt ein Paar von Gleichungen, in denen die Koeffizienten  $A/C$ ,  $H/C$ ,  $F/C$ ,  $B/C$  und  $G/C$  bekannt sind.

Betrag und Richtung von der Mustergeschwindigkeit  $V$  sind daher gegeben durch:

$$|V|^2 = V_x^2 + V_y^2 \quad (4.24)$$

$$\tan \theta = V_x/V_y$$

Die so berechnete Geschwindigkeit ist bekannt unter dem Namen 'true-velocity'. Die auf dem oben beschriebenen Weg berechnete Geschwindigkeit ist korrigiert in bezug auf die Effekte von Anisotropie der sich bewegenden Muster und auf den Zerfall der Korrelationsmuster (die zufällige Änderung der Rückstreumuster).

### 4.3.4 Räumliche und zeitliche Eigenschaften der Rückstreumuster

Da die räumliche Korrelationsfunktion nach Gleichung (4.10) gegeben ist durch

$$\rho(\xi, \eta, 0) = \rho(A\xi^2 + B\eta^2 + 2H\xi\eta) \quad (4.25)$$

bilden die Konturen gleicher Korrelation Ellipsen im  $(\xi, \eta)$  Raum. Die Lage der Achsen und das Achsen-Verhältnis läßt sich mit den Quotienten  $A/C$ ,  $B/C$  und  $H/C$  aus

$$\rho(A\xi^2 + B\eta^2 + 2H\xi\eta) = \textit{konstant} \quad (4.26)$$

bestimmen. Der Fall  $A = B$  und  $H = 0$ , in dem die Korrelationsmuster kreissymmetrisch sind, ist von besonderer Bedeutung, da sich in diesem Fall die Berechnung von  $V_x$  und  $V_y$  stark vereinfacht, wie in Abschnitt 4.3.5 gezeigt werden wird.

Eine Beschreibung der zeitlichen Eigenschaften der Korrelationsmuster ist gleichermaßen eine Beschreibung der Veränderungen der Rückstreumuster. Für einen mitbewegten Beobachter sind diese Veränderungen der Rückstreumuster der einzige Grund für eine zeitliche Veränderung. Ein solcher Beobachter mißt die rein zeitliche Autokorrelationsfunktion  $\rho(0, 0, \tau) = \rho(K\tau^2)$ .

Ein Maß für die Veränderungen der Rückstreumuster ist die Zeitverschiebung  $T_{0.5}$ , an der die rein zeitliche Autokorrelationsfunktion auf den Wert 0.5 gefallen ist.

$$\rho(0, 0, T_{0.5}) = \rho(KT_{0.5}^2) = 0.5 \quad (4.27)$$

Verglichen mit  $\tau_{0.5}$  aus Gleichung (4.22), der Zeitverschiebung, an der die gemessene Autokorrelationsfunktion der Wert 0.5 annimmt, erhält man

$$T_{0.5} = \tau_{0.5} \frac{C}{K} . \quad (4.28)$$

Durch Vergleich der Gleichungen (4.9) und (4.10) läßt sich  $\frac{C}{K}$  aus

$$C = AV_x^2 + BV_y^2 + K + 2HV_xV_y \quad (4.29)$$

bestimmen, wenn  $V_x$  und  $V_y$  sowie  $A/C$ ,  $B/C$  und  $H/C$  gekannt sind. Damit ist der Wert von  $T_{0.5}$  bekannt, da  $\tau_{0.5}$  direkt zu bestimmen ist.

Zur weiteren Charakterisierung der Korrelationsstrukturen werden nun die Parameter  $V_c$  und  $(V_c)_V$  eingeführt.  $V_c$  ist definiert als das Verhältnis von räumlicher Verschiebung und zeitlicher Verschiebung die zur gleichen Veränderung der Korrelationswerte führt. Anschaulich beschreibt  $V_c$  das Verhältnis der Größe der Rückstreustrukturen zu ihrer Lebensdauer für einen mit dem Muster mitbewegten Beobachter. Bei nicht isometrischen Strukturen hängt  $V_c$  von der Richtung ab, in der die räumliche Korrelationslänge gemessen wird. Hier wird die Größe  $(V_c)_V$  eingeführt, welche den Wert von  $V_c$  in Bewegungsrichtung beschreibt.

$$(V_c)_V \equiv \frac{d_{0.5}}{T_{0.5}} = \frac{(V_x^2 + V_y^2)K}{AV_x^2 + BV_y^2 + 2HV_xV_y} , \quad (4.30)$$

wobei  $d_{0.5}$  den Abstand bezeichnet, bei dem die Korrelation zwischen zwei Sensoren auf 0.5 gefallen ist.

Eine Aussage über den relativen Einfluß von Musterveränderungen einerseits und Bewegung andererseits auf die zeitliche Änderung der Korrelation an einem bestimmten Punkt ermöglicht der Wert von

$$\frac{(V_c)_V^2}{V^2} = \frac{K}{AV_x^2 + BV_y^2 + 2HV_xV_y} \quad (4.31)$$

#### 4.3.5 Annahme isometrischer Rückstreumuster

Wie in Abschnitt 4.3.4 erwähnt, ermöglichen die mit der Full-Correlation-Analysis bestimmten Parameter Aussagen über die Form der Korrelationsmuster. Insbesondere handelt es sich für  $A = B$  und  $H = 0$  um kreisförmige Korrelationsmuster, was isometrischen Rückstreumustern entspricht.

Setzt man dies in Gleichung (4.23) ein, so erhält man deutlich vereinfachte Ausdrücke für die Geschwindigkeitskomponenten:

$$\begin{aligned} V_x &= -\frac{F}{A} = -\frac{F/C}{A/C} \\ V_y &= -\frac{G}{B} = -\frac{G/C}{B/C} \end{aligned} \quad (4.32)$$

Durch die Vereinfachung der Ausdrücke ergeben sich zwei Konsequenzen für die Bestimmung der Windgeschwindigkeit aus gemessenen Korrelationsfunktionen. Durch das Wegfallen des Parameters  $H/C$  wird das Auswerten der dritten Antennenkombination hinfällig. Außerdem können nun die Geschwindigkeitskomponenten aus Meßwerten bestimmt werden, die nur aus dem zur jeweiligen Komponente parallelen Antennenpaar gewonnen werden, wie man durch Einsetzen von (4.12), (4.13), (4.16) und (4.17) in (4.32) erkennen kann.

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{\tau'_x \xi_0}{\tau_x^2} \\ V_y &= \frac{\tau'_y \xi_0}{\tau_y^2} \end{aligned} \quad (4.33)$$

#### 4.3.6 Annahme gaussförmiger Korrelationsfunktionen

Die Bestimmung der Werte  $\tau'_x$ ,  $\tau'_y$  und  $\tau'_{xy}$  sowie  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  und  $\tau_{xy}$  ist für gemessene Korrelationsfunktionen häufig nicht direkt möglich. Viele Veröffentlichungen gehen daher den Weg,

trotz der in der Herleitung von Briggs offengelassenen funktionellen Form der Korrelationsfunktionen, Gaussfunktionen in die im Experiment bestimmten Korrelationsfunktionen zu fitten.

Das erste Moment des Gaussfits der jeweiligen Korrelationsfunktion ist dann der Wert für  $\tau'_x$ ,  $\tau'_y$  und  $\tau'_{xy}$ .

Unter diesen Annahmen erhält man für  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  und  $\tau_{xy}$  z.B. Holdsworth und Reid (1995) folgend

$$\tau_{[x;y;xy]} = \sqrt{\tau'^2_{[x;y;xy]} - \frac{\ln \rho_{[x;y;xy],max}}{\ln 2} \tau_{0.5}^2}, \quad (4.34)$$

wobei  $\rho_{[x;y;xy],max}$  das nullte Moment des Gaussfits über die jeweilige Korrelationsfunktion bezeichnet und  $\tau_{0.5}$  deren Halbwertsbreite, meist bestimmt aus der mittleren Autokorrelationsfunktion. Damit ergibt sich zum Beispiel:

$$\begin{aligned} \frac{A}{C} &= \frac{\tau'^2_x}{\xi_0^2} - \frac{\ln \rho_{x,max}}{\xi_0^2} \frac{\tau_{0.5}^2}{\ln 2} \\ \frac{F}{C} &= -\frac{\tau'_x}{\xi_0} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Setzt man dies in Gleichung (4.31) ein, so erhält man aus der Full-Correlation-Analysis nach Briggs unter der Annahme von Kreissymmetrie und Gauss'schen Korrelationsfunktionen den folgenden Ausdruck für die Geschwindigkeitskomponente entlang der x-Achse.

$$V_x = \frac{\xi_0 \tau'_x}{\tau'^2_x - \ln \rho_{x,max} \frac{\tau_{0.5}^2}{\ln 2}} \quad (4.36)$$

#### 4.4 Radar-Interferometrie Auswertung im Zeitbereich nach Doviak und Holloway

Der Ansatz zur Beschreibung der Theorie der Radar-Interferometrie von Doviak et al. (1996) und Holloway et al. ('97a) unterscheidet sich grundlegend vom Ansatz von Briggs (1984) der in Abschnitt 4.3 ausführlich beschrieben wurde. Die hier in Kürze dargelegte Beschreibung geht aus von Annahmen über das rückstreuende Medium und die Strahlungscharakteristik der Antennen, während in (Briggs, 1984) die Theorie auf Annahmen über die Rückstremuster in der Ebene der Antennen basiert.

In (Doviak et al., 1996) werden Ausdrücke für die rückstreuenden Strukturen analytisch aus der Streuung an einem Kontinuum von Brechungsindexschwankungen im Meßvolumen unter

Annahmen über ihre statistischen Eigenschaften abgeleitet. Man erhält daraus Ausdrücke für die rückstreuenden Strukturen in ihrer Abhängigkeit von Radarparametern und den Bewegungen im Streuvolumen. In der hier beschriebenen Betrachtung wird ausschließlich von horizontal isotropen Brechungsindexschwankungen ausgegangen.

In Holloway et al. ('97b) wird jedoch eine Verallgemeinerung auf anisotrope Brechungsindexschwankungen durchgeführt, um einen Vergleich mit Briggs (1984) zu ermöglichen. Die auf den nächsten Seiten dargelegten Betrachtungen folgen den Ausführungen von Holloway et al. ('97a) und verwenden im wesentlichen die dort benutzte Notation.

Aus den in Doviak et al. (1996) abgeleiteten Ausdrücken für Kreuzkorrelationsfunktionen erhält man die folgenden Ausdrücke für die normalisierte Auto- und Kreuzkorrelationsfunktion zweier Empfänger unter der Annahme, daß der Abstand der Antennen kleiner ist als die Strahlbreite im Meßvolumen.

$$|c_{11}(\tau)| = \exp \left[ -\beta_h^2 \tau^2 (v_{0x}^2 + v_{0y}^2) - 2(k_0 \sigma_t \tau)^2 \right] + \frac{N}{S} \delta(\tau) \quad (4.37)$$

$$|c_{12}(\tau)| = \exp \left[ -\beta_h^2 \left( v_{0x} \tau - \frac{\Delta x}{2} \right) - (\beta_h v_{0y} \tau)^2 - 2(k_0 \sigma_t \tau)^2 \right] \quad (4.38)$$

Hier bezeichnet  $\tau$  die Zeitverschiebung,  $S$  die Signalleistung,  $N$  die Rauschleistung des Empfängers,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  die Wellenzahl des Radars und  $\Delta x$  den Abstand der beiden Antennen entlang der  $x$ -Richtung. Der Parameter  $\sigma_t$  beschreibt die atmosphärische Turbulenz im Meßvolumen in Form der rms-Variabilität der Windkomponenten unter Annahme isotroper Turbulenz. Die Windkomponenten parallel und senkrecht zur Verbindungsachse der beiden Antennen sind bezeichnet durch  $v_{0x}$  bzw.  $v_{0y}$ .  $\beta_h^2$  hängt über  $\beta_h^2 = \sqrt{2}/\xi_{pat}$  mit der Größe (Korrelationslänge) der Rückstreumuster am Boden  $\xi_{pat}$  zusammen.

Die Einführung eines Rauschterms nur in der Autokorrelationsfunktion entspricht der Annahme, daß das Rauschen von Empfänger 1 und 2 nicht korreliert ist.

Durch eine quadratische Ergänzung im Exponenten von Gleichung (4.38) findet man

$$|c_{12}(\tau)| = \exp \left[ -\eta - \frac{(\tau - \tau_p)^2}{2\tau_c^2} \right] \quad (4.39)$$

mit

$$\eta = \left( \frac{\beta_h \Delta x}{2} \right)^2 \left[ \frac{v_s^2}{v_{0x}^2 + v_s^2} \right], \quad (4.40)$$

dem Dekorrelationsparameter, der die Verringerung der Amplitude der Kreuzkorrelationsfunktion  $|c_{12}|$  gegenüber der der Autokorrelationsfunktion  $|c_{11}|$  beschreibt. Die Geschwindigkeit

$$v_s^2 = v_{0y}^2 + 2 \left( \frac{k_0 \sigma_t}{\beta_h} \right)^2 \quad (4.41)$$

beschreibt die Quadratsumme der beiden Terme, die nach Doviak et al. (1996) für die Verringerung der Korrelation verantwortlich sind. Dies sind mit  $v_{0y}$  der Querwind und mit  $\sigma_t$  die Turbulenz im Meßvolumen. Andere Effekte, wie etwa der mittlere Vertikalwind, die ebenfalls zur Verringerung der Korrelation beitragen, wurden damit vernachlässigt, da sie klein gegen die beiden anderen Effekte sind.

Der Ausdruck

$$\tau_c^2 = \frac{1}{2\beta_h^2(v_{0x}^2 + v_{0y}^2)} \quad (4.42)$$

ist das zweite Moment einer der Kreuz- und Autokorrelationsfunktion und

$$\tau_p = \frac{v_{0x} \Delta x}{2[v_{0x}^2 + v_{0y}^2]} \quad (4.43)$$

ist das erste Moment der Kreuzkorrelationsfunktion.

Die Gleichungen (4.40), (4.42) und (4.43) beschreiben Ausdrücke für Größen, die der Messung zugänglich sind. Aus diesen drei Gleichungen läßt sich die Windkomponente  $v_{0x}$  als Funktion meßbarer Größen ableiten.

$$v_{0x} = \frac{\Delta x \tau_p}{4\eta \tau_c^2 + 2\tau_p^2} \quad (4.44)$$

Der Parameter  $\beta_h$  hängt mit der gemessenen Korrelationslänge der Rückstreumuster  $\xi_{pat}$  über

$$\beta_h = \sqrt{2}/\xi_{pat} \quad (4.45)$$

zusammen.

Dies kann auch wie folgt ausgedrückt werden.

$$\beta_h^{-2} = a_h^{-2} + 2K_e^{-2} \quad (4.46)$$

Hierbei ist  $K_e$  das Reziproke der horizontalen Korrelationslänge der an der Rückstreuung beteiligten Bragg-Streuer, und  $a_h$  ist eine Antennenkonstante, die durch den folgenden Ausdruck definiert ist.

$$a_h = \frac{2\sqrt{2}\pi\sigma_S\sigma_E}{\lambda_0 H \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_E^2}} \quad (4.47)$$

Dabei bezeichnet  $H$  die Meßhöhe,  $\lambda_0$  die Radarwellenlänge,  $\sigma_S$  die Strahlbreite des Senders und  $\sigma_E$  die der Empfänger.

Unter der Annahme, daß die Braggwellenlänge viel kleiner ist als der 'vertical outer scale', was für UHF-Grenzschicht-Profiler normalerweise der Fall ist, gilt

$$\beta_h \approx a_h \quad (4.48)$$

Dieser Zusammenhang ist für die Bestimmung der Windgeschwindigkeit bzw. eine Plausibilitätskontrolle interessant, da  $a_h$  nur von Gerätekonstanten abhängt.

Der Parameter  $\beta_h$  kann aus den für die Windbestimmung verwendeten Gleichungen (4.40), (4.42) und (4.43), d.h. aus gemessenen Größen abgeleitet,

$$\beta_h^2 = \frac{4\eta\tau_c^2 + 2\tau_p^2}{\tau_c^2\Delta x^2} \quad (4.49)$$

und mit dem aus Gerätekonstanten bestimmten Wert  $a_h$  verglichen werden.

Ist die Querwindkomponente  $v_{0y}$  aus einem anderen Empfängerpaar bekannt, kann die Turbulenz  $\sigma_t$  im Meßvolumen aus Gleichung (4.41) wie folgt berechnet werden:

$$\sigma_t = \frac{\beta_h}{k_0} \sqrt{\frac{v_s^2 - v_{0y}^2}{2}} \quad (4.50)$$

Dabei ergibt sich  $v_s$  aus den gemessenen Größen  $\tau_p$ ,  $\tau_c$  und  $\eta$  nach Holloway et al. ('97a) wie folgt:

$$v_s^2 = \frac{4\eta\tau_c^2\Delta x^2}{4(4\eta\tau_c^2 + 2\tau_p^2)^2} \quad (4.51)$$

Sind die weiter oben besprochenen Voraussetzungen erfüllt, kann  $\beta_h$  hier durch  $a_h$  ersetzt werden.

## Kapitel 5

# Interferometrie im Frequenzbereich

### 5.1 Einleitung

Die in Kapitel 4 für den Zeitbereich gegebenen Beschreibungen der Radar-Interferometrie haben ihr Analogon im Frequenzbereich. Die beiden Beschreibungen sind über die Fouriertransformation verbunden. Die Beschreibung im Frequenzbereich ist für das physikalische Verständnis der Radar-Interferometrie, ihrer Möglichkeiten und Beschränkungen hilfreich, da sich die zugrundeliegenden Modellvorstellungen von denen im Zeitbereich unterscheiden.

Daher sollen in diesem Kapitel zunächst ohne Bezug zu den Ableitungen in Kapitel 4 auf der Basis anschaulicher Modellvorstellungen Algorithmen entwickelt werden, um mit Hilfe von gemessenen Spektren die 'true-velocity' zu bestimmen. Hierzu wird im ersten Teil eine allgemeine Beschreibung der zugrunde liegenden Prinzipien gegeben. Im zweiten Abschnitt folgt eine Beschreibung der sogenannten Full-Spectral-Analysis Briggs und Vincent (1992). In einem Unterabschnitt wird die Implementierung dieses Algorithmus bei dem verwendeten Radarsystem besprochen. Im dritten Teil werden weiterführende Betrachtungen und Vereinfachungen zur FSA dargestellt und begründet sowie deren Implementierung in einem Unterabschnitt besprochen. Im letzten Abschnitt werden die aus den Betrachtungen von Doviak et al. (1996) resultierenden Ausdrücke für die Spektren und die daraus abgeleiteten Methoden zur Bestimmung des Horizontalwindes beschrieben.

### 5.2 Das Meßprinzip

Das grundlegende Meßprinzip der Radar-Interferometrie im Frequenzbereich soll hier zuerst an einer einfachen eindimensionalen Betrachtung verdeutlicht werden, bevor auf die exaktere Beschreibung eingegangen wird, wie sie von Briggs und Vincent (1992) gegeben

wird.

Bei allen Betrachtungen im Frequenzbereich ist es notwendig, von einer nicht verschwindenden Strahlbreite und damit einem Meßvolumen endlicher Ausdehnung auszugehen.

Das einfachste Bild eines Radarinterferometers besteht aus zwei Empfängern im Abstand  $d$  zueinander, welche aus einem im Fernfeld gelegenen Meßvolumen Rückstreusignale empfangen. Die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  der beiden Empfangssignale ist abhängig vom Einfallswinkel  $\vartheta$ :

$$\Delta\phi = kD = kd \sin \vartheta \quad (5.1)$$

Hierbei ist  $D = d \sin \vartheta$  der Gangunterschied zwischen den Empfängern und  $k$  die Wellenzahl des Empfangssignals. Es ist also durch die Bestimmung der Phasendifferenz  $\Delta\phi$  möglich, den Einfallswinkel des Rückstreusignals zu bestimmen.

Nimmt man nun in diesem einfachen Modell an, daß im Meßvolumen eine homogene horizontale Geschwindigkeitskomponente  $V_h$  und eine vertikale Komponente  $V_v$  vorhanden ist, so variiert die Radialkomponente  $V_r$  mit

$$V_r = V_h \sin \vartheta + V_v \quad (5.2)$$

über das Meßvolumen. Die Radialkomponente  $V_r$  variiert also mit dem Einfallswinkel  $\vartheta$  über die Strahlbreite, wobei die Radialkomponente bei verschwindender Vertikalkomponente an den Rändern des Strahls am größten ist und in der Strahlmitte verschwindet. Aus den Gleichungen (5.1) und (5.2) erhält man den folgenden Zusammenhang:

$$\Delta\phi = kd \frac{V_r - V_v}{V_h} \quad (5.3)$$

Das heißt,  $\Delta\phi$  ist eine lineare Funktion von  $V_r$ , mit der Steigung

$$\frac{d\Delta\phi}{dV_r} = \frac{kd}{V_h} \quad (5.4)$$

Die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  entspricht der Phase  $\Phi$  des komplexen Kreuzspektrums der beiden Empfangssignale und kann als solche aus Messungen bestimmt werden. Aufgrund der Dopplerbeziehung

$$f_D = -\frac{2V_r}{\lambda_0} \quad (5.5)$$

ist  $V_r$  proportional der Frequenzverschiebung  $f_D$ . Daher läßt sich im Frequenzbereich signifikanter spektraler Rückstreuleistung bei der Auftragung der Phase des Kreuzspektrums gegen die Frequenz, die Steigung  $\partial\Phi/\partial V_r$  im Bereich des linearen Zusammenhanges bestimmen und aus ihr der horizontale Wind berechnen.

Der so bestimmte horizontale Wind ist das Frequenzbereichäquivalent zur 'apparent-velocity' der Berechnung im Zeitbereich. Somit führt auch die oben beschriebene Methode zu einer Überbestimmung der horizontalen Windgeschwindigkeit, wie aus der folgenden Betrachtung ersichtlich wird.

### 5.3 Die Full-Spectral-Analysis nach Briggs

In diesem Abschnitt wird die Berechnung der 'true-velocity' im Frequenzbereich beschrieben, wie sie von Briggs und Vincent (1992) unter dem Namen Full-Spectral-Analysis hergeleitet wird. Diese Herleitung geht im Gegensatz zu der in der Einleitung dargelegten Beschreibung im Frequenzbereich von Betrachtungen im Zeitbereich (Briggs, 1984) aus und entwickelt die Beschreibungen im Frequenzbereich als deren Fouriertransformierte. Es werden zuerst Ausdrücke für Leistungs- und Kreuzspektren als Fouriertransformierte von gaussförmigen Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen abgeleitet und dann eine Möglichkeit beschrieben, die in Abschnitt 4.3 eingeführten Parameter  $A - H$  aus Spektren zu bestimmen.

#### 5.3.1 Das Leistungsspektrum

Eine gaussförmige Autokorrelationsfunktion läßt sich in der Form

$$\rho_{11}(\tau) = \exp -[V_x^2 \tau^2 / \xi_1^2] \exp[-\tau^2 / \tau_1^2] \quad (5.6)$$

schreiben, wobei die Parameter  $\xi_1$  die Mustergröße und  $\tau_1$  die 'Lebensdauer' des Rückstreumusters beschreiben, daß sich mit der Geschwindigkeit  $V_x$  entlang der Verbindungsachse (x-Achse) zweier Empfänger bewegt. Nach dem Faltungstheorem der Fouriertransformation ist die Transformierte des obigen Produktes die Faltung der Transformierten der Faktoren,

$$W_{11}(f) = \frac{\xi_1 \pi^{1/2}}{V_x} \exp \left[ -\frac{\pi^2 \xi_1^2 f^2}{V_x^2} \right] \otimes \tau_1 \pi^{1/2} \exp \left[ -\pi^2 \tau_1^2 f^2 \right] , \quad (5.7)$$

wobei  $\otimes$  eine Faltung bezeichnet.

In Gleichung (5.7) beschreibt der erste Gauss'sche Term das Doppler-Spektrum, wie es durch Rückstreuungen außerhalb des Zenits bei einer nicht verschwindenden Strahlbreite von Streuern mit einer mittleren horizontalen Geschwindigkeit erzeugt wird. Dieses Spektrum wird auch als 'strahlverbreiterte' Spektrum bezeichnet, da es aufgrund der nicht verschwindenden Breite des Strahls entsteht.

Der zweite Gauss'sche Term beschreibt das Doppler-Spektrum, wie es durch turbulente Bewegungen im Meßvolumen hervorgerufen wird. Eine detaillierte Herleitung dieser Zusammenhänge wird in Briggs und Vincent (1992) gegeben. Dort wird auch dargelegt, daß Gleichung (5.7) nur im Falle isotroper Turbulenz gültig ist.

Eine für die weiteren Betrachtungen verwendete Darstellung des Leitungsspektrums, welches auch als Autospektrum bezeichnet wird, hat die folgende Form:

$$\begin{aligned}
 W_{11}(f) &= W_{11} \exp[-f^2/f_0^2] \\
 W_{11} &= \pi^{1/2} \left[ \frac{V_x^2}{\xi_1^2} + \frac{1}{\tau_1^2} \right]^{-1/2} \\
 f_0 &= \frac{1}{\pi} \left[ \frac{V_x^2}{\xi_1^2} + \frac{1}{\tau_1^2} \right]^{1/2}
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

### 5.3.2 Das Kreuzspektrum

Die gaussförmige Kreuzkorrelationsfunktion zweier Antennen im Abstand  $\xi_0$  hat analog zu Gleichung (5.6) die Form:

$$\rho_{12}(\tau) = \rho(\xi_0, \tau) = \exp - \left[ \frac{(\xi_0 - V_x \tau)^2}{\xi_1^2} + \frac{\tau^2}{\tau_1^2} \right] \tag{5.9}$$

Durch Ableiten nach  $\tau$  erhält man für die Lage des Maximums:

$$\tau' = \frac{\xi_0}{(V_x^2 + \xi_1^2/\tau_1^2)} \tag{5.10}$$

Die aus  $\tau'$  bestimmbare 'apparent-velocity'  $V'$  ist daher:

$$V' = \frac{\xi_0}{\tau'} = \frac{(V_x^2 + \xi_1^2/\tau_1^2)}{V_x} \tag{5.11}$$

Das normalisierte Kreuzspektrum  $W_{12}(f)$  zweier Antennen im Abstand  $\xi_0$  zueinander ist die Fouriertransformierte der entsprechenden Kreuzkorrelationsfunktion  $\rho_{12}$ . Diese ergibt

sich nach Briggs und Vincent (1992) in folgender Form:

$$\begin{aligned}
 W_{12}(f) &= W_{12} \exp[-f^2/f_0^2] \exp[i\Phi_{12}(f)] \\
 W_{12} &= \frac{1}{f_0\pi^{1/2}} \exp\left[-\frac{\xi_0^2}{\pi^2\xi_1^2\tau_1^2 f_0^2}\right] \\
 \Phi_{12}(f) &= \frac{2\pi\xi_0 f V_x}{V_x^2 + \xi_1^2/\tau_1^2}
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Es ist zu erkennen, daß der Betrag von  $W_{12}(f)$  mit  $\exp[-f^2/f_0^2]$  die gleiche Abhängigkeit von der Frequenz hat wie das Leistungsspektrum.

Das Kreuzspektrum ist im Gegensatz zum Autospektrum nicht mehr rein reell, sondern hat einen Phasenterm, welcher nach dem Verschiebungstheorem der Fouriertransformation Bracewell (1965) mit der Zeitverschiebung des Maximums der entsprechenden Kreuzkorrelationsfunktion  $\tau'$  über  $\Phi_{12}(f) = -2\pi f\tau'$  zusammenhängt Briggs und Vincent (1992).

Der Phasenterm beschreibt den in der Einleitung besprochenen linearen Zusammenhang von Phase und Dopplerefrequenz mit der Steigung

$$\frac{d\Phi_{12}(f)}{df} = -\frac{2\pi\xi_0 V_x}{(V_x^2 + \xi_1^2/\tau_1^2)}, \tag{5.13}$$

wobei der Zerfall der Korrelationsmuster durch  $\xi_1$  und  $\tau_1$  parametrisiert wird. Unter Verwendung von Gleichung (5.11) für die 'apparent-velocity' wird mit

$$\frac{d\Phi_{12}(f)}{df} = -\frac{2\pi\xi_0}{V'} \tag{5.14}$$

deutlich, daß sich aus der alleinigen Bestimmung der Phasensteigung  $\frac{d\Phi_{12}(f)}{df}$  nur die 'apparent-velocity' bestimmen läßt. Eine Möglichkeit, die 'true-velocity' zu berechnen, wird im nächsten Kapitel mit der Full-Spectra-Analysis nach Briggs und Vincent (1992) vorgestellt.

Mit der hier verwendeten Beschreibung läßt sich auch der Einfluß einer mittleren vertikalen Geschwindigkeit auf die Bestimmung der horizontalen Windgeschwindigkeit beschreiben. Eine mittlere vertikale Geschwindigkeit  $V_v$  im Meßvolumen erzeugt bei kleinen Strahlbreiten eine Dopplerverschiebung  $-2V_v/\lambda_0$ . Sowohl das Leistungsspektrum als auch das Kreuzspektrum werden auf der Frequenzachse um diesen Betrag verschoben. Die Phasensteigung des Kreuzspektrums wird jedoch nicht von einer mittleren vertikalen Geschwindigkeit beeinflusst. Vielmehr läßt sich, wie aus Gleichung (5.3) im eindimensionalen Fall zu erkennen ist,

aus der Nullstelle der Phase des Kreuzspektrums die vertikale Geschwindigkeit ableiten. Stimmt diese nicht mit der aus der Lage des Maximums des Kreuzspektrums abgeleiteten vertikalen Geschwindigkeit überein, so kann dies an einem nicht im Zenit liegenden Rückstreumaximum liegen, wie in Briggs und Vincent (1992) im Detail gezeigt wird. Liegt das Rückstreumaximum jedoch im Zenit, so ist die Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit aus der Nullstelle der Phase des Kreuzspektrums identisch mit der bekannten Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit aus der Lage des ersten Moments des Leistungsspektrums.

### 5.3.3 Die Berechnung der 'true-velocity'

In Kapitel 4.3 wurde ein Ausdruck für die allgemeine funktionale Form der Korrelationsfunktionen ausgehend von den Betrachtungen von Briggs (1984) hergeleitet. Ausgehend von Gleichung (4.10) werden nun Briggs und Vincent (1992) folgend gaussförmige Korrelationsfunktionen mit dem gegebenen funktionalen Zusammenhang als Ausgangspunkt für die Transformation in den Frequenzbereich verwendet.

Die allgemeine Form der Kreuzkorrelationsfunktion eines Antennenpaares mit der vektoriellen Separation  $(\xi_{ij}, \eta_{ij})$  ist nach Gleichung (4.10):

$$\rho(\xi_{ij}, \eta_{ij}, \tau) = \exp - [A\xi_{ij}^2 + B\eta_{ij}^2 + 2H\xi_{ij}\eta_{ij} + 2(F\xi_{ij} + G\eta_{ij})\tau + C\tau^2] \quad (5.15)$$

Durch die Fouriertransformation von Gleichung (5.15) erhält man das komplexe Kreuzspektrum des Antennenpaares. Der Betrag des so erhaltenen Kreuzspektrums ist wieder eine Gaussfunktion und die Phase des Kreuzspektrums zeigt eine lineare Abhängigkeit von der Frequenz. Ausdrücke für die Maximalamplitude  $W_{ij}$  und die  $e^{-1}$ -Breite  $f_{ij}$  des Betrages des Kreuzspektrums sowie für die Steigung der Phase des Kreuzspektrums  $m_{ij}$  ergeben sich wie folgt:

$$W_{ij} = \left(\frac{\pi}{C}\right)^{1/2} \exp - [A\xi_{ij}^2 + B\eta_{ij}^2 + 2H\xi_{ij}\eta_{ij} - \frac{(F\xi_{ij} + G\eta_{ij})^2}{C}] \quad (5.16)$$

$$f_{ij} = \frac{C^{1/2}}{\pi} \quad (5.17)$$

$$m_{ij} = -2\pi \left[ \frac{F\xi_{ij}}{C} + \frac{G\eta_{ij}}{C} \right] \quad (5.18)$$

Da  $f_{ij}$  die gemeinsame  $e^{-1}$ -Breite der Kreuz- und der Autospektren ist, kann dieser Parameter am stabilsten aus einem mittleren Autospektrum bestimmt werden. Zur Berechnung

der 'true-velocity' müssen die sechs Parameter  $A, B, C, F, G, H$  vollständig bestimmt werden. Dies ist mit einem einzelnen Antennenpaar und den Gleichungen (5.16) - (5.18) nicht möglich, da das Gleichungssystem unterbestimmt ist.

Analog zur Verwendung eines Antennentriplets zur Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten  $V_x$  und  $V_y$  mit Hilfe der Full-Correlation-Analysis benötigt man auch im Frequenzbereich ein Antennentriplet zur vollständigen Bestimmung der Parameter. Bei der Auswertung der Spektren eines Antennentriplets können jeweils drei Werte für die  $W_{ij}$  und  $m_{ij}$  bestimmt werden sowie eine gemeinsame Breite  $f_{ij}$ . Das Gleichungssystem ist also überbestimmt. Durch einen 'least square' fit kann man  $F/C$  und  $G/C$  aus den drei Gleichungen für die  $m_{ij}$  ableiten. Ein solcher 'least square' fit wird in van Baelen (1990) beschrieben. Der Parameter  $C$  ergibt sich direkt aus  $f_{ij}$  und die Parameter  $A/C, B/C$  und  $H/C$  erhält man aus den drei Gleichungen (5.16).

Hierbei ist zu beachten, daß die Ausdrücke für  $W_{ij}(f)$  als Fouriertransformierte der wie folgt definierten Korrelationsfunktionen hergeleitet wurden:

$$\rho_{12}(\tau) = \frac{\langle E_1^*(t)E_2(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(t)|^2 \rangle \langle |E_2(t)|^2 \rangle}} \quad (5.19)$$

Hier bezeichnen  $\langle \rangle$  eine zeitliche Mittelung. Bezeichnet nun  $S_i(f)$  die Fouriertransformierte von  $E_i(t)$ , dann ergibt sich für das normalisierte Kreuzspektrum

$$W_{12}(f) = \frac{S_1(f)^* S_2(f)}{\sqrt{\int |S_1(f)|^2 df \int |S_2(f)|^2 df}} \quad (5.20)$$

Bei  $W_{12}$  handelt es sich, wie Briggs und Vincent (1992) darlegen, nicht um die sonst gebräuchliche Kohärenzfunktion, da  $W_{12}(f)$  nicht Frequenz für Frequenz, sondern mit einer Konstanten normalisiert wird.

### 5.3.4 Implementierung der FSA

Wie oben ausgeführt, müssen zur Berechnung der horizontalen Windgeschwindigkeit die Gleichungen 5.16 bis 5.18 aufgelöst werden. Hierzu müssen die einzelnen  $\eta_{ij}$  und  $\xi_{ij}$  eingesetzt werden. Es ist dazu ein Koordinatensystem der Achsen  $\eta$  und  $\xi$  festzulegen. Diese Festlegung und die daraus folgenden Rechnungen werden hier zuerst für das Antennentriplet 123 dargestellt. Auf die notwendigen Modifikationen für die anderen drei Antennentriplets wird später eingegangen.

Den folgenden Überlegungen liegt die in Abbildung 5.1 dargestellte Geometrie zugrunde.

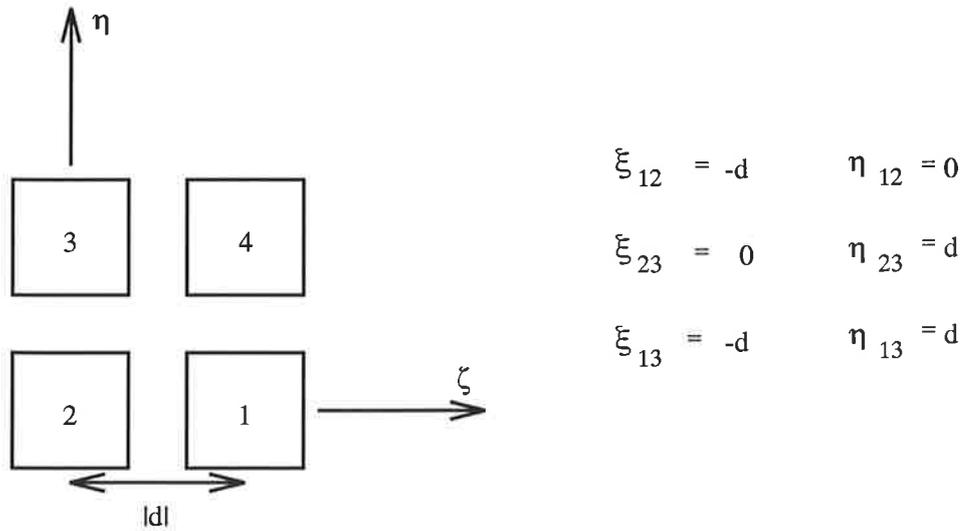


Abbildung 5.1: Geometrie für das Antennentriplet 123.

Durch Einsetzen der einzelnen  $\eta_{ij}$  und  $\xi_{ij}$  in Gleichung (1.4) erhält man für  $A$ :

$$W_{12} = \left(\frac{\pi}{C}\right)^{1/2} \exp\left[-Ad^2 - \frac{F^2 d^2}{C}\right] \quad (5.21)$$

$$A = \frac{1}{d^2} \left( \frac{F^2 d^2}{C} - \ln \left[ W_{12} \left( \frac{C}{\pi} \right)^{1/2} \right] \right)$$

für  $B$ :

$$W_{23} = \left(\frac{\pi}{C}\right)^{1/2} \exp\left[Bd^2 - \frac{G^2 d^2}{C}\right] \quad (5.22)$$

$$B = \frac{1}{d^2} \left( \frac{G^2 d^2}{C} - \ln \left[ W_{23} \left( \frac{C}{\pi} \right)^{1/2} \right] \right)$$

und für  $H$ :

$$W_{13} = \left(\frac{\pi}{C}\right)^{1/2} \exp\left[Ad^2 + Bd^2 - 2Hd^2 - \frac{(-Fd+Gd)^2}{C}\right] \quad (5.23)$$

$$H = \frac{A}{2} + \frac{B}{2} - \frac{(G-F)^2}{2C} + \frac{\ln \left[ W_{13} \left( \frac{C}{\pi} \right)^{1/2} \right]}{2d^2}$$

Das Gleichungssystem aus Gleichung 5.18 zur Bestimmung der Größen  $F$  und  $G$  ist überbestimmt, da es drei Gleichungen beinhaltet. Es kann eine 'least square' Lösung verwendet werden, wie sie in (van Baelen, 1990) angegeben wird.

Sei das zu lösende System in der Form

$$O \cdot \beta = b \quad (5.24)$$

gegeben, dann ist eine 'least square' Lösung des überbestimmten Systems zu finden als:

$$\beta = (O^T O)^{-1} O^T \cdot b \quad (5.25)$$

Für das hier betrachtete Gleichungssystem gelten die Bezeichnungen:

$$\beta = \begin{pmatrix} \frac{F}{C} \\ \frac{G}{C} \end{pmatrix}; \quad O = \begin{pmatrix} -d & 0 \\ 0 & d \\ -d & d \end{pmatrix}; \quad b = -\frac{1}{2\pi} \begin{pmatrix} m_{12} \\ m_{23} \\ m_{13} \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

Man erhält als Lösung für

$$\beta = \begin{pmatrix} \frac{F}{C} \\ \frac{G}{C} \end{pmatrix} = \frac{1}{6\pi d} \begin{pmatrix} 2m_{12} - m_{23} + m_{13} \\ m_{12} - 2m_{23} - m_{13} \end{pmatrix} \quad (5.27)$$

Als letzte noch zu berechnende Größe wird  $C$  als  $C = (\pi f_{avg})^2$  aus der Breite eines Gaussfits über das mittlere Autospektrum der drei beteiligten Antennen gewonnen.

Auf diese Weise sind die Größen A-H zugänglich und Windgeschwindigkeit und Windrichtung können nach Gleichung (4.23) bestimmt werden.

Die Berechnungen erfolgen für die drei anderen möglichen Antennentriplets bis zu diesem Punkt identisch, da sie sich nur in ihrer Orientierung auf der horizontalen Ebene vom Antennentriplet 123 unterscheiden. Es kann daher der Betrag des horizontalen Windes unverändert übernommen werden, wohingegen in die Berechnung der Richtung des horizontalen Windes die Orientierung der einzelnen Antennentriplets relativ zur Nordrichtung eingehen.

### 5.3.5 Full-Spectral-Analysis für isometrische Rückstreumuster

Ausgangspunkt für die Herleitung der FSA sind die Betrachtungen über die funktionale Form der Korrelationsfunktionen aus 4.3 . Diese lassen, wie besprochen, die Beschreibung

ellipsoider Korrelationsmuster zu, womit die für die FSA abgeleiteten Ausdrücke ebenfalls für solche Korrelationsmuster gültig sind. Analog zu den für die FCA durchgeführten Betrachtungen werden hier die Vereinfachungen dargestellt, die für die FSA aus der Beschränkung auf kreisförmige Korrelationsmuster entstehen.

Analog zu den Betrachtungen im Zeitbereich gilt im Frequenzbereich für kreisförmige Korrelationsmuster bzw. isometrische Rückstreumuster

$$A = B \quad \text{und} \quad H = 0 \quad . \quad (5.28)$$

Für die Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten gilt auch hier Gleichung (4.32). Weiterhin vereinfachen sich die Gleichungen (5.16) - (5.18) derart, daß auch hier die Windkomponente parallel zur Verbindungsachse eines Antennenpaares aus den Informationen nur dieses Antennenpaares abgeleitet werden kann.

Mit der in Abschnitt 5.3.4 eingeführten Orientierung findet man für die Geschwindigkeitskomponente  $V_x$

$$V_x = -\frac{F}{A} = \frac{d}{\left( \frac{m_{12}}{2\pi} - \frac{2\pi}{m_{12}C} \ln \left[ W_{12} \left( \frac{C}{\pi} \right)^{1/2} \right] \right)} \quad , \quad (5.29)$$

wobei  $C = (\pi f_{avg})^2$  aus dem Gaussfit über ein mittleres Autospektrum gewonnen werden kann.

## 5.4 Frequenzbereichsanalyse nach Doviak und Holloway

Die im Abschnitt 4.4 beschriebenen Betrachtungen von Doviak et al. (1996) und Holloway et al. ('97a) im Zeitbereich haben eine Entsprechung im Frequenzbereich. Hier sollen in Kürze die resultierenden Ausdrücke hergeleitet werden. Durch den Vergleich mit den Ergebnissen von Briggs und Vincent (1992) wird außerdem die Übersicht über die Theorien zur Radarinterferometrie weiter vervollständigt.

Ausgehend von den Betrachtungen in Doviak et al. (1996) für kleinskalige Streuirregularitäten und unter der Einschränkung, daß der Abstand der Empfangsantennen kleiner ist als die Strahlbreite im Meßvolumen, kann gezeigt werden, daß der normalisierte Betrag und die Phase des Kreuzspektrums wie folgt gegeben sind:

$$|s_{12}(v)| = s_0 \exp \left[ -\frac{(v - v_{0z})^2}{2\sigma_v^2} \right] \quad (5.30)$$

$$\Phi_{12}(v) = \beta_h^2 \frac{\Delta x \lambda_0}{4\pi} \frac{v_{0x}(v - v_{0z})}{\sigma_v^2} \quad (5.31)$$

Hierbei ist  $s_0$  eine Konstante,  $v$  die Dopplergeschwindigkeit,  $v_{0x}$  die Windkomponente entlang der Antennenverbindungsachse,  $v_{0z}$  die Vertikalwindkomponente,  $v_{0h}$  der Betrag des Horizontalwindes und  $\sigma_v$  die Breite des Spektrums, die sich aus drei Beiträgen zusammensetzt.

$$\sigma_v^2 = \left( \frac{v_{0z} \lambda_0}{8\pi \sigma_r} \right)^2 + \left( \frac{\beta_h \lambda_0 v_{0h}}{2\pi \sqrt{2}} \right)^2 + \sigma_t^2 \quad (5.32)$$

Holloway et al. ('97a) beschreiben folgende Möglichkeit, die Horizontalwindkomponente parallel zu einer Antennenverbindungsachse  $v_{0x}$  zu bestimmen:

$$v_{0x} = \frac{S_\phi \sigma_v^2}{c_0} \quad (5.33)$$

Dabei gilt

$$c_0 = \frac{\beta_h^2 \lambda_0 \Delta x}{4\pi}, \quad (5.34)$$

wobei  $S_\phi$  die Steigung der Phase des Kreuzspektrums in Abhängigkeit von der Dopplergeschwindigkeit ist. Für das schon in Abschnitt 4.4 eingeführte  $\beta_h$  ergibt sich der folgende Ausdruck:

$$\beta_h^2 = \frac{1}{\Delta x^2} \left[ 2S_\phi^2 \sigma_v^2 - 4 \ln \left| \frac{s_{12}(\tau_p)}{s_{11}(0)} \right| \right] \quad (5.35)$$

## 5.5 Vergleich der verschiedenen Methoden

Die Beschreibungen der Radarinterferometrie lassen sich sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich in zwei Gruppen einteilen. Während die Beschreibungen von Briggs und Vincent von Annahmen über die Form der sich in der Ebene der Empfänger bewegenden Rückstreuungsmuster ausgehen, wird in den Beschreibungen von Doviak et al. (1996), Holloway et al. ('97a) und Cohn et al. (1997) von Annahmen über die Streuer im Meßvolumen ausgegangen.

Die beiden Ansätze unterscheiden sich weiterhin noch in den zum Teil unterschiedlichen Annahmen über die Symmetrieeigenschaften der Rückstreuung. Während in (Briggs, 1984)

explizit auf ellipsoide Rückstreuung eingegangen wird, beinhaltet die zu den Gleichungen von Holloway et al. ('97a) führende Betrachtung die Annahme horizontal isotroper Rückstreuung, was bei einer isotropen Strahlcharakteristik isometrischen Rückstreuung im Bild der Beschreibung von Briggs (1984) entspricht. Ein weiterer entscheidender Unterschied ist die nicht festgelegte Form der Korrelationsfunktionen bei Briggs (1984).

Trotz der unterschiedlichen Ansätze läßt sich zeigen, daß die aus unterschiedlichen Beschreibungen abgeleiteten Algorithmen einander äquivalent sind. In (Holloway et al., '97b) wird auf diese Äquivalenz für Zeitbereichsalgorithmen hingewiesen. Dort wird durch Verallgemeinerung der Herleitung aus (Holloway et al., '97a) auf anisotrope Rückstreuung im Meßvolumen die Äquivalenz zu den Algorithmen von Briggs (1984) gezeigt.

Da, wie in Abschnitt 7.1 gezeigt werden wird, für das hier verwendete System horizontal isotrope Rückstreuung im Meßvolumen angenommen werden kann (dies entspricht der Annahme kreisförmiger Korrelationsmuster in den Beschreibungen von Briggs), wird hier die Beziehung zwischen den verschiedenen Algorithmen für isotrope Rückstreuung analysiert. Es wird gezeigt werden, daß diese vollständig äquivalent sind. Dazu werden die Ergebnisse von Holloway et al. ('97a) für den Zeit- und den Frequenzbereich mit den für Kreissymmetrie vereinfachten Algorithmen nach Briggs (1984) und Briggs und Vincent (1992) verglichen, bei denen außerdem gaussförmige Korrelationsfunktionen vorausgesetzt werden. Diese Festlegung einer funktionalen Form ist zunächst eine Einschränkung der Algorithmen von Briggs. Es hat sich allerdings gezeigt, daß die in die Algorithmen eingehenden Parameter ohnehin nicht stabil aus einzelnen Punkten einer allgemeinen Korrelationsfunktion bestimmt werden können, sondern die Parameter aus Fits über die gesamten Korrelationsfunktionen bestimmt werden müssen, wobei die Ergebnisse umso stabiler sind, je eingeschränkter ihre funktionale Form ist.

Außerdem kann aufgrund der einfachen Fourier-Transformationseigenschaften von Gausskurven auch die Äquivalenz der Algorithmen im Zeit- und im Frequenzbereich analytisch dargestellt werden.

## Zeitbereich

In Abschnitt 4.3.6 wurde aus der Full-Correlation-Analysis für kreisförmige Korrelationsmuster und gaussförmige Korrelationsfunktionen Gleichung (4.36) für die Mustergeschwindigkeit  $V_x$  hergeleitet, nämlich

$$V_x = \frac{\xi_0 \tau_x'}{\tau_x'^2 - \ln \rho_{x,max} \frac{\tau_{0.5}^2}{\ln 2}}$$

Diese ist mit den Substitutionen

$$\begin{aligned}
 \Delta x &\hat{=} \xi_0 \\
 -\eta &\hat{=} \ln \rho_{x,max} \\
 \tau_p &\hat{=} \tau'_x \\
 \tau_c^2 &\hat{=} \frac{\tau_{0.5}^2}{2 \ln 2}
 \end{aligned} \tag{5.36}$$

identisch mit Gleichung (4.44) für die Windgeschwindigkeitskomponente  $v_{0x} = 1/2V_x$ :

$$v_{0x} = \frac{\Delta x \tau_p}{4\eta\tau_c^2 + 2\tau_p^2}$$

Also ist die Berechnung der 'true-velocity' nach Doviak et al. (1996) und Holloway et al. ('97a) mit der nach Briggs (1984) für isometrische Rückstreumuster trotz der unterschiedlichen Ansätze identisch.

### Frequenzbereich

Analog zu den Betrachtungen im Zeitbereich kann auch im Frequenzbereich für die Annahmen isometrischer Rückstreumuster gezeigt werden, daß die Ausdrücke zur Bestimmung der Windkomponente entlang einer Antennenverbindungsachse identisch sind.

Aus den Gleichungen (5.33) - (5.35) erhält man den folgenden Ausdruck für die Horizontalwindkomponente  $v_{0x}$  entlang der Antennenverbindungsachse:

$$v_{0x} = \frac{4 \pi \Delta x}{\lambda_0 \left[ 2S_\phi - \frac{4}{S_\phi \sigma_v^2} \ln \left( \frac{|S_{12}|}{|S_{11}|} \right) \right]} \tag{5.37}$$

Im Vergleich zur Herleitung nach Briggs und Vincent (1992) in Abschnitt 5.3 bestehen die folgenden Unterschiede in den Definitionen der einander entsprechenden Größen:

Für die Horizontalwindkomponente  $v_{0x}$  gilt im Vergleich zur Mustergeschwindigkeit  $V_x$ :

$$v_{0x} = \frac{1}{2} V_x \tag{5.38}$$

Da die Darstellung der Kreuz- und Autospektren bei Briggs und Vincent (1992) in Abhängigkeit von der Doppler-Frequenz und bei Holloway et al. ('97a) in Abhängigkeit

von der Doppler-Geschwindigkeit definiert sind, ergibt sich für die die Phasensteigung beschreibenden Terme:

$$S_\phi = m_{ij} \frac{2}{\lambda_0} . \quad (5.39)$$

Für die die spektrale Breite beschreibenden Terme gilt

$$\sigma_v^2 = \frac{\lambda_0^2}{8} f_{12}^2 = \frac{\lambda_0^2}{8} \frac{C}{\pi^2} , \quad (5.40)$$

Außerdem findet man den folgenden Zusammenhang für die Amplituden der Autospektren:

$$|S_{11}| = \left( \frac{\pi}{C} \right)^{1/2} \quad (5.41)$$

Mit diesen Ersetzungen geht Gleichung (5.37) in Gleichung (5.29) über,

$$V_x = -\frac{F}{A} = \frac{d}{\left( \frac{m_{12}}{2\pi} - \frac{2\pi}{m_{12}C} \ln \left[ W_{12} \left( \frac{C}{\pi} \right)^{1/2} \right] \right)}$$

womit auch im Frequenzbereich die Äquivalenz der Algorithmen für isometrischer Rückstreumuster gezeigt ist.

## Fourieräquivalenz

Es wurde schon bei den Herleitungen der in diesem Kapitel betrachteten Bestimmungsgleichungen für die horizontale Geschwindigkeitskomponente auf die Fourieräquivalenz der Beschreibungen hingewiesen. Bei der Verwendung von aus Gaussfits abgeleiteten nullten und zweiten Momenten der Spektren bzw Korrelationsfunktionen erkennt man aus Gleichung (5.37)

$$v_{0x} = \frac{4\pi\Delta x}{\lambda_0 \left[ 2S_\phi - \frac{4}{S_\phi\sigma_v^2} \ln \left( \frac{|S_{12}|}{|S_{11}|} \right) \right]}$$

und Gleichung (4.44)

$$v_{0x} = \frac{\Delta x}{2\tau_p + \frac{4\tau_c^2}{\tau_p} \eta} ,$$

daß die einzelnen äquivalenten Parameter in gleichen funktionalen Zusammenhängen in die Gleichungen eingehen. Gleiche relative Variationen der äquivalenten Parameter haben also gleiche Auswirkungen auf das Ergebnis. Dies kann später beim praktischen Vergleich der Zeit- und Frequenzbereichsalgorithmen verwendet werden um einen möglichen Grund für deren unterschiedliche Leistungsfähigkeit zu ermitteln.



## Kapitel 6

# Fehlerbetrachtung für den Interferometermodus

### 6.1 Fehler bei der Bestimmung der 'true-velocity' durch eine inhomogene Strömung im Meßvolumen

In diesem Kapitel soll nun auf eine Fehlerquelle bei der Auswertung von Interferometriemessungen mit den oben besprochenen Methoden hingewiesen werden. Dies ist ein Fehler der 'true-velocity' im Vergleich mit der tatsächlich im Meßvolumen herrschenden mittleren Horizontalgeschwindigkeit. Der Ausdruck 'true-velocity' wird hier beibehalten und bezeichnet weiterhin die mit Hilfe der FCA, der FSA oder einer äquivalenten Methode berechnete Horizontalgeschwindigkeit.

Verschiedene Autoren haben Fehler diskutiert, die bei der Berechnung der 'true-velocity' je nach meteorologischer Situation eine Rolle spielen können. Allen diesen Betrachtungen ist gemein, daß ihr Ausgangspunkt die Verletzung einer der Annahmen ist, die zur Herleitung der FCA bzw. der FSA nötig waren. Der entscheidende Fehler für die in dieser Arbeit durchgeführten Betrachtungen wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

So betrachten sowohl May (1990) als auch Sürücü et al. (1995) die systematischen Fehler, die durch eine inhomogene Strömung im Meßvolumen entstehen. Es wird sowohl eine inhomogene horizontale Strömung als auch eine inhomogene vertikale Bewegung betrachtet.

Hier soll nur auf eine inhomogene vertikale Bewegung im Meßvolumen eingegangen werden. Beide Autoren kommen hier auf unterschiedlichem Wege zu dem gleichen Ausdruck, für die mit der FCA bestimmten 'true-velocity'  $V_t$  entlang der Verbindungsachse zweier Empfänger, in Abhängigkeit von der tatsächlich im Meßvolumen vorhandenen Geschwindigkeit  $V'_x$

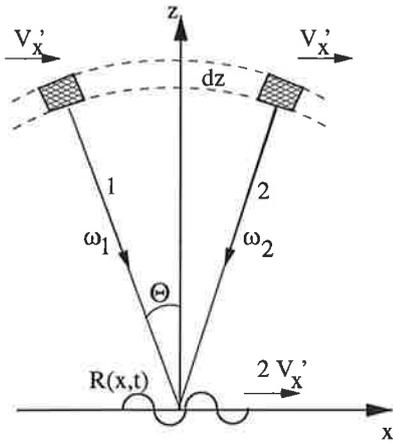


Abb. a)

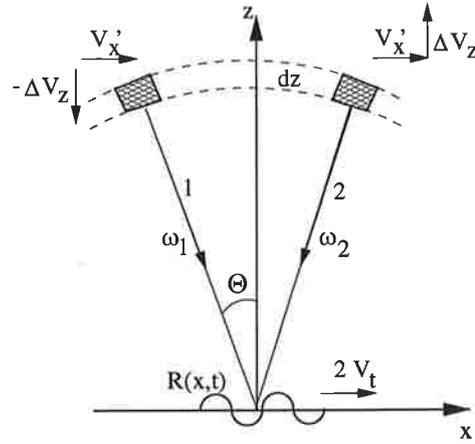


Abb. b)

Abbildung 6.1: Rückstreuung von den Rändern des Streuvolumens für die Strahlbreite  $\Theta$ .  
a) ohne Vertikalwindscherung b) mit Vertikalwindscherung

und einem Gradienten der vertikalen Bewegung entlang der Empfängerverbindungsachse  $\partial V_z / \partial x$ , sowie der Meßhöhe  $H$ :

$$V_t = V'_x + \frac{\partial V_z}{\partial x} H \quad (6.1)$$

Eine einfache und anschauliche Herleitung von Gleichung (6.1) wird in May (1990) gegeben. In Abbildung 6.1a sind in dem als Sphärenabschnitt dargestellten Messvolumen die Streuer 1 und 2 je unter einem Winkel  $\Theta$  zur Vertikalen eingezeichnet. Die zurückgestreuten Signale haben doppler-verschobene Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$ .

$$\omega_1 = \omega_0 + 2\omega_0(V'_x/c) \sin \Theta \quad (6.2)$$

$$\omega_2 = \omega_0 - 2\omega_0(V'_x/c) \sin \Theta ,$$

Durch die Überlagerung der beiden elektrischen Felder in der Ebene der Empfänger entsteht eine Schwebung mit der Amplitude

$$R(x, t) = 2E_0 \cos \left( \frac{2\pi x \sin \Theta}{\lambda_0} - \frac{2\omega_0 V'_x t \sin \Theta}{c} \right) \quad (6.3)$$

die sich in  $x$ -Richtung mit der Geschwindigkeit  $2V'_x$  bewegt. Eine mittlere vertikale Geschwindigkeit  $V_z$  ändert diesen Zusammenhang nicht, da nur in Gleichung (6.2)  $\omega_0$  durch

$\omega = \omega_0 - (4\pi V_z)/\lambda_0$  ersetzt werden muß. Der zusätzliche Term ist dann für beide Rückstreuungssignale identisch und verschwindet in Gleichung (6.3).

Ist jedoch ein horizontaler Gradient der vertikalen Geschwindigkeit vorhanden, so ändert sich das Bild. In Abbildung 6.1b ist an Punkt 1 eine vertikale Geschwindigkeit  $-\Delta V_z$  und an Punkt 2 von  $\Delta V_z$  angenommen. Die Radialkomponente  $V'_x \sin \Theta$  wird jetzt zu  $V'_x \sin \Theta + V_z \cos \Theta$  und damit Gleichung (6.2) mit der Substitution  $V_t = V'_x + \Delta V_z / \tan \Theta$  zu

$$\omega_1 = \omega_0 + 2\omega_0(V_t/c) \sin \Theta \quad (6.4)$$

$$\omega_2 = \omega_0 - 2\omega_0(V_t/c) \sin \Theta .$$

Damit wird deutlich, das sich die Schwebung, deren Bewegungsgeschwindigkeit durch die FCA oder die FSA bestimmt wird, mit der Geschwindigkeit  $2(V_t) = 2(V'_x + \Delta V_z / \tan \Theta)$  bewegt. Dieser aus einer anschaulichen Überlegung gewonnene Zusammenhang geht für einen linearen Gradienten mit  $\partial V_z / \partial x = \Delta V_z / H \tan \Theta$  über in Gleichung (6.1), die von Sürücü et al. (1995) analytisch abgeleitet wird.

Ein horizontaler Gradient der vertikalen Geschwindigkeit führt also zu einem nicht zu vernachlässigenden Fehler bei der Bestimmung der 'true-velocity'. Die Abschätzung des Fehlers für einen Grenzschichtprofiler wird in Abschnitt 6.2 gegeben.

## 6.2 Abschätzung des Fehler durch Vertikalwindscherung im Meßvolumen

Wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, entsteht durch Scherungen des Vertikalwindes im Meßvolumen ein Fehler bei der Bestimmung der 'true-velocity'. Dieser Fehler der Horizontalwindbestimmung  $\Delta U$  hat die Größenordnung

$$\Delta U = \Delta w / \tan \Theta , \quad (6.5)$$

wobei  $\Theta$  die Strahlbreite und  $\Delta w$  die Differenz der Vertikalwindgeschwindigkeit auf der Größenordnung des Durchmessers des Meßvolumens  $R_{mess}$  beschreibt. In diesem Abschnitt soll die Varianz von  $\Delta U$ , die mit  $\sigma_{inst}^2$  bezeichnet wird, abgeschätzt werden.

Die Varianz von  $\Delta w$  ist identisch mit der Strukturfunktion  $D_w = \overline{(w(x) - w(x+r))^2}$  an der Stelle  $r = R_{mess}$ . Im Inertialbereich atmosphärischer Turbulenz gilt nach (Tatarskii, 1961) der Zusammenhang

$$D_w = c_w^2 r^{2/3} \quad (6.6)$$

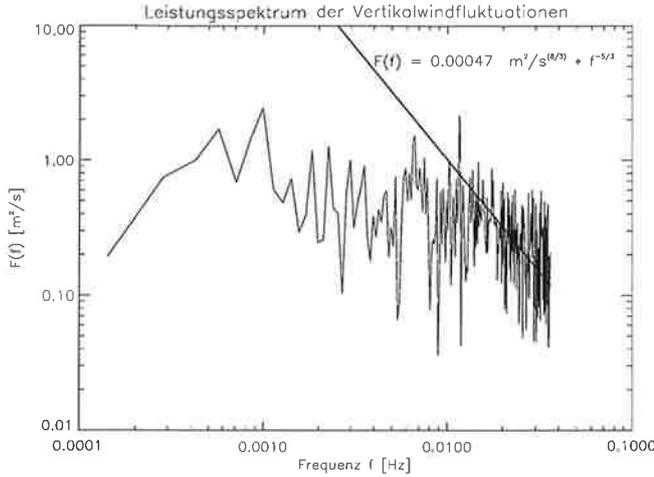


Abbildung 6.2:  
Doppelt logarithmische Darstellung eines Leistungsspektrums der Vertikalwindfluktuationen als Funktion der Frequenz. Im Inertialbereich des Spektrums wurde eine Gerade mit der Steigung  $-5/3$  angepaßt.

und damit

$$\overline{\Delta w^2} = c_w^2 R_{mess}^{2/3}. \quad (6.7)$$

Die Strukturkonstante  $c_w^2$  kann aus den gemessenen Vertikalwindspektren  $F(k)$ , wobei  $k$  die Wellenzahl bezeichnet, abgeleitet werden; da im Inertialbereich gilt (Tatarskii, 1961):

$$F(k) = 0.25 c_w^2 k^{-5/3} \quad (6.8)$$

Zum Beispiel kann durch die Anpassung einer Geraden in einer doppelt-logarithmischen Darstellung von  $F(k)$  aus einem gemessenen Spektrum der Wert von  $c_w^2$  bestimmt werden.

Abbildung 6.2 zeigt ein solches Vertikalwindspektrum als Funktion der Frequenz wie es durch Fouriertransformation einer gemessenen Zeitreihe gewonnen wurde. Außerdem ist die im Inertialbereich angepaßte Gerade dargestellt, die der Gleichung

$$F(f) = C_f f^{-5/3} \quad (6.9)$$

folgt. Zur Bestimmung der Strukturkonstanten muß das Spektrum aber als Funktion der Wellenzahl beschrieben werden. Der Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenzahl ergibt sich aus der mittleren Horizontalwindgeschwindigkeit  $U$  als  $f = kU/2\pi$ . Damit ergibt sich die Strukturkonstante als:

$$c_w^2 = 4 C_f \left( \frac{U}{2\pi} \right)^{-2/3} \quad (6.10)$$

In diesem, auch für den Vergleich in 7.1 verwendeten, abendlichen Meßfall findet man  $c_w^2 = 0.0026 \frac{\text{m}^{4/3}}{\text{s}^2}$ . Mit dem auf diese Weise bestimmten Wert für  $c_w^2$  läßt sich mit

$$\sigma_{inst}^2 = \overline{\Delta w^2} / (\tan \Theta)^2 = \frac{c_w^2 R_{mess}^{2/3}}{(\tan \Theta)^2} \quad (6.11)$$

die durch Vertikalwindscherungen im Meßvolumen erzeugte Varianz der Horizontalwindbestimmung abschätzen. Der auf diese Weise bestimmte Wert für  $\overline{\Delta U^2}$  beschreibt diese Varianz für eine einzelne instantane Bestimmung des Horizontalwindes ohne Berücksichtigung von Mittelungseffekten und soll im weiteren als 'instantane Varianz'  $\sigma_{inst}^2$  bezeichnet werden.

Die im folgenden verwendeten Zeitreihen bestehen aber nicht aus Instantanwerten sondern aus Mittelwerten über typisch einige Sekunden. Um die Wirkung der Mittelung auf den Einfluß der Scherungsvarianz zu bestimmen, ist die Betrachtung einer typischen Korrelationszeit  $T_c$  von  $\Delta w$  im Meßvolumen erforderlich. Zur Differenz  $\Delta w(R_{mess})$  tragen hauptsächlich Inhomogenitäten mit Skalen  $< R_{mess}$  bei. Daher ist die zeitliche Korrelationslänge in der Größenordnung  $T_c = R_{mess}/U$ . Die Anzahl unabhängiger Messungen,  $N_u$  ergibt sich aus dem Quotient aus Mittelungszeit und Korrelationszeit  $N_u = T_{mittel}/T_c$  oder

$$N_u = \frac{T_{mittel}}{R_{mess}} U \quad (6.12)$$

Die nur aufgrund der Vertikalwindscherung hervorgerufene Varianz der gemittelten Zeitreihe  $\sigma_{mi}^2$  ist im Gegensatz zu  $\sigma_{inst}^2$  um den Faktor  $1/N_u$  vermindert:

$$\sigma_{mi}^2 = \frac{1}{N_u} \sigma_{inst}^2 \quad (6.13)$$

Setzt man nun  $\sigma_{inst}$  und  $N_u$  aus Gleichung (6.11) und (6.12) ein, so ergibt sich:

$$\sigma_{mi}^2 = \frac{1}{N_u} \frac{c_w^2 R_{mess}^{2/3}}{(\tan \Theta)^2} \quad (6.14)$$

Ersetzt man nun noch  $R_{mess}/\tan \Theta$  durch die Meßhöhe  $H$ , so erhält man:

$$\sigma_{mi}^2 = \frac{1}{U T_{mittel}} \frac{H^{5/3}}{(\tan \Theta)^{1/3}} c_w^2 \quad (6.15)$$

Für das hier gezeigt Meßbeispiel findet man für  $U = 10$  m/s,  $T_{mittel} = 13.8$  sec und  $H = 180$  m mit dem oben bestimmten Wert für  $c_w^2$  für die Varianz  $\sigma_{mi}^2 = 0.3$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>.

Dieser für typische Meßbedingungen erhaltene Wert stellt nur eine grobe Abschätzung der Größenordnung dar. Danach ist aber zu erwarten, daß die Bestimmung von Horizontalwindvarianzen sowie von Varianzspektren des Horizontalwindes mit einem großen Fehler behaftet sind. Bei der Bestimmung des vertikalen Impulsflusses mit der Eddy-Korrelations-Methode sollte dieser Fehler jedoch nicht im gleichen Maße eingehen, weil Fehler der Vertikalwindmessung nicht mit der Differenz des Vertikalwindes innerhalb des Meßvolumens korreliert sind.



# Kapitel 7

## Messungen im Interferometermodus

### 7.1 Vergleich der verschiedenen Algorithmen zur Bestimmung der 'true-velocity'

In diesem Abschnitt sollen die aus den verschiedenen Ansätzen entstandenen Algorithmen zur Bestimmung der 'true-velocity' miteinander verglichen werden. Dazu werden hier zwei aufeinander folgende Meßperioden verwendet, von denen die eine vom späten Nachmittag bis zum frühen Abend eines konvektiven Sommertages dauert und zwei Stunden lang ist, während die andere ungefähr bei Sonnenuntergang beginnt und etwa vier Stunden lang ist. Bei dem verwendeten Datensatz handelt es sich um eine Aufzeichnung mit 16-facher spektraler Mittelung, was einer zeitlichen Auflösung von  $16 \times T_{smp} = 16 \times 0.85 \text{ s} = 13.6 \text{ s}$  entspricht. Abbildung 7.1 zeigt eine Zeitreihe der Vertikalwindfluktuationen, die mit der üblichen Meßmethode aus den ersten Momenten der RASS-Spektren bestimmt wurden. Wie bei der Bestimmung des Vertikalwindes aus RASS-Daten üblich, wurden Temperaturschwankungen als langsam gegenüber den Vertikalwindschwankungen angenommen und durch eine Hochpaßfilterung unterdrückt.

Man erkennt die geringeren Vertikalwindfluktuationen in der späteren Meßperiode, was mit der zusammenbrechenden Konvektion nach Sonnenuntergang zu erklären ist. Die Vertikalwindvarianzen für die beiden Datensätze sind ebenfalls in der Abbildung angegeben. Es ist zu erwarten, daß sowohl die wahre Varianz des Horizontalwindes als auch die, durch Vertikalwindscherungen im Meßvolumen hervorgerufene, künstliche Varianz in der ersten Meßphase größer ist als in der zweiten Meßperiode.

Der Datensatz wurde ausgewählt, da für diesen Zeitraum auch die Daten eines sich in ca.

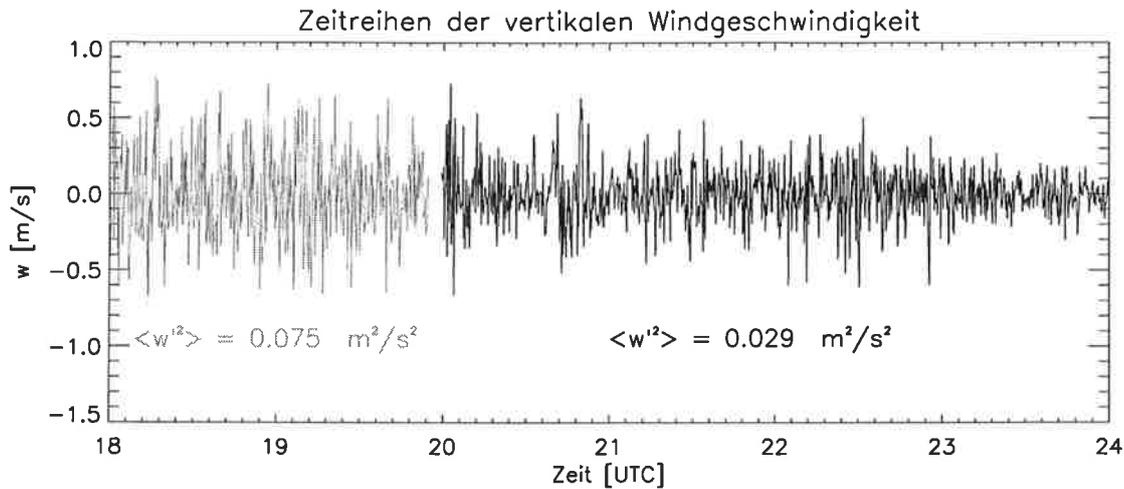


Abbildung 7.1: Zeitreihen des Vertikalwindes für die beiden in diesem Abschnitt beschriebenen Meßbeispiele am 08.07.1998 in Itzehoe in der Meßhöhe 180 m

50 m Entfernung befindlichen Sodars zur Verfügung stehen. Die zeitliche Auflösung dieser Sodarmessungen beträgt 10 min, so daß nur mittlere Werte verglichen werden können. Für einen Vergleich der zeitlich hochaufgelösten Messungen stehen keine Daten zur Verfügung, so daß nur eine Bewertung der Plausibilität der Ergebnisse möglich ist.

Da, wie schon erwähnt, die Radarsignale zur Höhenauflösung in den Frequenzbereich transformiert werden müssen, ist es naheliegend, zunächst Auswertungen im Frequenzbereich zu betrachten. Es wird hier zuerst die Full-Spectral-Analysis für ellipsoide Korrelationsmuster (FSAe) nach Briggs und Vincent, wie sie in Abschnitt 5.3 ausführlich beschrieben wurde, auf die Spektren angewendet. In einem zweiten Abschnitt wird gezeigt, daß die Annahme kreissymmetrischer Korrelationsmuster für die hier vorgestellten Messungen berechtigt ist. Auf der Grundlage dieses Ergebnisses wird dann die in Abschnitt 5.3.5 beschriebene, modifizierte Full-Spectral-Analysis für Kreissymmetrie (FSAc) auf die Spektren angewendet. Dieser Algorithmus entspricht, wie in Abschnitt 5.5 gezeigt, dem in Abschnitt 5.4 beschriebenen Algorithmus nach Doviak et al.

Im nächsten Abschnitt werden dann die Ergebnisse der Zeitbereichsalgorithmen auf die durch eine Fouriertransformation aus den Spektren gewonnenen Korrelationsfunktionen beschrieben. Auch hier wird zuerst die Full-Correlation-Analysis für ellipsoide Korrelationsmuster (FCAe) (siehe Abschnitt 4.3) verwendet und dann die Ergebnisse für den vereinfachten Algorithmus für kreissymmetrischer Muster (FCAc) (siehe Abschnitt 4.3.5) beschrieben.

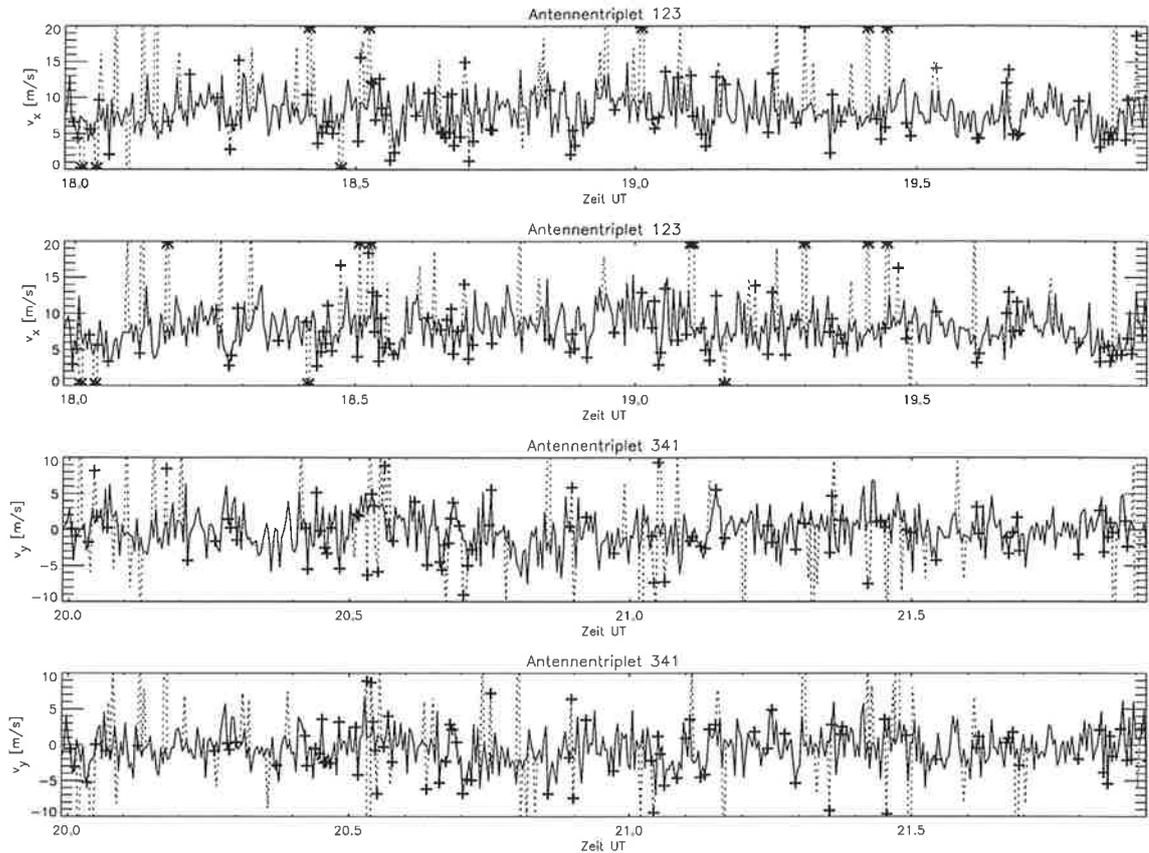


Abbildung 7.2: Zeitreihen der Windgeschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  berechnet mit der Full-Spectral-Analysis aus den Daten der Antennentriplets '123' und '341' in der Höhe 180 m. Die Ergebnisse der Berechnungen ohne die Anwendung von Filtern oder Auswahlkriterien sind in den unterliegenden gepunkteten Kurven dargestellt. Durch die Auswahlkriterien für ungültig erklärte Werte sind durch ein Kreuz markiert. Die durchgezogene Kurve stellt das Ergebnis der Anwendung nur des Medianfilters (siehe Text) dar.

### 7.1.1 Full-Spectral-Analysis

Da für die Bestimmung der 'true-velocity' mit Hilfe der FSA ein Antennentriplet benötigt wird, lassen sich aufgrund des hier verwendeten Aufbaus mit vier Empfangskanälen aus den vier möglichen Triplets auch vier Werte für die 'true-velocity' bestimmen, wobei jedoch jeweils redundante Informationen eingehen.

Abbildung 7.2 zeigt Zeitreihen der nach 5.16 - 5.18 und 4.23 - 4.24 aus den Spektren der Triplets '123' und '341' bestimmten Windgeschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$ . Dabei bezeichnen  $v_x$  und  $v_y$  hier die Komponenten parallel zu den Seiten des durch die 4 Empfänger gebildeten Quadrates. Durch die Drehung des Gesamtsystems relativ zur Hauptwindrichtung beschreibt eine der Komponenten (hier  $v_x$ ) annähernd die Komponente parallel zur Hauptwindrichtung und die andere Komponente (hier  $v_y$ ) die Querwindkomponente.

In dieser Abbildung sind die Ergebnisse der Berechnungen ohne die Anwendung von Filtern, Mittelungen oder Auswahlkriterien in den unterliegenden gepunkteten Kurven dargestellt. Man erkennt hier zum Teil ähnliche Strukturen in den Darstellungen der gleichen Komponenten aber auch Strukturen, die nur in den Ergebnissen eines Triplets erscheinen. Vor allem aber fällt die große Varianz der Zeitreihen sowie der hohe Anteil wahrscheinlicher Fehlmessungen mit großem Betrag auf.

Zur Erkennung und Aussortierung solcher im weiteren als Ausreißer bezeichneten Messungen, wird in der Literatur (Holdsworth, 1997) eine Liste von sogenannten 'Ausschlußkriterien' vorgeschlagen. Die Ergebnisse der Anwendung einiger dieser Kriterien auf die dargestellten Daten sind durch die Markierungen mit einem Kreuz dargestellt. Ein Wert wurde als ungültig markiert, wenn eines oder mehrere der folgenden Kriterien erfüllt wurde.

- Die Qualitätsprüfung der Gaussfits ist negativ.  
Dabei wird die durch den Gaussfit erhaltene Kurve von der Originalkurve abgezogen. Wenn das Maximum dieser Differenzkurve größer ist als  $1/3$  des Maximums der Originalkurve, wird der Gaussfit verworfen.
- Die 'normalisierte Zeit-Diskrepanz' (Briggs, 1984) ist größer als 0.2.  
Nach Briggs (1984) muß die Summe der Phasensteigungen  $S_\phi$  (im Zeitbereich die Summe der Verschiebungen  $\tau'_x$ ), die entlang der Seiten eines Dreiecks gemessen werden, verschwinden. Als 'normalisierte Zeit-Diskrepanz' ist der Quotient aus dieser Summe und der Summe der jeweiligen Beträge definiert.
- Die 'apparent-velocity' ist entweder größer als 7 mal oder kleiner als 0.3 mal die 'true-velocity'

Man erkennt, daß zwar einige der offensichtlichen Ausreißer von diesen Ausschlußkriterien erfaßt werden, eine größere Zahl extremer Ausreißer aber auch nicht erkannt wird. Andererseits wird eine größere Anzahl von Punkten für ungültig erklärt, die nach Augenschein bzw. mit Hilfe des unten beschriebenen Medianfilters nicht als Ausreißer zu identifizieren wären.

Die durchgezogene Kurve stellt die berechneten Werte nach der Anwendung eines einfachen Medianfilters dar. Bei diesem Filter wird der Median einer zeitlichen Umgebung von plus-minus zehn Punkten um den betrachteten Punkt bestimmt. Wenn der betrachtete Punkt um mehr als 5 m/s von diesem Medianwert abweicht, wird er durch letzteren ersetzt. Man erkennt, daß ein solcher Medianfilter geeignet ist, die offensichtlichen Ausreißer sicher zu erkennen und durch den Median zu ersetzen. Andererseits sind mehrere der aufgrund der Auswahlkriterien als ungültig markierten Werte von dem Medianfilter nicht erfaßt worden, da sie nicht als Ausreißer in Erscheinung treten. Es bietet sich also eine Kombination beider Verfahren an, um eine möglichst effektive Säuberung der Zeitreihen zu erreichen.

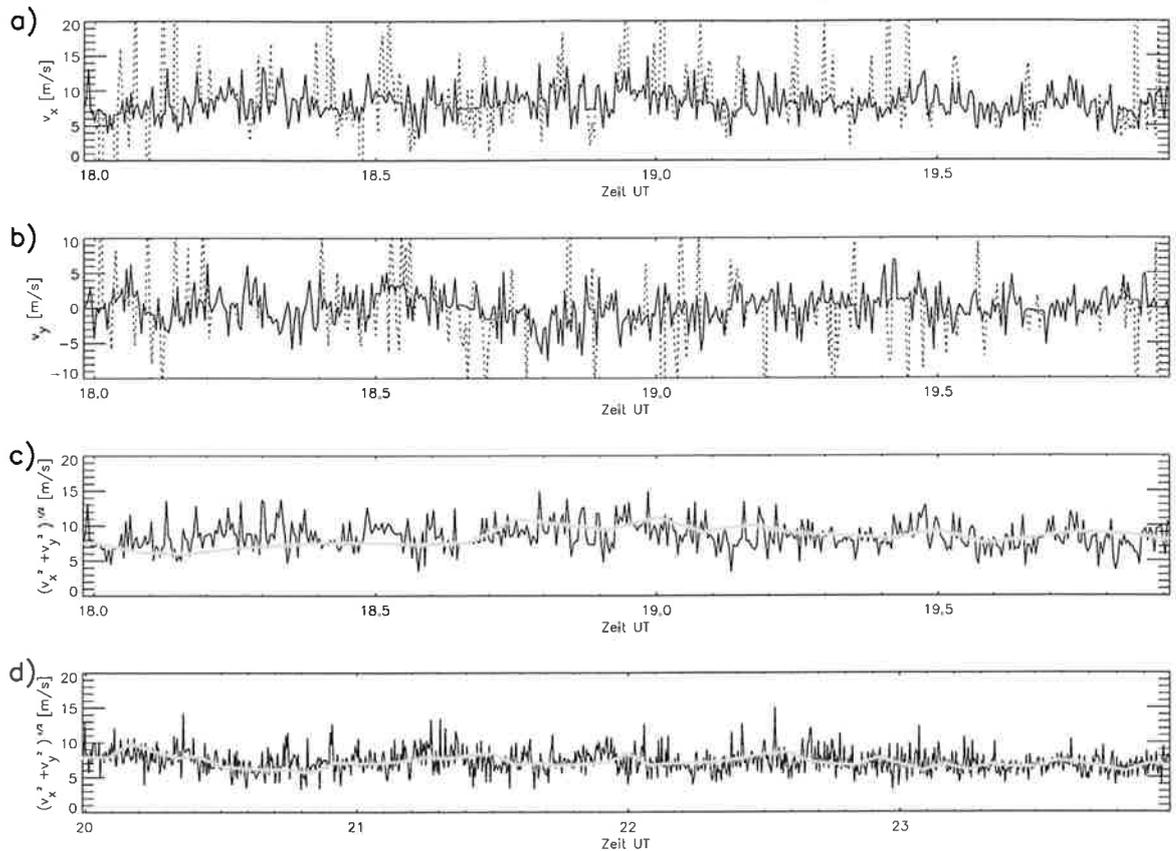


Abbildung 7.3: Ergebnisse der Full-Spectral-Analysis für ellipsoide Korrelationsmuster.

a) und b):

Zeitreihen der Windgeschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  in gepunktet, sowie das Ergebnis der kombinierten Filterung darüber in durchgezogen.

c) und d):

Windgeschwindigkeit resultierend aus der Full-Spectral-Analysis nach der kombinierten Filterung im Vergleich mit Sodarmessungen in grau. c) zeigt den gleichen Zeitraum wie a) und b), d) zeigt die folgenden vier Stunden.

Das Ergebnis einer solchen Filterung der Zeitreihe ist in Abbildung 7.3 für die Windkomponenten aus der Auswertung des Triplets '123' im Vergleich zu der unterliegenden Originalzeitreihe dargestellt. Der Prozentsatz der durch die Filterung durch den Median ersetzten Werte sowie die resultierende Varianz der Zeitreihen ist in Tabelle 7.1 dargestellt. Der Prozentsatz liegt für die erste Zeitreihe bei ungefähr 24% und für die nächtliche Zeitreihe bei 11%.

Weiterhin ist in Abbildung 7.3 der aus den oben abgebildeten, gefilterten Komponenten resultierende Betrag der Windgeschwindigkeit im Vergleich mit den Sodarmessungen dargestellt. Hier zeigt die dritte der dargestellten Zeitreihen den gleichen Zeitraum wie die

Darstellung der Komponenten, die vierte zeigt die folgenden vier Stunden. Man erkennt im Mittel eine gute Übereinstimmung der Sodarmessungen mit den Berechnungen der Full-Spectral-Analysis, wie sie im Rahmen der unterschiedlichen Standorte der Meßgeräte zu erwarten ist.

Es fällt aber auf, daß die Zeitreihen der Interferometrieergebnisse trotz der verwendeten Filterung und der damit verbundenen Ersetzung eines relativ großen Teils der Meßwerte durch den Median nur eine geringe Persistenz von Meßwert zu Meßwert aufweisen. Die Annahme, daß diese geringe Persistenz durch Meßfehler verursacht wird, wird durch die Bestimmung eines - hier nicht dargestellten - Horizontalwind-Varianzspektrums bestätigt. Das Spektrum enthielt einen so großen Anteil weißen Rauschens, daß die Frequenzabhängigkeit des Inertialbereichs ( $f^{-5/3}$ ) nicht zu erkennen war. Es kann also davon ausgegangen werden, daß die Standardabweichung der betrachteten Zeitreihe hauptsächlich nicht durch Horizontalwindfluktuationen hervorgerufen wurden, sondern in der Instabilität des Algorithmus begründet liegt. Die Standardabweichung kann daher auch, zusammen mit dem Prozentsatz der für ungültig erklärten Werte, als ein Indikator für die Güte des Algorithmus verwendet werden.

Im Folgenden werden die verschiedenen Algorithmen anhand dieser beiden Merkmale verglichen und so der Algorithmus ausgewählt, der die stabilsten Ergebnisse liefert. Es sei hier vorausgeschickt, daß die Horizontalwind-Varianzspektren auch bei Anwendung dieses Algorithmus noch vom Rauschen dominiert wurden.

Die Standardabweichung der Zeitreihe wird hier und im Folgenden nach Abzug eines gleitenden Mittelwertes mit einer Fensterbreite entsprechend 5 min bestimmt und beträgt 1.78 m/s für den ersten Abschnitt und 1.43 m/s für den zweiten vierstündigen Abschnitt. Die Darstellung der vier nächtlichen Stunden zeigt sowohl die geringere Varianz der Interferometrieergebnisse, als auch eine bessere Übereinstimmung mit den Sodarmessungen.

Die Varianzen der Zeitreihen sind größer als sie für natürliche Varianzen zu erwarten sind und sind auch mit dem in Abschnitt 6.2 beschriebenen Fehler durch Vertikalwindscherungen im Meßvolumen nicht vollständig zu erklären. Offensichtlich beinhaltet der Algorithmus weitere große Fehlerquellen. Im Folgenden sollen nun die Ergebnisse anderer Algorithmen mit den hier dargestellten Ergebnissen verglichen werden.

Die FSAe läßt Korrelationsmuster zu, die nicht kreissymmetrisch sind, sondern eine ellipsoide Symmetrie aufweisen (siehe Kapitel 4.3). Durch die mit der FSAe berechneten Parameter ist es möglich, Aussagen über die Form der Korrelationsmuster abzuleiten. Die Form dieser Ellipsen wird nach Gleichung (4.25) von den Parametern  $A, B$  und  $H$  bestimmt. Die Ellipsen gehen nach Gleichung (4.26) für  $A = B$  und  $H = 0$  in Kreise über.

Abbildung 7.4 zeigt Verteilungen der Parameter für die oben dargestellten Meßbeispiele. Man erkennt, daß  $A$  und  $B$  im Mittel identisch sind. Die größere Varianz der Verteilung von

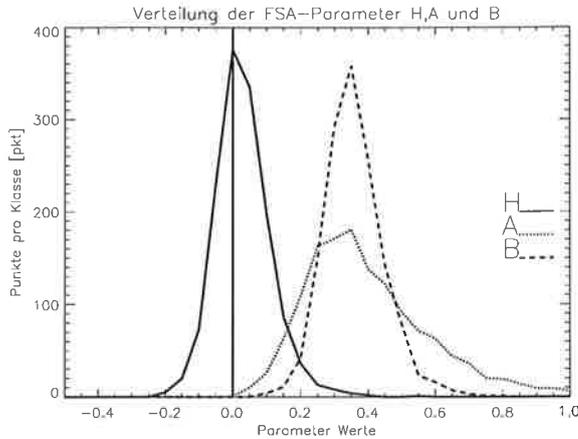


Abbildung 7.4: Verteilung der FSA-Parameter A,B und H

A ist nicht geklärt, ihr Erwartungswert stimmt aber gut mit der Verteilung von B überein.

Der Parameter  $H$  ist im Mittel Null, was zusammen mit der Betrachtung von  $A$  und  $B$  den Schluß zuläßt, daß im Mittel kreisförmige Korrelationsmuster vorliegen.

### 7.1.2 Full-Spectral-Analysis für kreisförmige Symmetrie

Bei der Annahme von Kreissymmetrie vereinfacht sich der Algorithmus, und die Anzahl der zu bestimmenden Parameter ist geringer, da bereits  $H = 0$  und  $A = B$  gesetzt wird. Wegen der Verringerung der Zahl freier Parameter ist eine Stabilisierung der berechneten Werte zu erwarten.

Wie in 4.3.5 beschrieben, ist es nicht mehr notwendig, Antennentriplets zu betrachten, sondern die Informationen eines Antennenpaares können verwendet werden, um die Komponente der 'true-velocity' entlang der Verbindungsachse dieser beiden Antennen zu bestimmen.

Die Ergebnisse dieses Ansatzes werden, soweit möglich, wie die der FSAe gefiltert, so daß ein möglichst unverfälschter Vergleich zwischen der FSAe und der FSAc möglich ist.

Da bei dieser Auswertung keine Antennentriplets und damit keine geschlossene Figur der Verbindungsgeraden mehr betrachtet wird, kann die 'normalisierte Zeit-Diskrepanz' nicht mehr als Auswahlkriterium verwendet werden. Der Vergleich der 'true-velocity' mit der 'apparent-velocity' findet wie bei der FSAe mit Hilfe des Betrages des Geschwindigkeitsvektors aus zwei Antennenpaaren statt. Dies steht im Gegensatz zum ansonsten hier angewandten Prinzip, nur Informationen eines Antennenpaares zur Bestimmung der Geschwindigkeitskomponente zu verwenden. Es ist aber notwendig, da die 'apparent-velocity' eine Spurgeschwindigkeit darstellt und somit die 'apparent-velocity' der Querkomponente gegen unendlich tendiert.

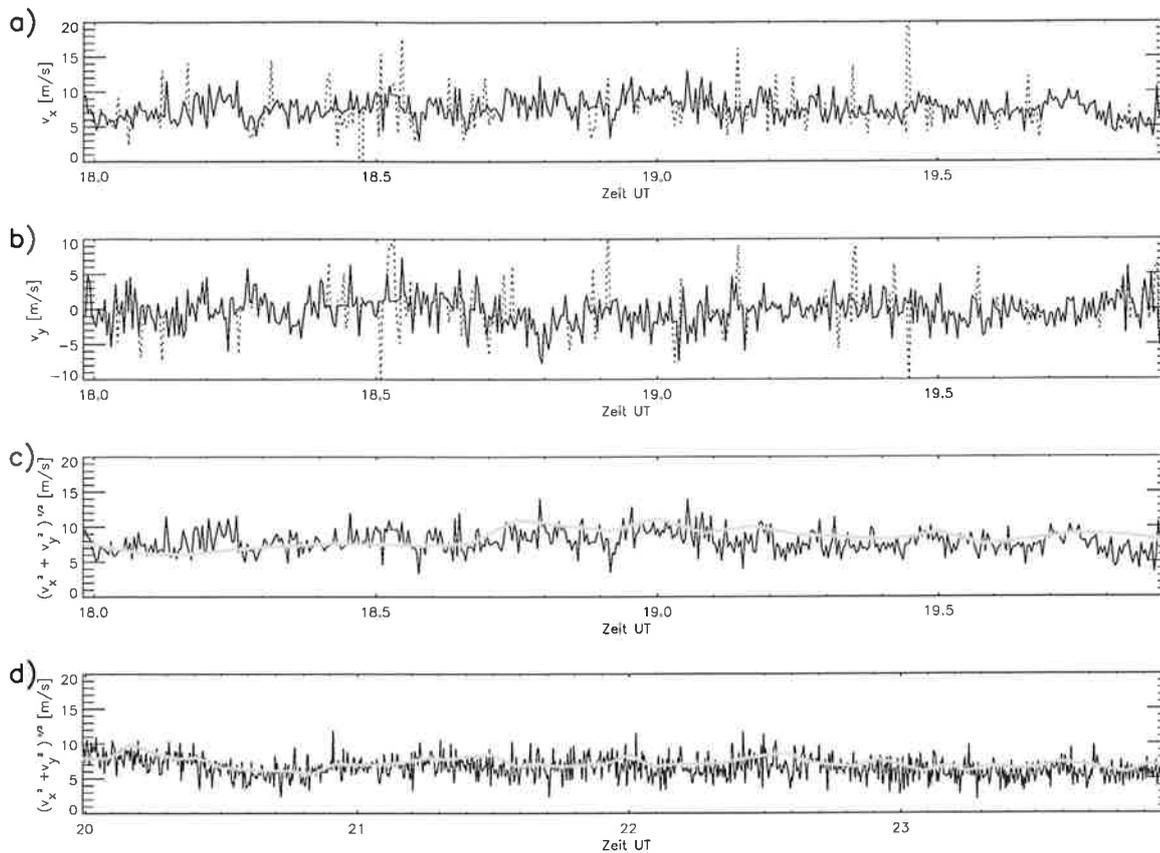


Abbildung 7.5: Ergebnisse der Full-Spectral-Analysis für kreisförmige Korrelationsmuster.

a) und b):

Zeitreihen der Windgeschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  in gepunktet sowie das Ergebnis der kombinierten Filterung darüber in durchgezogen.

c) und d):

Windgeschwindigkeit resultierend aus der Full-Spectral-Analysis nach der kombinierten Filterung im Vergleich mit Sodarmessungen in grau. c) zeigt den gleichen Zeitraum wie a) und b), d) zeigt die folgenden drei Stunden.

Abbildung 7.5 zeigt die zu Abbildung 7.3 äquivalente Darstellung der FSAc. In der Tabelle 7.1 sind der Anteil der in den Zeitreihen der jeweiligen Komponenten ersetzten Datenpunkte in Prozent sowie die Standardabweichungen der resultierenden Zeitreihen des Betrages der Geschwindigkeit nach Abzug eines gleitenden Mittelwertes dargestellt. Durch das Abziehen eines gleitenden Mittelwertes vor der Berechnung der Standardabweichungen werden hier Variationen in Zeitskalen größer als 5 Minuten unterdrückt.

Man erkennt in den Originalzeitreihen eine geringere Anzahl von Ausreißern und, bei gleicher Einstellung der Filteralgorithmen, eine entsprechend geringere Zahl ungültiger Daten. Weiterhin verringert sich die Standardabweichung der resultierenden Zeitreihe, obwohl nur

	$v_x$ (Tag)	$v_y$ (Tag)	Stand.abw.	$v_x$ (Nacht)	$v_y$ (Nacht)	Stand.abw.
	ungültig	ungültig	$\sqrt{v_x^2 + v_y^2}$	ungültig	ungültig	$\sqrt{v_x^2 + v_y^2}$
	[%]	[%]	(Tag) [m/s]	[%]	[%]	(Nacht) [m/s]
FSAe	24.1	24.5	1.78	10.7	12.8	1.43
FSAc	17.9	19.4	1.41	9.0	9.3	1.38

*Tabelle 7.1: Vergleich des Anteils der für ungültig erklärten Werte der Windkomponenten sowie der Standardabweichungen der Windgeschwindigkeit nach der Filterung für die Frequenzbereichsalgorithmen.*

ein deutlich geringerer Anteil von Datenpunkten durch den Median ersetzt werden mußte. Die Vereinfachung der Auswertalgorithmen auf Kreissymmetrie führt also offensichtlich zu einer Stabilisierung der Berechnung.

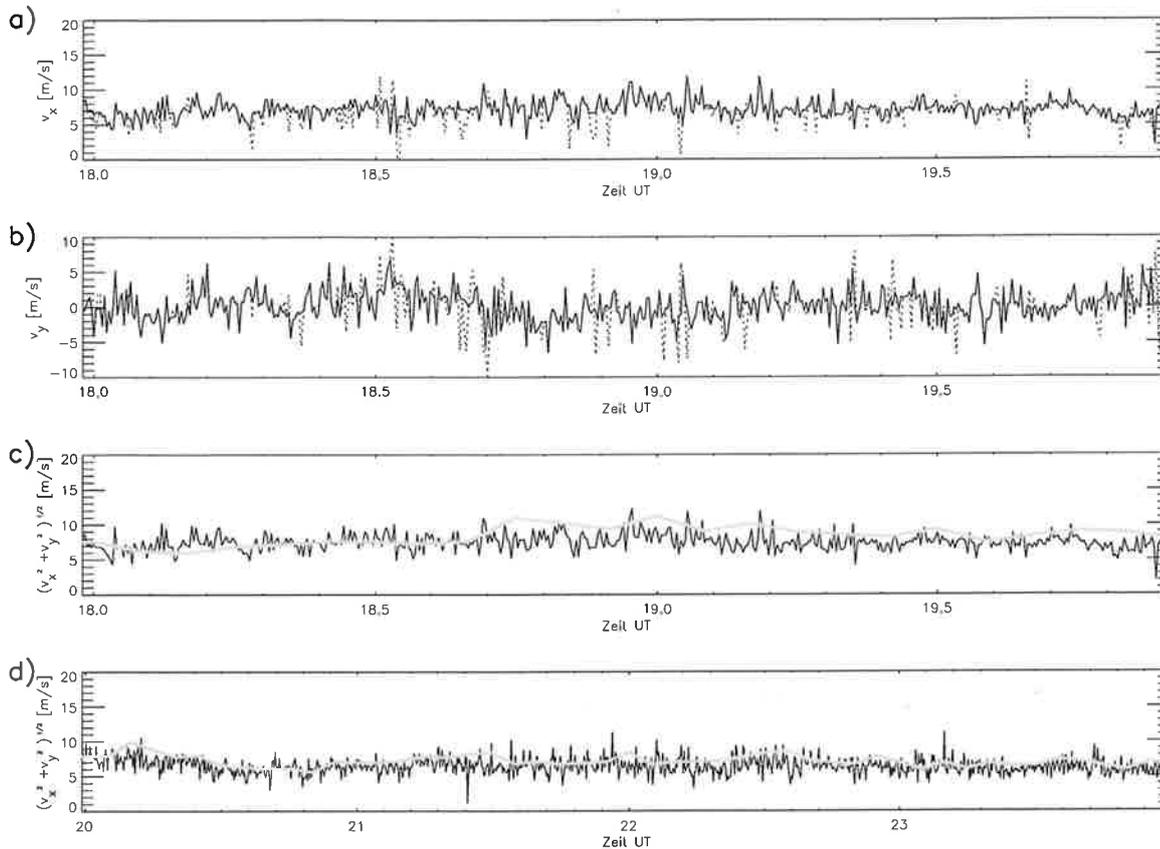


Abbildung 7.6: Ergebnisse der Full-Correlation-Analysis für ellipsoide Korrelationsmuster.

a) und b):

Zeitreihen der Windgeschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  in gepunktet sowie das Ergebnis der kombinierten Filterung darüber in durchgezogen.

c) und d):

Windgeschwindigkeit resultierend aus der Full-Spectral-Analysis nach der kombinierten Filterung im Vergleich mit Sodarmessungen in grau. c) zeigt den gleichen Zeitraum wie a) und b), d) zeigt die folgenden drei Stunden.

### 7.1.3 Full-Correlation-Analysis

Da Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen die Fouriertransformierten der Auto- und Kreuzspektren sind, ist es möglich, durch eine Fouriertransformation der berechneten Spektren die für die Anwendung der Full-Correlation-Analysis benötigten Korrelationsfunktionen zu ermitteln. Es ist also nicht nötig, zunächst die Zeitreihen des komplexen Rückstreusignals der einzelnen Höhenstufen zu bestimmen, um die Korrelationsfunktionen zu berechnen.

Auch hier sollen zuerst die Ergebnisse der Full-Correlation-Analysis für ellipsoide Korrela-

tionsmuster und dann die Ergebnisse unter der Annahme kreissymmetrischer Korrelationsmuster dargestellt werden.

Es wurden für die folgenden Darstellungen Filteralgorithmen verwendet, die möglichst weitgehend mit der Frequenzbereichsauswertung identisch sind, um die Ergebnisse aller Auswertungen miteinander vergleichen zu können. Dies beinhaltet an einzelnen Punkten auch die Verwendung nicht-optimaler Filtereinstellungen, um die Vergleichbarkeit zu erhalten. Die Optimierung der Filter kann später geschehen, nachdem aufgrund der hier beschriebenen Vergleiche die günstigste Auswertemethode ausgewählt worden ist.

Abbildung 7.6 zeigt die Ergebnisse der nicht vereinfachten Full-Correlation-Analysis unter Verwendung der durch Fouriertransformationen der Spektren erhaltenen Korrelationsfunktionen. Die Darstellung ist mit der schon für die Frequenzbereichsergebnisse verwendeten Darstellung identisch.

Da es sich bei dem Algorithmus mathematisch um das Fourieräquivalent der Full-Spectral-Analysis für ellipsoide Korrelationsmuster handelt, sollten die in Abbildung 7.6 dargestellten Ergebnisse mit denen aus Abbildung 7.3 übereinstimmen. Im Gegensatz zu dieser Erwartung zeigen sich aber erkennbare Unterschiede sowohl in der Anzahl der durch den Filter ersetzten Werte als auch in der resultierenden Varianz der Zeitreihen. Tabelle 7.2 faßt diese Werte zusammen. So findet sich für die Zeitbereichsauswertungen sowohl eine geringere Anzahl der durch den Median ersetzten Werte als auch eine geringere Standardabweichung der Ergebniszeitreihen. Die beobachteten Unterschiede sind deutlich und widersprechen der Fourier-Äquivalenz der verwendeten Algorithmen. Eine Erklärung muß in der Implementierung der Algorithmen für reale Daten gesucht werden.

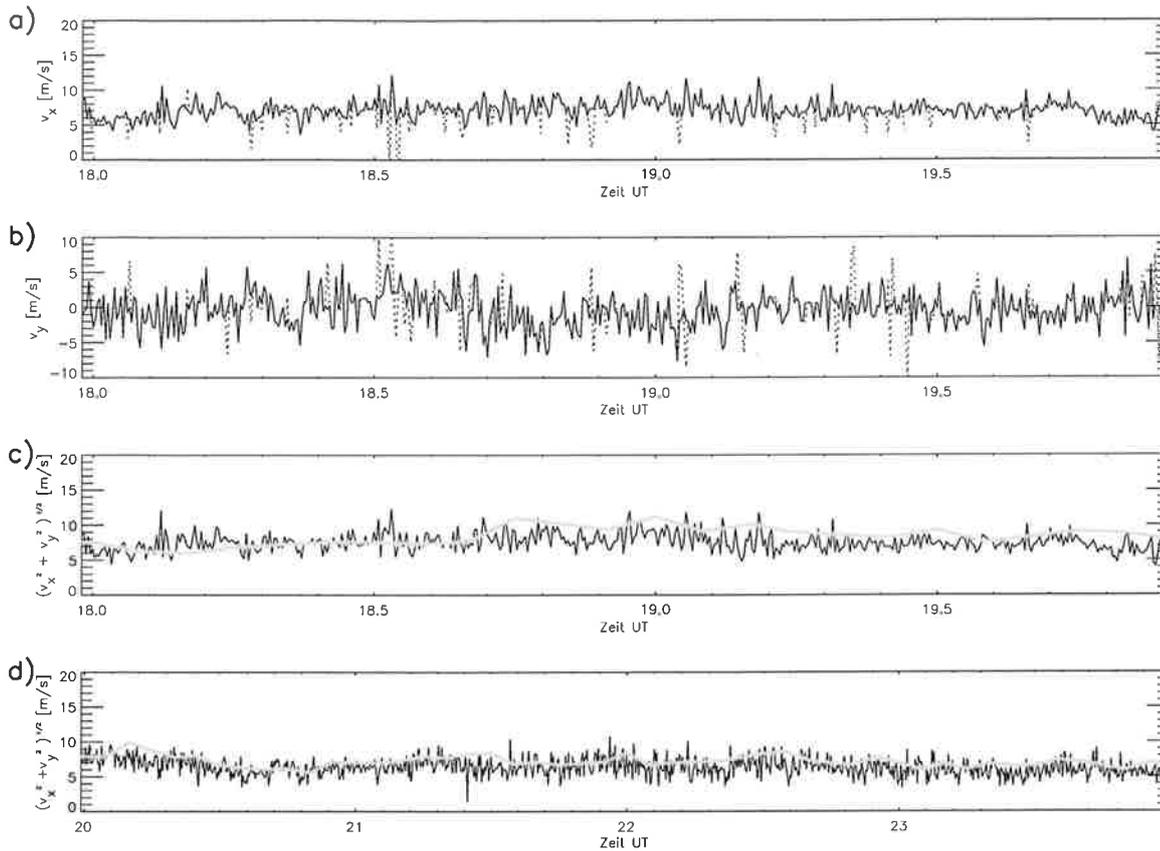


Abbildung 7.7: Ergebnisse der Full-Correlation-Analysis für kreisförmige Korrelationsmuster.

a) und b):

Zeitreihen der Windgeschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  in gepunktet sowie das Ergebnis der kombinierten Filterung darüber in durchgezogen.

c) und d):

Windgeschwindigkeit resultierend aus der Full-Spectral-Analysis nach der kombinierten Filterung im Vergleich mit Sodarmessungen in grau. c) zeigt den gleichen Zeitraum wie a) und b), d) zeigt die folgenden drei Stunden.

#### 7.1.4 Full-Correlation-Analysis für kreisförmige Symmetrie

Abbildung 7.7 zeigt die Ergebnisse der FCAc, wie sie in Abschnitt 4.3.5 hergeleitet worden ist. Im Vergleich zur FSA für kreissymmetrische Muster erkennt man auch hier eine Verringerung sowohl der Anzahl der durch die Filterung ausgesonderter Werte als auch der resultierenden Varianz. Aus Tabelle 7.2 zeigt sich jedoch beim Vergleich der Zeitbereichsalgorithmen, daß zwar die Anzahl ausgesonderter Werte für die Annahme kreissymmetrischer Muster geringer wird, die Varianz der resultierenden Zeitreihe jedoch leicht ansteigt. Dieser

	$v_x$ (Tag)	$v_y$ (Tag)	Stand.abw.	$v_x$ (Nacht)	$v_y$ (Nacht)	Stand.abw.
	ungültig	ungültig	$\sqrt{v_x^2 + v_y^2}$	ungültig	ungültig	$\sqrt{v_x^2 + v_y^2}$
	[%]	[%]	(Tag) [m/s]	[%]	[%]	(Nacht) [m/s]
FCAe	17.3	19.4	1.11	13.0	13.9	1.0
FCAc	10.5	14.4	1.15	6.8	8.6	1.15

*Tabelle 7.2: Vergleich des Anteils der für ungültig erklärten Werte der Windkomponenten sowie der Standardabweichungen der Windgeschwindigkeit nach der Filterung für die Zeitbereichsalgorithmen.*

Unterschied ist jedoch gering und kann mit den leicht unterschiedlichen Filteralgorithmen erklärt werden. So ist - wie schon im Frequenzbereich - das Auswahlkriterium der 'normalisierten Zeit-Diskrepanz' im kreissymmetrischen Fall nicht anwendbar. Dies kann dazu führen, daß weniger Daten ausgesondert werden, wodurch einzelne Werte in der Zeitreihe erhalten bleiben, die die Varianz geringfügig erhöhen.

### 7.1.5 Diskussion der Unterschiede der Geschwindigkeitsbestimmung

Die beiden grundlegenden Ergebnisse dieses Vergleiches sind:

- Die Annahme kreisförmiger Korrelationsmuster führt zu einer stabileren Bestimmung der Windgeschwindigkeit als das Zulassen ellipsenförmiger Korrelationsmuster, sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich.
- Die Auswertungen im Zeitbereich führen im Vergleich mit den äquivalenten Methoden im Frequenzbereich zu einer stabileren Bestimmung der Windgeschwindigkeit.

Das erste Ergebnis dieses Vergleiches ist damit zu erklären, daß bei den Algorithmen für kreissymmetrische Muster eine geringere Anzahl von freien Parametern zu bestimmen ist. Da gezeigt werden konnte, daß die Muster in Mittel tatsächlich kreissymmetrisch sind, kann ausgeschlossen werden, daß mit der Annahme kreisförmiger Symmetrie ein signifikanter systematischer Fehler verbunden ist.

Das zweite Ergebnis widerspricht, wie schon erwähnt, der Fourieräquivalenz der Algorithmen im Frequenz- und Zeitbereich. Die hier gefundenen Unterschiede können nur in den

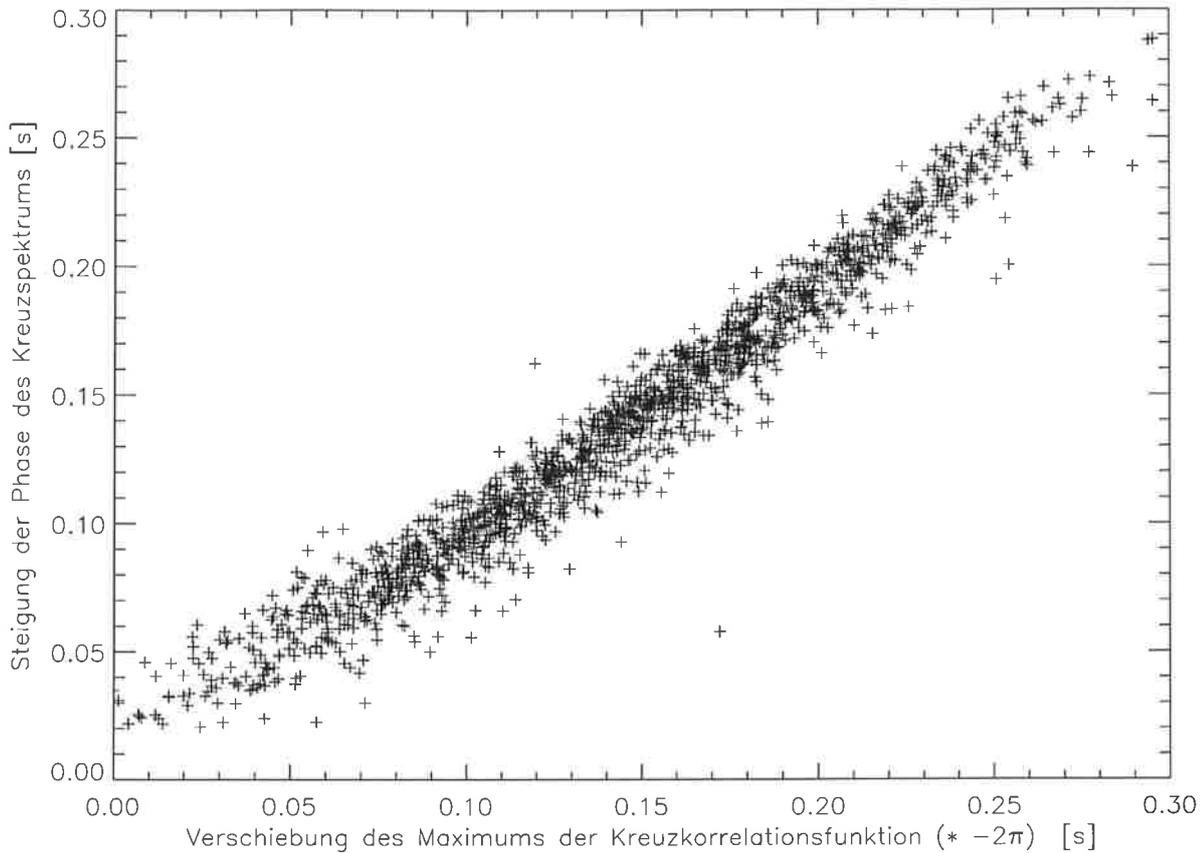


Abbildung 7.8: Regressionsdarstellung der Parameter  $-2\pi\tau'_x$  und  $S_\phi$

unterschiedlichen Schätzverfahren der für die Windbestimmung benötigten Parameter im Frequenz- und Zeitbereich begründet sein.

Ein deutlicher Unterschied besteht in den Algorithmen zur Bestimmung des Parameters, der zur 'apparent-velocity' führt. Dieser wird im Zeitbereich als erstes Moment eines Gaussfits über ein Kreuzspektrum  $\tau'_x$  und im Frequenzbereich als Steigung einer Geradenanpassung an die Phase des Kreuzspektrums  $S_\phi$  bestimmt. Es soll hier zunächst betrachtet werden, ob es einen systematischen Unterschied bei der Bestimmung der fourieräquivalenten Parameter  $2\pi\tau'_x$  und  $S_\phi$  gibt.

Abbildung 7.8 zeigt eine Regression der beiden Parameter, bestimmt aus dem Antennenpaar parallel zur Hauptwindrichtung. Es läßt sich in dieser Darstellung kein systematischer Unterschied erkennen. Eine mögliche unterschiedliche Streuung der beiden Parameter wäre in dieser Darstellung nicht erkennbar. In Tabelle 7.3 sind daher in der ersten Spalte die relativen Standardabweichungen der beiden von  $\tau'_x$  und  $S_\phi$  für das Antennenpaar parallel zur mittleren Windrichtung angegeben. Auch hier ist kein signifikanter Unterschied zu erkennen. Die unterschiedliche Bestimmung der Parameter  $\tau'_x$  und  $S_\phi$  scheidet damit als Grund

	$S_\phi$ bzw. $\tau'_x$		Breite der Kreuzspektren bzw. Kreuzkorrelationsfunktionen (zweites Moment)		Größe der Maxima der Kreuzspektren bzw. Kreuzkorrelationsfunktionen (nulltes Moment)		
	Zeit [UT]	18-20	20-23	18-20	20-23	18-20	20-23
FSA		0.44	0.33	0.26	0.23	0.24	0.21
FCA		0.46	0.37	0.24	0.21	0.09	0.12

Tabelle 7.3: Relative Standardabweichungen der Eingangsgrößen zur Berechnung der 'true-velocity' für die Frequenzbereichsanalyse (FSA) und die Zeitbereichsanalyse (FCA).

für die Unterschiede zwischen Zeitbereichs- und Frequenzbereichs-Auswertungen aus.

Als weitere Parameter gehen in die Algorithmen jeweils die durch Gaussfits bestimmten nullten und zweiten Momente der Spektren bzw. Korrelationsfunktionen ein. Die Äquivalenz der Parameter und der funktionalen Form der Bestimmungsgleichungen der Windkomponenten wurden in Abschnitt 5.5 zumindest für die FSAc und die FCAc gezeigt.

Tabelle 7.3 stellt die relativen Standardabweichungen dieser Fitparameter - ebenfalls bestimmt aus dem Antennenpaar parallel zur Hauptwindrichtung - für den Zeit- und den Frequenzbereich dar. In der Darstellung wird außerdem der Zeitraum aus dem die Daten stammen unterschieden.

Es ist zu erkennen, daß sich die relativen Standardabweichungen der zweiten Momente nur wenig unterscheiden, wogegen sich für die nullten Momente der Kreuzspektren deutlich größere relative Standardabweichungen ergeben als für die bestimmten nullten Momente der Kreuzkorrelationsfunktionen.

Der Grund für diesen Unterschied kann möglicherweise in der unterschiedlichen Implementierung der Rauschbereinigung im Zeit- und Frequenzbereich liegen. Während das Rauschen im Frequenzbereich als Rauschuntergrund über den gesamten Frequenzbereich verteilt ist, zeigt es sich im Zeitbereich als Peak der Autokorrelationsfunktion bei der Zeitverschiebung Null. Die Rauschbereinigung im Zeitbereich wird dadurch erreicht, daß der Zeitnullpunkt bei der Anpassung der Gausskurve an die Autokorrelationsfunktion nicht berücksichtigt wird. Im Frequenzbereich muß der Rauschuntergrund der einzelnen Spektren bestimmt und dann vom Spektrum abgezogen werden.

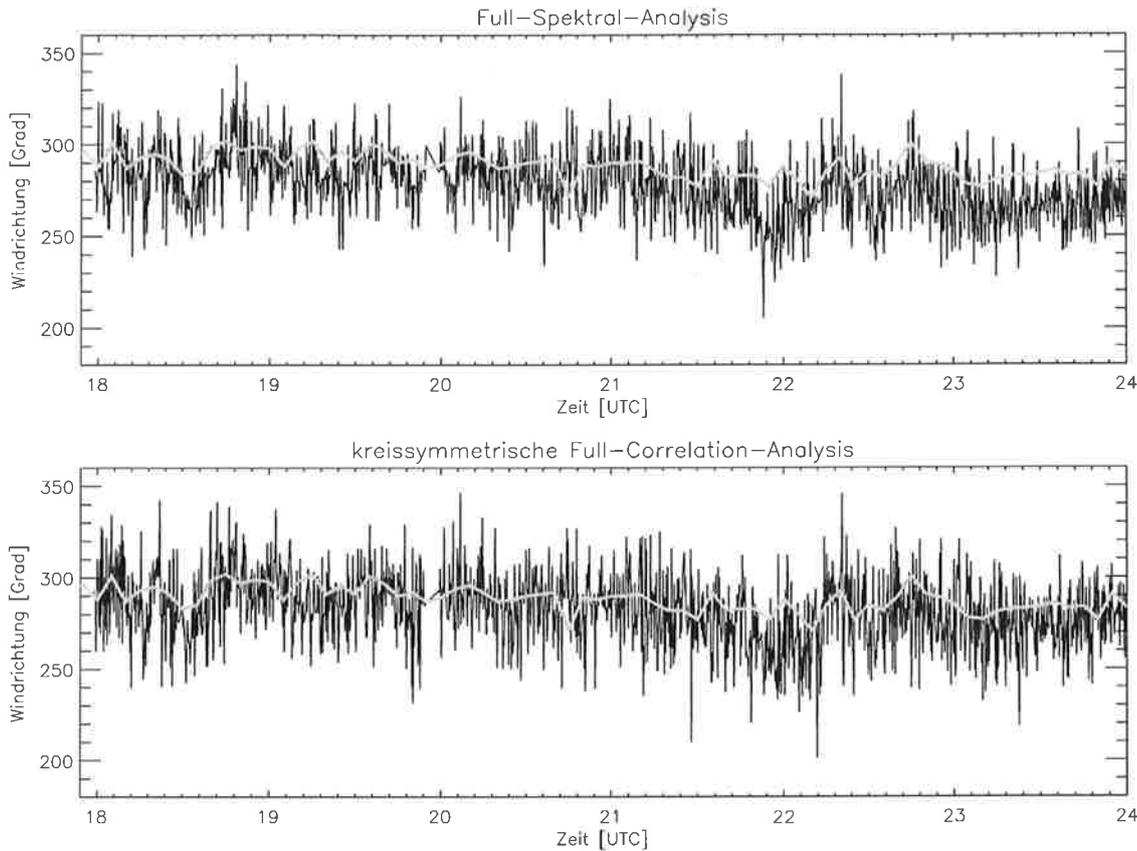


Abbildung 7.9:

Vergleich der mit der FSAe und der FCAC bestimmten Windrichtung in 180 m mit den Sodarmessungen (in grau) in der gleichen Höhe.

### 7.1.6 Vergleich der Windrichtungsbestimmung der einzelnen Methoden

Bisher wurde im Vergleich mit den Sodarmessungen nur auf die Windgeschwindigkeit eingegangen und damit die Bestimmung der Windrichtung vernachlässigt. Die Bestimmung der Windrichtung ist jedoch weniger von den verwendeten Algorithmen abhängig als die Windgeschwindigkeit. vanBaelen et al. (1997) haben gezeigt, daß auch im Falle einer durch die 'apparent-velocity' stark überbestimmten Geschwindigkeit die Bestimmung der Windrichtung unproblematisch ist.

Dies wird durch Abbildung 7.9 bestätigt, in der die mit der allgemeinen Full-Spectral-Analysis sowie die mit der Full-Correlation-Analysis für kreisförmige Korrelationsmuster bestimmte Richtung des horizontalen Windes im Vergleich mit den Sodarmessungen gezeigt ist.

Man erkennt, daß sowohl die Übereinstimmung mit den Sodarmessungen als auch die Varianz der mit den unterschiedlichen Methoden bestimmten Zeitreihen der Windrichtung ver-

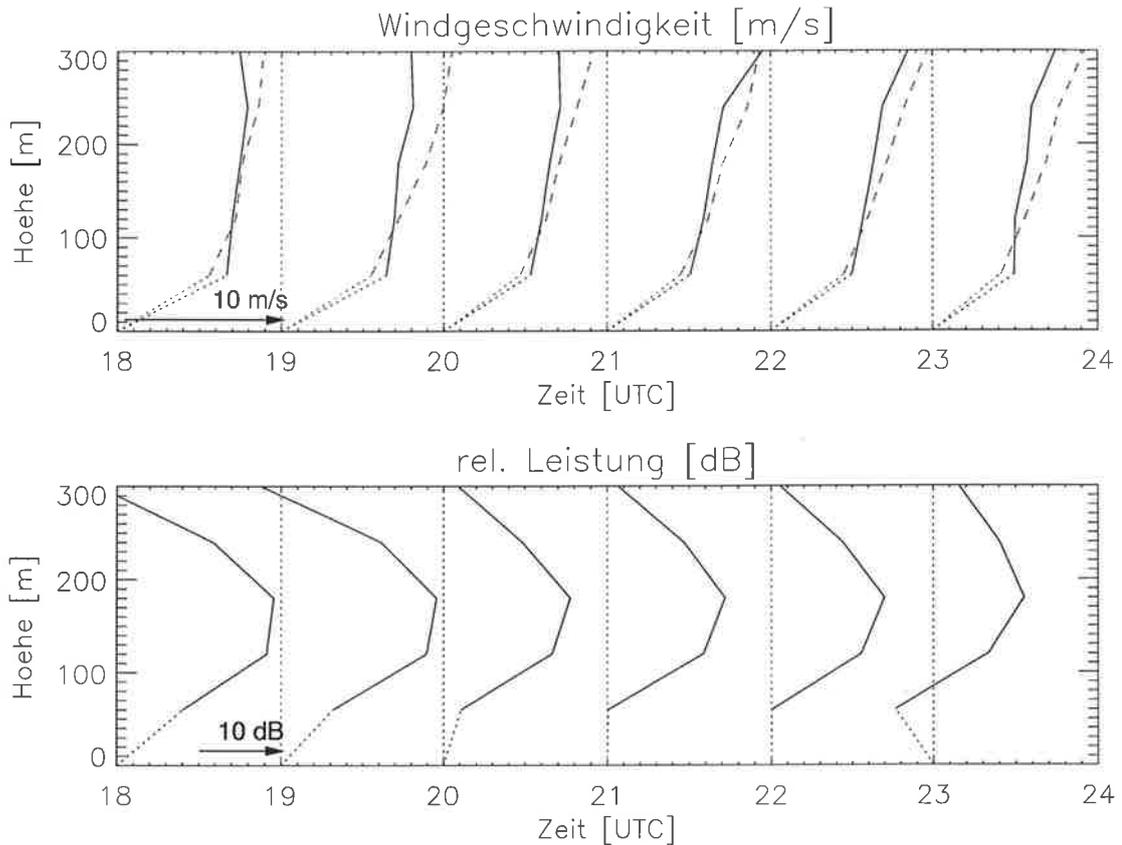


Abbildung 7.10:

Vergleich der Profile von Stundenmittelwerten der Ergebnisse der FCAc und den Sodarmessungen (gestrichelt), sowie Profile der relativen Leistung des Radar-RASS. Der Fußpunkt der Profile ist durch die gepunkteten Linien angedeutet, die Pfeile skalieren die Profile.

gleichbar sind. Dies ist beachtlich, da die Bestimmung der Windgeschwindigkeit zu deutlich unterschiedlichen Varianzen der jeweiligen Zeitreihen geführt hatte.

### 7.1.7 Vergleich mittlerer Profile

Bisher wurden zur Bewertung der Auswerterroutinen nur Zeitreihen einer Höhenstufe verwendet. Es wurde dazu eine Höhenstufe mit relativ großer Rückstreuleistung ausgewählt. Nachdem eine relativ gute Übereinstimmung der Sodarmessungen mit den Interferometrieresultaten in dieser Höhenstufe gezeigt werden konnte, ist die Frage zu klären, ob dies auch für die mittleren Profile zutrifft. Dazu sollen hier jeweils über eine Stunde gemittelte Horizontalwindprofile des Sodars mit den Ergebnissen der FCAc verglichen werden.

Abbildung 7.10 zeigt diese Stundenmittelwerte von den oben vorgestellten Meßperioden. Dazu sind Profile der relativen Leistung der RASS-Rückstreuung angegeben.

Die Profile von Interferometer und Sodar zeigen zwar beide eine Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe, jedoch zeigen die Interferometerprofile einen deutlich geringeren Gradienten. Die Sodar- und die Interferometerprofile schneiden sich in etwa 100 m Höhe.

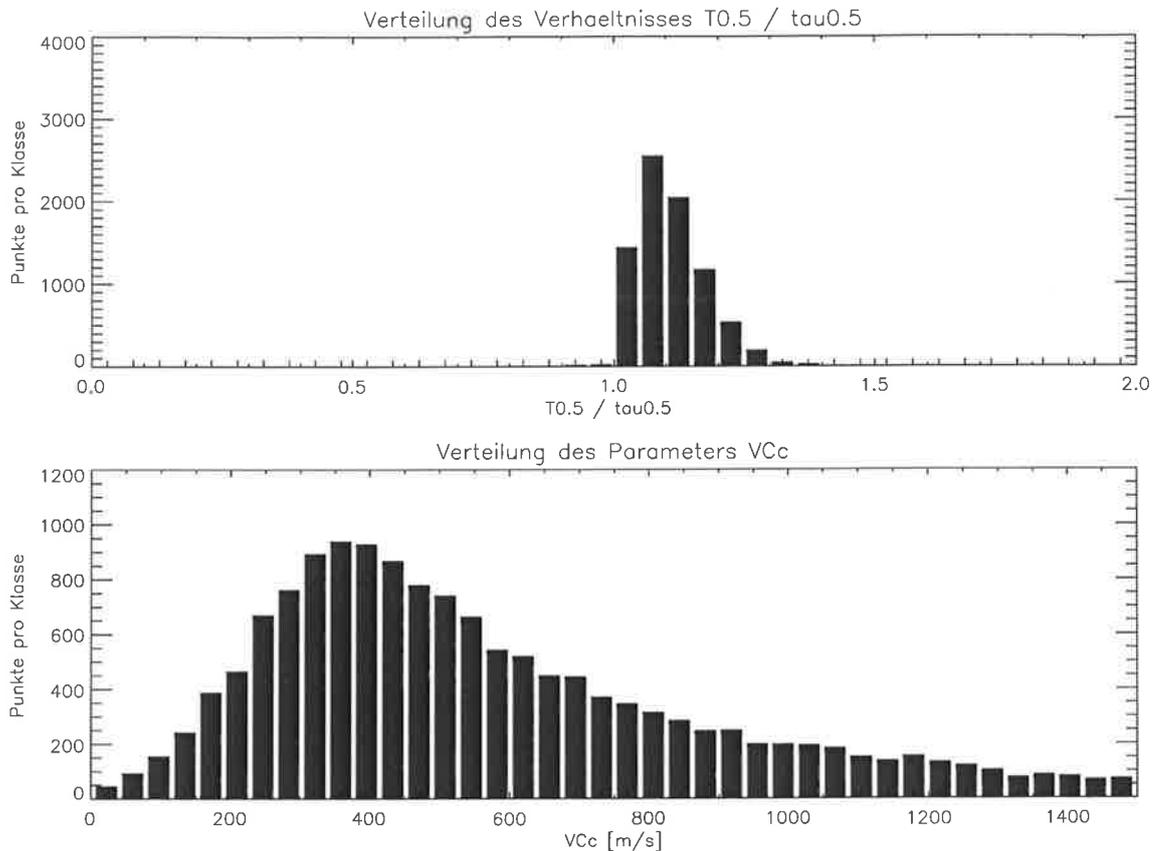
Dies ist ungefähr der Höhenbereich stärkster Rückstreuleistung, der auch für die oben durchgeführten Vergleiche der Zeitreihen herangezogen wurde. Die Unterschätzung des Gradienten einer sich mit der Höhe ändernden Meßgröße ist bei RASS-Messungen ein bekanntes Problem, es tritt in vergleichbarer Form auch bei der Temperaturbestimmung mit einem Radar-RASS auf. Die Ursache für diese fehlerhafte Bestimmung des Gradienten ist die unsymmetrische Verteilung der Rückstreuleistung in einer Höhenstufe, wie Goersdorf (1999) für Temperaturprofile zeigen. Diese Verteilung der Rückstreuleistung innerhalb einer Höhenstufe führt zu einer Gewichtung des innerhalb einer Höhenstufe entstehenden Signals mit der Rückstreuleistung. Mit anderen Worten tragen die Bereiche mit höherer Rückstreuleistung stärker zum Signal bei als die Bereiche mit schwächerer Rückstreuleistung. Dies führt, bei einer mit der Höhe zunehmenden Größe, unterhalb des Rückstreumaximums zu einer Überschätzung des tatsächlichen Wertes und oberhalb des Maximums zu einer Unterschätzung. So entsteht ein Profil mit einem zu geringen Gradienten der horizontalen Windgeschwindigkeit. Durch die Einführung sogenannter effektiver, daß heißt mit der Rückstreuleistung gewichteten Höhenstufen, läßt sich wie Goersdorf (1999) zeigt, dieser Fehler beheben. Da der Schwerpunkt der hier durchgeführten Betrachtungen jedoch auf der Bestimmung turbulenter Größen liegt, wird dieser Fehler hier nicht weiter betrachtet. Es ist jedoch zu erwarten, daß auch Gradienten höherer Momente unterschätzt werden.

### 7.1.8 Betrachtung von weiteren Ergebnissen der Algorithmen

Wie in Kapitel 4.3.4 dargestellt, lassen sich aus den, in den verschiedenen Algorithmen bestimmten Parametern Aussagen über die Muster und ihren Zerfall ableiten. Drei der so abgeleiteten Werte sollen in diesem Abschnitt genauer betrachtet werden.

In 4.3.4 wurde die Zeit  $T_{0.5}$  eingeführt, die den zeitlichen Zerfall der Rückstreumuster, das heißt den Zerfall, den ein ruhendes Muster erfahren würde, durch die Zeit beschreibt, in der die Korrelation um die Hälfte abgenommen hätte. Das Verhältnis  $T_{0.5}/\tau_{0.5}$ , wobei  $\tau_{0.5}$  die gemessene Zeit für die Abnahme der durch die Messung bestimmten Korrelation um die Hälfte beschreibt, ist also ein Maß für den Anteil des rein zeitlichen Zerfalls an der gesamten Abnahme der Korrelation mit der Zeit.

Die obere Darstellung in Abbildung 7.11 zeigt dieses Verhältnis, wie es aus aktuellen Messungen abgeleitet werden kann. Der Erwartungswert der Verteilung liegt auffallend nahe bei dem Wert 1, was bedeutet, daß der rein zeitliche Zerfall der Rückstreumuster, hervorgerufen durch Turbulenz oder die kurze Korrelationslänge des RASS-Rückstreusignals, den



*Abbildung 7.11:*  
*Darstellung des Verhältnisses  $T_{0.5}/\tau_{0.5}$  (oben) sowie der Größe  $VC_c$  (unten).*

Hauptanteil am gesamten, durch  $\tau_{0.5}$  beschriebenen Zerfall, darstellt.

Die zweite Darstellung in Abbildung 7.11 stützt diese Aussage. Hier ist die Verteilung der Größe  $VC_c$  dargestellt, die das Verhältnis von räumlicher zu zeitlicher Korrelationslänge  $d_{0.5}/T_{0.5}$  beschreibt. Der Erwartungswert der Verteilung liegt bei ungefähr 350 m/s, was bedeutet, daß eine Musterverschiebung um 350 m die gleiche Auswirkung auf Korrelationsfunktion hat, wie der zeitliche Versatz von einer Sekunde.

### 7.1.9 Zusammenfassung der Vergleichs

Es konnte gezeigt werden, daß die Annahme kreisförmiger Korrelationsmuster für das hier beschriebene System verwendet werden kann und im Gegensatz zur Annahme ellipsoider Korrelationsmuster zu einer stabileren Bestimmung der Windkomponenten führt. Dies gilt sowohl für die Zeitbereichs-Algorithmen als auch für die Frequenzbereichs-Algorithmen. Weiterhin zeigte sich, daß die Algorithmen im Zeitbereich zu einer deutlich stabileren Bestimmung der Windkomponenten führte als die äquivalenten Algorithmen im Frequenzbe-

reich. Aufgrund dieser Ergebnisse wird für die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Versuche, den vertikalen Impulsfluß aus den Interferometrieergebnissen abzuleiten, nur noch die Full-Correlation-Analysis für kreisförmige Korrelationsmuster verwendet.

## 7.2 Versuche den Impulsfluß aus Interferometrieergebnissen abzuleiten

Obwohl die Bestimmung von Horizontalwindvarianzen aus Interferometermessungen aufgrund des durch Vertikalwindscherungen hervorgerufenen Fehlers zu keinen befriedigenden Ergebnissen führen kann, besteht die Möglichkeit, mit der Eddy-Korrelationsmethode den vertikalen Impulsfluß zu bestimmen, da die Vertikalwindscherungen und die dadurch hervorgerufenen Störungen der Horizontalwindmessung nicht mit der gemessenen Vertikalwind-Zeitreihe korreliert sein sollten. In diesem Kapitel wird der Versuch beschrieben, aus den mit Hilfe der Full-Correlation-Analysis für Kreissymmetrie bestimmten Zeitreihen der Horizontalwindkomponenten und der nach der Dopplermethode bestimmten Vertikalwind-Zeitreihe den vertikalen Impulsfluß nach der Eddy-Korrelations-Methode zu bestimmen. Im ersten Abschnitt werden dazu die schon für den Vergleich ausgewerteten Datensätze sowie ein weiterer Datensatz des gleichen Meßtages verwendet. In den folgenden Abschnitten werden Datensätze mit anderen spektralen Mittelungen verwendet und eine größere Anzahl von Höhenstufen ausgewertet, so daß auch Profile des Impulsflusses bestimmt werden konnten.

### 7.2.1 Impulsflußbestimmungen aus Daten des 08.07.1998

Die in diesem Abschnitt verwendeten Daten wurden am 08.07.1998 auf dem Flugplatz 'Hungriger Wolf' in der Nähe von Itzehoe aufgezeichnet.

An diesem Tag lag Norddeutschland im Einfluß hochreichender Kaltluft arktischen Ursprungs, welche in der Mitte Deutschland zu Schauertätigkeit führte. Es ist daher aufgrund der Labilität innerhalb der eingeflossenen Kaltluft mit einer konvektionsgetriebenen Turbulenz in Laufe des Tages zu rechnen.

Die von diesem Meßtag zur Verfügung stehenden Datensätze wurden alle mit einer spektralen Mittelung von 16 Spektren entsprechend 13.8 Sekunden aufgezeichnet.

Die Orientierung der Impulsflußkomponenten  $u'w'$  und  $v'w'$  ist durch die Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $V$  so definiert, daß  $u'w'$  die Komponente entlang der Hauptwindrichtung und  $v'w'$  die Querkomponente beschreibt. Aufgrund der automatischen Orientierung des Radar-RASS-Systems nach der Hauptwindrichtung kann in guter Näherung angenommen werden, daß die Orientierung der Komponenten  $U$  und  $V$  parallel zu der Orientierung der

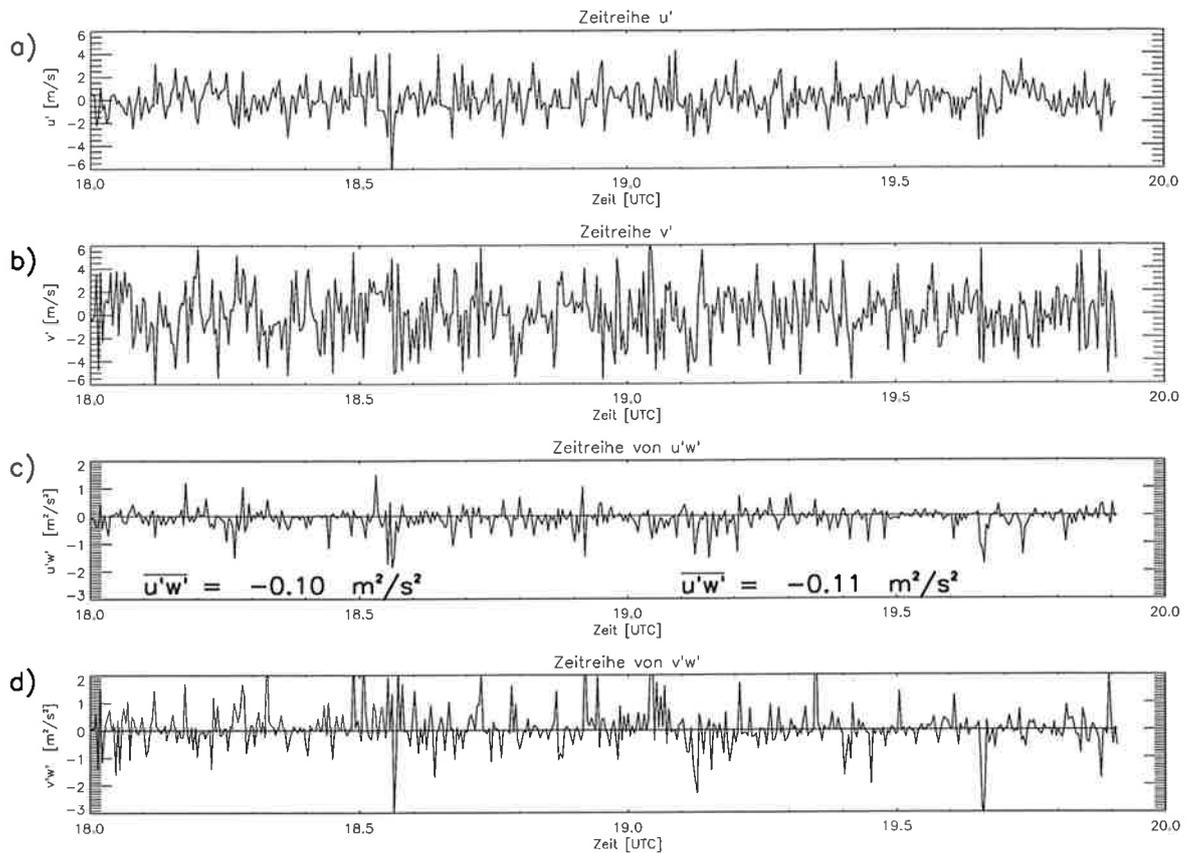


Abbildung 7.12: Darstellung der Zeitreihen von  $u'$  und  $v'$  sowie der Zeitreihen der instantanen Flüsse  $u'w'$  und  $v'w'$  für die Meßhöhe 120 m. Außerdem sind die Stundenmittelwerte des Flusses  $u'w'$  angegeben.

Antennenverbindungsachsen ist. Daher können die bei der Auswertung der einzelnen rechtwinklig zueinander angeordneten Antennenpaare entstehenden Windkomponenten (bisher  $v_x$  und  $v_y$ ) direkt als die Windkomponenten  $U$  und  $V$  interpretiert werden.

Zur Bestimmung der gestrichenen Größen aus den Zeitreihen der Komponenten wird von diesen ein gleitender Mittelwert mit einer Fensterbreite von 150 Punkten, entsprechend 34.5 Minuten, abgezogen. Dadurch werden Fluktuationen auf einer Zeitskala von 14 Sekunden bis zu 34.5 Minuten zugelassen. Dies ist in Übereinstimmung mit den in Abschnitt 1.2 beschriebenen Turbulenzdefinitionen.

Für die auch schon für die Vergleiche der verschiedenen Algorithmen betrachtete Höhenstufe 120 m zeigt Abbildung 7.12 die auf diese Weise bestimmten Zeitreihen von  $u'$  und  $v'$  sowie die durch Multiplikation mit der nicht dargestellten Zeitreihe des Vertikalwindes bestimmten Zeitreihen der instantanen Flüsse  $u'w'$  und  $v'w'$ . In der Darstellung der Zeitreihe von  $u'w'$  sind zusätzlich die Stundenmittelwerte des Impulsflusses  $\langle u'w' \rangle$  von 18 – 19 Uhr und

von 19 – 20 Uhr angegeben.

Zunächst fällt die, im Vergleich mit der Varianz von  $u'$  (7.12a), größere Varianz der Querkomponente  $v'$  (7.12b) auf. Dieses Verhältnis der Varianzen ist nicht realistisch. Bei freier Konvektion ist kein signifikanter Unterschied zwischen  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  zu erwarten und in einer scherungsbestimmten Grenzschicht sollte das Verhältnis zumindest in Bodennähe eher umgekehrt sein Stull (1991).

Die in Abbildung 7.12c dargestellte Impulsfluß-Komponente  $u'w'$  setzt sich zusammen aus einer großen Anzahl kleiner Werte, die im Mittel nur leicht negativ sind und einer geringeren Anzahl von größeren Werte, von denen die meisten ein negatives Vorzeichen haben. Diese Eigenschaften stimmen mit den in Abschnitt 1.3 beschriebenen Eigenschaften einer durch einzelne Wirbel bestimmten Zeitreihe eines instantanen turbulenten Flusses überein. Die angegebenen Mittelwerte über je eine Stunde haben dementsprechend ein negatives Vorzeichen, wobei die Absolutwerte relativ gering sind. Im Vergleich zu weiter unten dargestellten Ergebnissen des gleichen Tages zu einer früheren Zeit, erscheinen die hier bestimmten Werte jedoch durchaus realistisch und sind mit der nachlassenden Turbulenz in einer abendlichen Grenzschicht zu erklären.

Die in Abbildung 7.12d dargestellte Querkomponente des Flusses weist dagegen vergleichsweise große Werte auf. Es ist hier zwar keine Vorzugorientierung des Vorzeichens zu erkennen, wie auch zu erwarten ist, jedoch ist die Größe der Fluktuationen nicht plausibel. Offensichtlich führt die zu große Varianz der Querwindkomponente (7.12b) zu einer entsprechend erhöhten Streuung des Impulsflusses quer zur Hauptwindrichtung.

In Abbildung 7.13 sind Zeitreihen von  $u'w'$  für eine weitere Höhenstufe der ersten Meßperiode sowie die Zeitreihen von  $u'w'$  der Höhenstufen 120 m und 180 m für die zweite Meßperiode dargestellt.

Die in der Abbildung eingetragenen Stundenmittelwerte zeigen, daß die Flußmittelwerte  $\overline{u'w'}$  alle negative Vorzeichen haben und ihr Betrag mit der Höhe und der Zeit abnimmt. Dieses Verhalten entspricht sowohl räumlich als auch zeitlich den Vorstellungen über den Impulsfluß in der Grenzschicht. Insbesondere in der sich im Laufe der Nacht ausbildenden stabilen Grenzschicht sind keine oder nur kleine turbulente Flüsse zu erwarten.

Die bisher dargestellten Werte des mittleren Impulsflusses zeigen nur relativ geringe Beträge, was am Abend und in der Nacht plausibel ist. Stärkere Turbulenz und entsprechend größere Beträge des Impulsflusses sind dagegen während des Tages aufgetreten.

Abbildung 7.14 zeigt Zeitreihen des instantanen Flusses  $u'w'$  von 13 Uhr bis 16 Uhr für die Höhenstufen 120 m und 180 m (7.14b,c] sowie die in 120 m bestimmten Vertikalwindfluktuationen  $w'$  (7.14a).

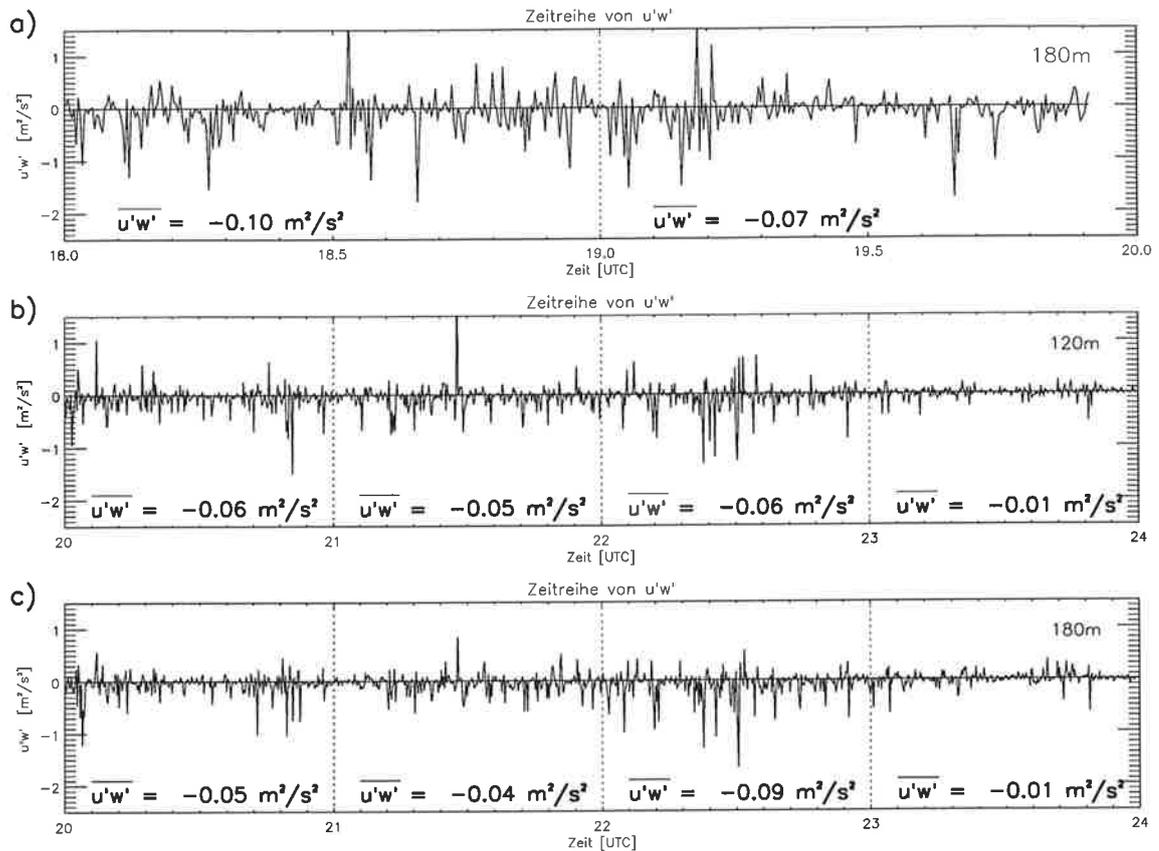


Abbildung 7.13: Zeitreihen des instantanen Impulsflusses  $u'w'$  für die Meßzeit 18 - 20 Uhr in 180 m, sowie für die Meßzeit 20 - 24 Uhr in 120 m und 180 m. Die angegebenen Werte für den mittleren Impulsfluß repräsentieren jeweils Stundenmittelwerte.

Im Vertikalwind erkennt man einzelne deutlich ausgeprägte Aufwindperioden, die eingebettet sind in längere Abschnitte mit geringen Fluktuationen. In den Zeitreihen von  $u'w'$  erkennt man in beiden Höhenstufen im Unterschied zu Abbildung 7.13 Perioden von der Länge einiger Minuten, in denen der instantane Fluß dauerhaft stark negative Werte annimmt. Diese Bereiche sind offensichtlich mit den in der  $w'$  Zeitreihe erkennbaren Aufwärtsbewegungen korreliert, was zu der Vorstellung über die Vorgänge in einer konvektionsgetriebenen Grenzschicht paßt. Die Stundenmittelwerte sind hier um einen Faktor 2 bis 3 größer als bei den oben diskutierten Messungen am Abend und in der Nacht und liegen in einem Bereich, der auch früher mit DBS-Messungen beobachtet wurde (siehe Kapitel 3.4).

Offensichtlich lassen sich also auch in konvektiven Situationen, in denen aufgrund verstärkter Vertikalbewegungen mit einer Zunahme von Vertikalwindscherungen im Meßvolumen zu rechnen ist, realistische Impulsflüsse aus Interferometriemessungen ableiten.

Aufgrund der in Abbildung 7.10 dargestellten ungünstigen Höhenprofile der Rückstreuleistung an dem hier vorgestellten Meßtag konnten keine realistischen Impulsflußwerte in ande-

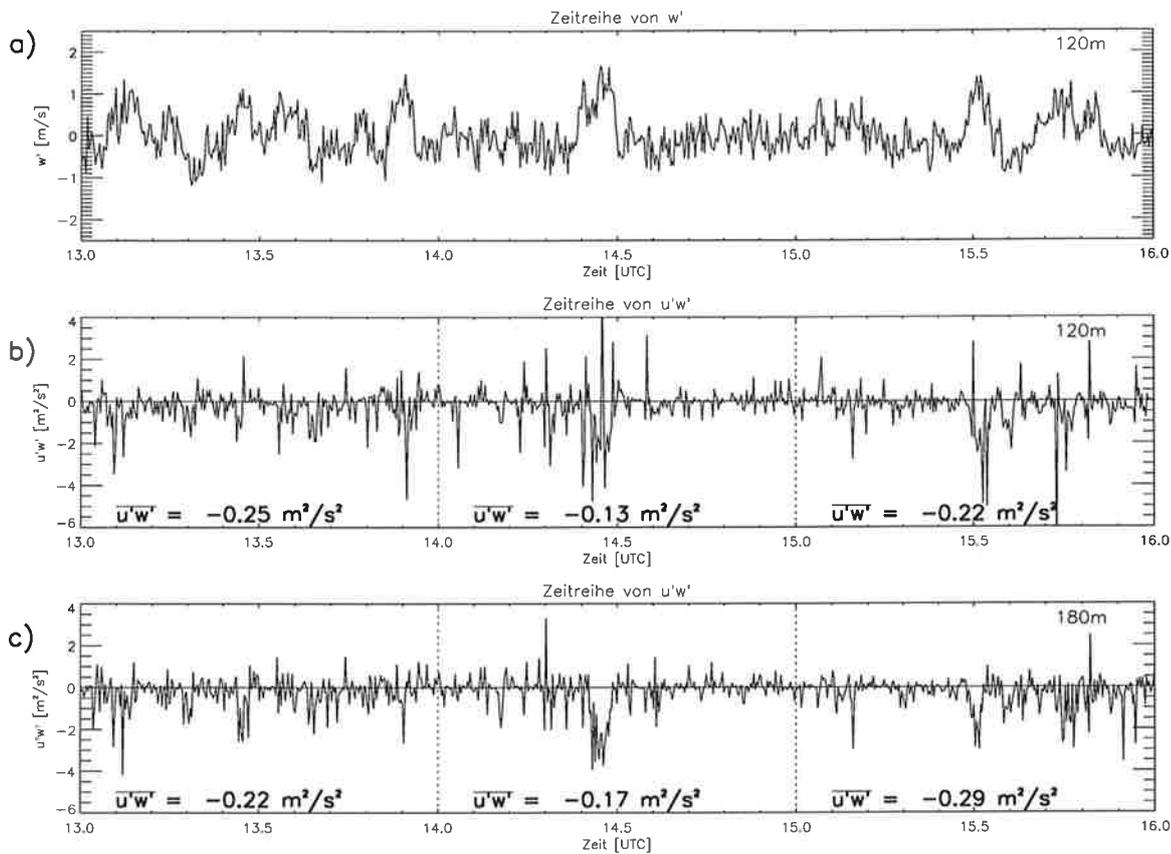


Abbildung 7.14: Zeitreihen des instantanen Flusses  $u'w'$  für eine dreistündige Meßperiode am 07.08.98 von 13 Uhr bis 16 Uhr für die Höhenstufen 120 m und 180 m sowie als erste Zeitreihe die in 120 m bestimmten Vertikalwindfluktuationen  $w'$ . Die angegebenen Werte für den mittleren Impulsfluß repräsentieren jeweils Stundenmittelwerte.

ren als den beiden bisher gezeigten Höhenstufen bestimmt werden. Zum Teil ist dies auch auf eine, hier nicht näher beschriebene, ungünstige Konfiguration des Systems zurückzuführen. Im folgenden Abschnitt werden Auswertungen eines weiteren Experiments präsentiert, die eine Impulsflußbestimmung zumindest in den untersten vier Höhenstufen zulassen, so daß auch Impulsflußprofile abgeleitet werden können.

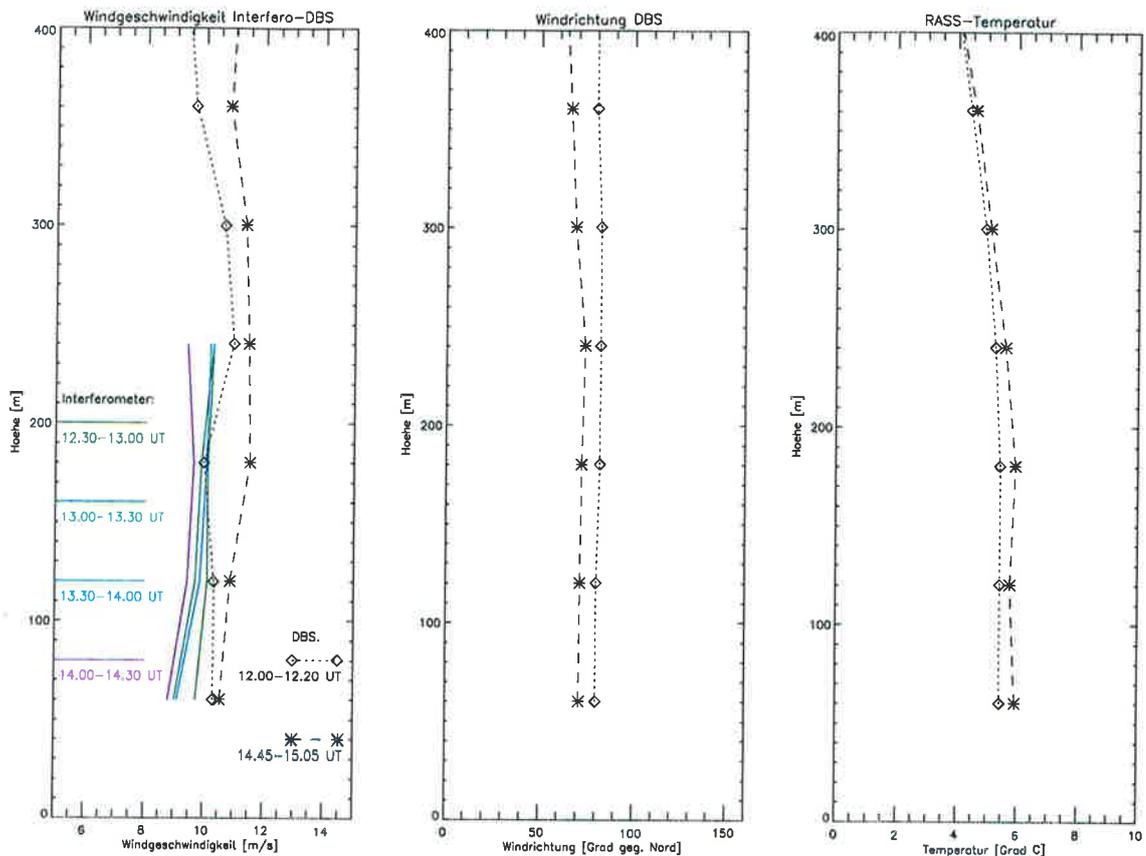


Abbildung 7.15: Profile von Horizontalwindmessungen im DBS-Modus und im Interferometriemodus sowie Windrichtungs- und Temperaturmessungen des DBS-Modus. Bei den DBS-Messungen handelt es sich um 20 Minutenmittelwerte, die direkt von und nach den Interferometriemessungen durchgeführt wurden. Die Interferometriemittelwerte gehen über 30 Minuten

## 7.2.2 Messungen am 06.11.1998 auf Gotland

Im Rahmen einer Intensivmeßphase von PEP in BALTEX (Precipitation and Evaporation Project) wurde das MPIWTR90 im Herbst 1998 für sechs Wochen auf der Ostseeinsel Gotland betrieben. Der Meßstandort befand sich auf einer Landzunge an der Ostseite der Insel und war circa 10 m von der Wasserlinie entfernt.

An diesem Standort konnte das System für kurze Zeit für den Interferometer-Aufbau umgerüstet werden. Die im Folgenden präsentierten Messungen stammen von 06.11.1998.

Abbildung 7.15 zeigt Profile der im Doppler-Beam-Swinging-Betrieb gewonnenen 20 Minuten Mittelwerte von Horizontalwind, Windrichtung und Temperatur vor und nach der Interferometermeßphase zusammen mit den Halbstundenmittelwerten der noch zu beschreibenden Interferometrie-Auswertungen. An diesem Meßtag wurde der Standort östlich von

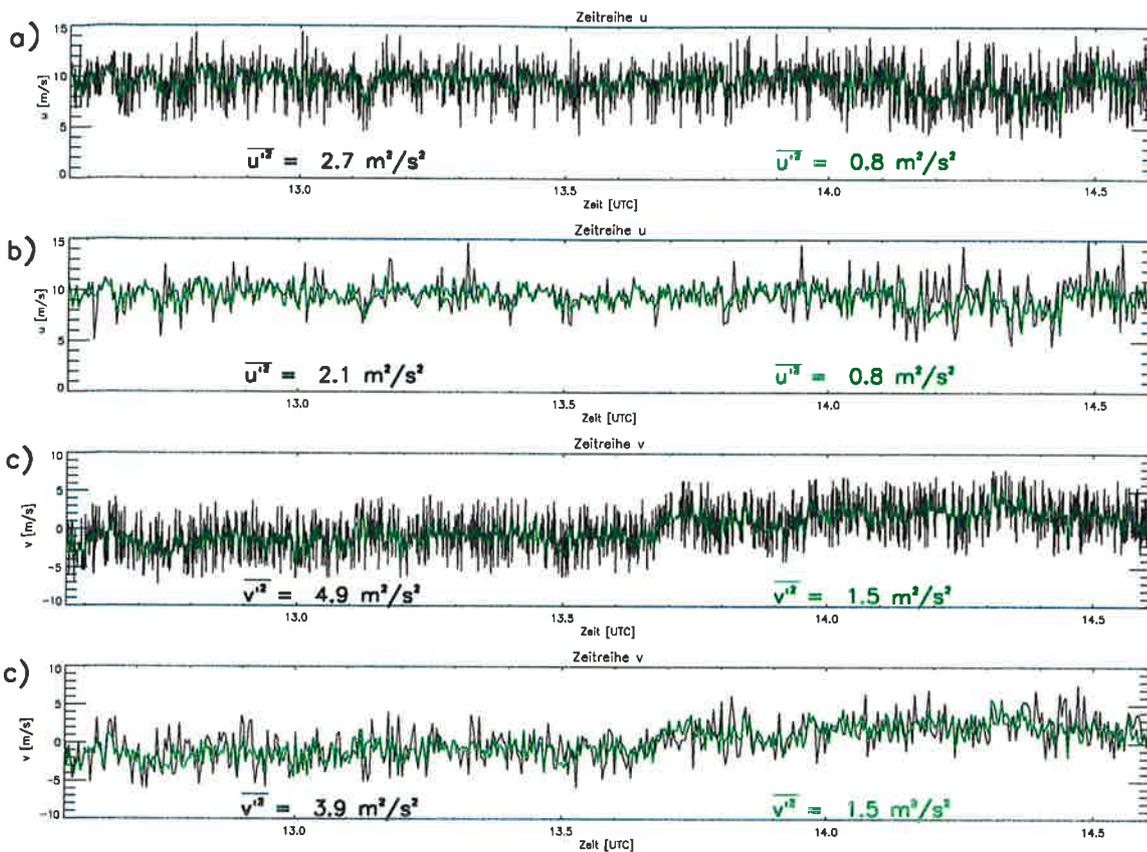


Abbildung 7.16: Vergleich der unterschiedlichen Mittelungsarten anhand von Zeitreihen von  $U$  und  $V$ . a):  $U$  nach 4-facher spektraler Mittelung sowie in grün die Mittelung über je vier dieser Werte. b):  $U$  nach 16-facher spektraler Mittelung sowie die schon darüber grün dargestellte  $4 \times 4$  Mittelung. c) wie a) und d) wie b), jedoch für die Komponente  $V$ .

der Ostsee her angeströmt, so daß aufgrund der exponierten Lage davon ausgegangen werden kann, daß die Messungen in einer maritimen Grenzschicht stattgefunden haben.

Im Laufe dieser Meßphase wurden zeitweise ungemittelte Spektren aufgezeichnet. Auf diese Weise konnten bei gleicher zeitlicher Auflösung Mittelungen auf verschiedenen Stufen der Signalverarbeitung variiert und die Ergebnisse miteinander verglichen werden. Während bisher nur Spektren mit 16-facher spektraler Mittelung zur Verfügung standen, wurden nun auch Spektren mit nur 4-facher spektraler Mittelung als Eingangswerte der Auswertalgorithmen verwendet. Durch eine Mittelung von jeweils 4 Ergebniswerten erhält man dann die schon gewohnte zeitliche Auflösung von 13.8 Sekunden. (Diese Form der Mittelung soll im weiteren als  $4 \times 4$ -Mittelung bezeichnet werden.)

Die rein spektrale Mittelung (hier 16 fach) unterscheidet sich von der  $4 \times 4$  Mittelung dadurch, daß die einzelnen Spektren nicht notwendig die gleiche Leistung haben. Bei einer

rein spektralen Mittelung werden einzelne Spektren starker Rückstreuleistung innerhalb des Mittelungsintervalls überrepräsentiert. Durch die Mittelung sowohl der komplexen Spektren als auch der Ergebnisse der Berechnung (4\*4-Mittelung) werden dagegen Spektren starker Rückstreuleistung weniger stark gewichtet. Durch die Wichtung innerhalb des Mittelungsvorganges wird der Samplingfehler gegenüber einem ungewichteten Mittel vergrößert. Es ist daher anzustreben, möglichst eine nicht gewichtete Mittelung zu verwenden. Bei der Verwendung nicht gemittelter Spektren zeigt sich jedoch, daß die Auswertalgorithmen aufgrund der Streuung der spektralen Dichte keine sinnvollen Werte lieferten und daß diese auch durch eine nachfolgende Mittelung nicht zu verbessern waren. Die Erprobung verschiedener spektraler Mittelungen zeigte, daß offenbar bereits die Mittelung über vier Einzelspektren für die nachfolgenden Auswertalgorithmen ausreichend ist.

Abbildung 7.16 zeigt Zeitreihen der mit den verschiedenen Mittelungsarten erhaltenen Werte für die beiden Windkomponenten sowie die Varianzen der jeweiligen Zeitreihen (hier jeweils über die Gesamtzeit).

Durch die 4\*4 Mittelung wird die Varianz der Zeitreihen beider Komponenten im Vergleich zur 16-fachen spektralen Mittelung signifikant verringert. Dieses Verhalten bestätigt die Annahme, daß es sich bei der rein spektralen Mittelung um eine weniger effektive Mittelung handelt.

Auffällig ist wieder die relativ große Varianz von  $v'$ , die auch nach der Anwendung der 4\*4 Mittelung größer bleibt als der vergleichbare Wert von  $u'$ . Daher wird im Folgenden wieder nur der Impulsfluß parallel zur Hauptwindrichtung betrachtet. Dieser wird auch hier mit der Eddy-Korrelationsmethode aus den Zeitreihen von  $u'$  und  $w'$  bestimmt, wobei jeweils für die beiden miteinander multiplizierten Zeitreihen die gleiche Mittelungsmethode verwendet wurde.

Abbildung 7.17 zeigt die Zeitreihen der Vertikalwindvarianz (a)) sowie des instantanen Flusses  $u'w'$  (b)) für die 4 \* 4 Mittelung - in der schon oben verwendeten Darstellungsart - für die Meßhöhe 60 m. Die angegebenen Mittelwerte des Impulsflusses stellen Stundenmittelwerte dar. In Abbildung 7.17c,d sind die gleichen Größen, bestimmt aus 16-fach gemittelten Spektren, dargestellt.

Im Vertikalwind ist trotz der mittäglichen Meßzeit die nur weniger stark ausgeprägte Vertikalbewegung in Form größerer Struktur wie z.B. in Abbildung 7.14 zu beobachten. Dies könnte neben anderen Gründen mit der geringeren Rauigkeit und dem geringeren konvektiven Antrieb in einer maritimen Grenzschicht zusammenhängen. Daher sind hier auch eher kleinere Impulsflußbeträge zu erwarten.

Bei einem Vergleich der beiden Zeitreihen des instantanen Impulsflusses fällt zunächst die deutlich unterschiedliche Größe der Maximalwerte auf. Es bestätigt sich also offensichtlich

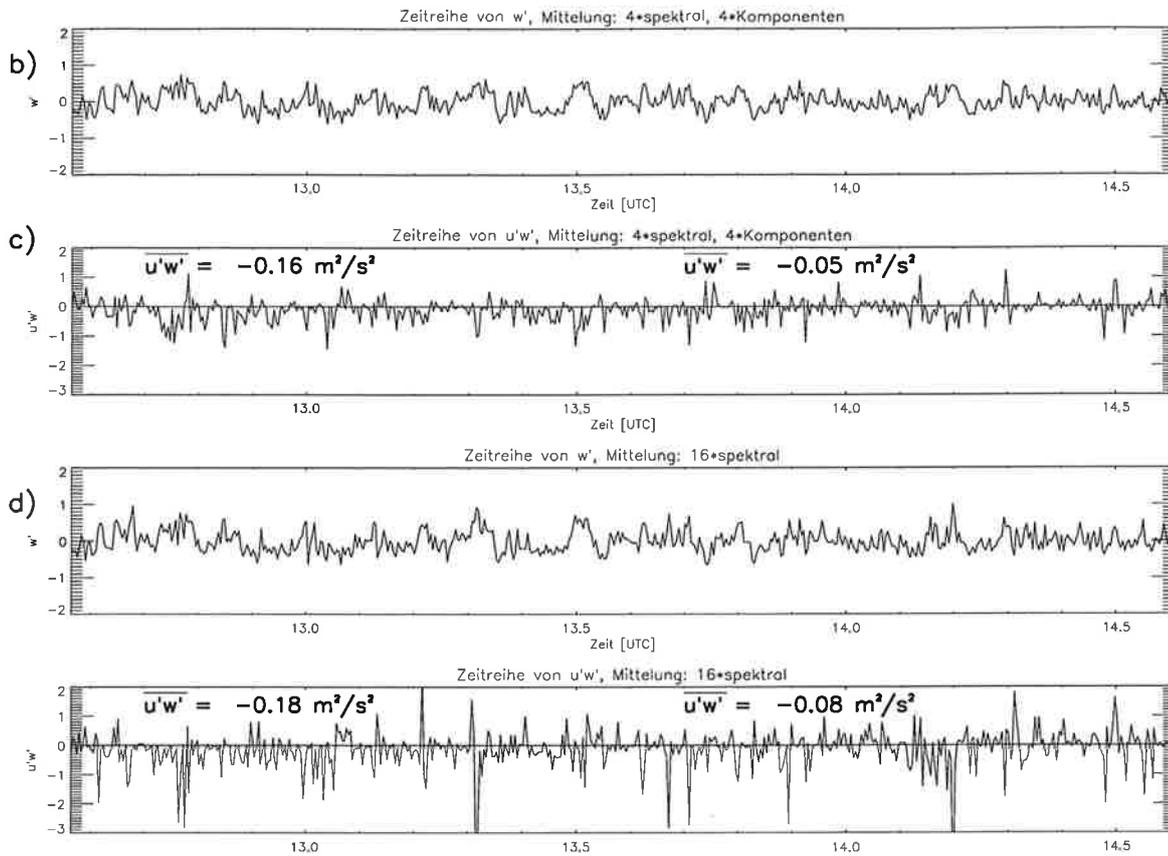


Abbildung 7.17: Zeitreihen der Vertikalwindfluktuationen sowie des instantanen Impulsflusses  $u'w'$  in 60 m Höhe. a) und b) zeigen die Ergebnisse der  $4*4$  Mittelung, c) und d) die der 16-fachen spektralen Mittelung.

hier, daß es sich bei der nicht rein spektralen  $4*4$  Mittelung aufgrund der geringeren Gewichtung um einen effektiveren Mittelungsprozeß handelt. Da durch jede Mittelung einer statistisch fluktuierenden Zeitreihe aber sowohl künstliche als auch natürliche Varianzen reduziert werden, kann es hier sehr wohl der Fall sein, daß durch die  $4*4$  Mittelung auch ein Teil der natürlichen Varianzen unterdrückt wird. In der Tat sind die Beträge der ( $4*4$ )-Flußmittelwerte geringer als die der (16-fach)-Flußmittelwerte. Die absoluten Differenzen sind mit  $\sim 0.03\text{m}^2/\text{s}^2$  jedoch relativ gering. Dies ist vermutlich damit zu erklären, daß zum Impulsfluß überwiegend große Eddies mit entsprechend langen Perioden beitragen, die durch die Mittelung nur wenig beeinflusst werden. Die Frage, wie groß der durch die Mittelung verursachte systematische Fehler ist, kann jedoch nicht ausschließlich mit Plausibilitätsüberlegungen geklärt werden, sondern bedarf eines Vergleiches mit in-situ-Messungen, wie sie z.B. an einem ausreichend hohen Mast stattfinden können.

Aus den zwei Stundenmittelwerten der unteren vier Höhenstufen wurden Profile des vertikalen Impulsflusses abgeleitet. Es wurden dabei wieder die Resultate der 16-fachen spektralen Mittelung und die der  $4*4$  Mittelung im Vergleich dargestellt. Abbildung 7.18 zeigt die vier

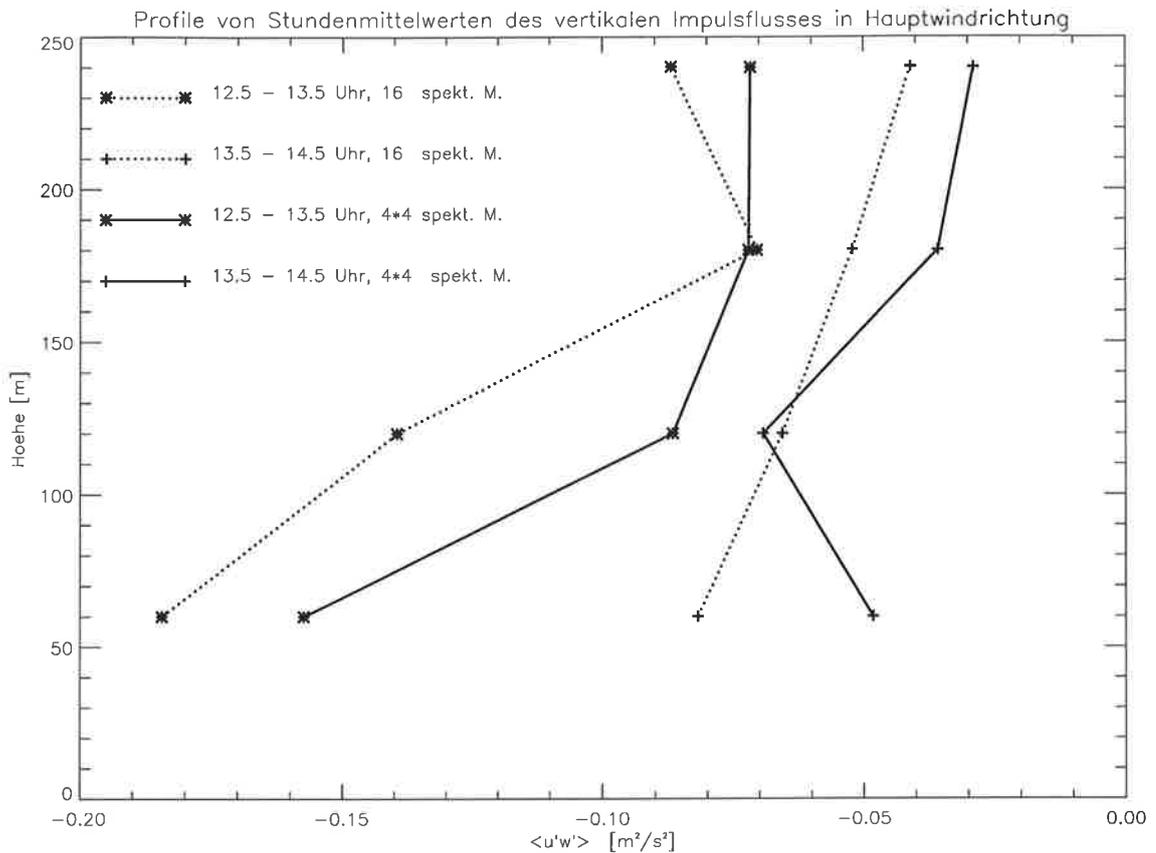


Abbildung 7.18: Profile des vertikalen Impulsflusses in einer maritimen Grenzschicht. Dargestellt sind Stundenmittelwerte über zwei Stunden für zwei unterschiedliche Mittelungsarten (siehe Text).

resultierenden Profile.

Alle vier Profile zeigen ausschließlich negative Werte und (bis auf eine Ausnahme) einen positiven Gradienten. Auffällig sind auch hier die im Vergleich mit den Ergebnissen der 16-fachen spektralen Mittelung systematisch geringeren Werte der Ergebnisse der 4\*4 Mittelung.

Sowohl das Vorzeichen als auch die Größenordnung der Flußwerte stimmen mit den allgemeinen Erwartungen für eine maritime Grenzschicht überein. Extrapoliert man die dargestellten Profile linear in größere Höhen, so gehen sie in etwa 500 m durch Null. Dies ist für die Höhe einer schwach konvektiven maritimen Grenzschicht eine realistische Größe. Sie ist aufgrund der großen Streuung der Profile allerdings mit einer großen Unsicherheit behaftet.

### 7.2.3 Zusammenfassung der Flußbestimmungen aus Interferometriemessungen

Es wurden Messungen des vertikalen Impulsflusses mit Hilfe der Eddy-Korrelations-Methode aus Zeitreihen der Horizontalwindkomponenten sowie des Vertikalwindes vorgestellt. Dabei wurden die Horizontalwindzeitreihen aus Interferometermessungen abgeleitet und der Vertikalwind aus den gleichen Datensätzen mit Hilfe der Dopplerverschiebung bestimmt. Bei der Bildung der Zeitreihen der Fluktuationen der Horizontalwindkomponenten, durch den Abzug eines gleitenden Mittelwertes über ungefähr 30 Minuten, zeigt sich eine relativ große Varianz sowohl in der Hauptwindkomponente als auch für die Querkomponente. Dabei fällt auf, daß die Varianz der Querkomponente deutlich größer ist als die der Hauptwindkomponente. Auch die Querkomponente des Impulsflusses zeigt unplausibel große Variationen, so daß die weiteren Betrachtungen auf die Komponente des Impulsflusses parallel zur Hauptwindrichtung beschränkt wurden.

Trotz der großen Varianz auch der Hauptwindkomponente zeigt die berechnete Impulsflußkomponente parallel zur Hauptwindrichtung Eigenschaften, die mit den Vorstellungen über den Fluß in einer von einzelnen Wirbeln dominierten Grenzschicht übereinstimmt. Es zeigt sich sowohl der Einfluß einzelner Wirbel auf den instantanen Fluß als auch ein systematisch zum Boden gerichteter Fluß für die über eine Stunde gemittelten Impulsflußmittelwerte. Auch der Betrag der Stundenmittelwerte sowie ein Tagesgang mit abnehmendem Fluß zum Abend und größten Flußwerten um die Mittagszeit erscheinen realistisch.

In einer zweiten Meßphase wurden Messungen auf der Ostseeinsel Gotland in einer maritimen Grenzschicht durchgeführt. Hierbei konnten Versuche mit verschiedenen Mittelungsarten durchgeführt werden. Es wurde gezeigt, daß eine rein spektrale Mittelung offenbar weniger effektiv ist, da einzelne Spektren starker Rückstreuleistung innerhalb des Mittelungsintervalls überrepräsentiert werden. Die Mittelung auf einer späteren Verarbeitungsstufe weist dagegen keine Wichtung mit der Rückstreuleistung auf. Verzichtet man allerdings völlig auf die spektrale Mittelung, so gehen auch Einzelspektren mit extrem geringer Rückstreuleistung und entsprechend großer Unsicherheit der abgeleiteten Ergebnisse mit vollem Gewicht in den Mittelwert ein. Es zeigt sich, daß eine auf die verschiedenen Verarbeitungsstufen gleichmäßig verteilte Mittelung bei gegebener Gesamtmittelungszeit zu den stabilsten Ergebnissen der 'instantanen' ( $\sim 13.8$ sec.) Flüsse führte.

Die über eine Stunde gemittelten Werte des Impulsflusses unterscheiden sich jedoch nur wenig für die verschiedenen Mittelungsarten, was vermutlich damit zu erklären ist, daß zum Impulsfluß überwiegend große Eddies mit entsprechend langen Perioden beitragen, die durch die Mittelung nur wenig beeinflusst werden.

Aus den Messungen dieser Meßphase konnten außerdem Profile des Impulsflusses bestimmt

werden. Alle Profile zeigen im Mittel abnehmende Beträge mit der Höhe. Die durch eine lineare Extrapolation der Profile abgeschätzte Grenzschichthöhe ergab etwa 500 m, was mit den Vorstellungen über eine nur schwach konvektive maritime Grenzschicht verträglich ist.



# Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, Techniken zu entwickeln und zu erproben, mit denen der vertikale Impulsfluß in der atmosphärischen Grenzschicht vom Erdboden aus bestimmt werden kann. Um statistisch relevante Messungen zu ermöglichen, sollte diese Technik möglichst automatisiert, über längere Zeit und möglichst unabhängig von den meteorologischen Bedingungen anzuwenden sein. Als eine Technik, die diesen Ansprüchen gerecht wird, wurde hier das Radar-RASS-Prinzip ausgewählt. Es verbindet die Vorteile der operationellen Nutzbarkeit mit dem Vorteil, daß es sich bei RASS-Signalen um deterministische Signale handelt, die außerdem unempfindlich gegen Störechos sind.

Zur Bestimmung des Impulsflusses wurden zwei verschiedene Prinzipien erprobt, die mit entsprechenden Betriebsarten des Radar-RASS-Systems realisiert wurden. Als erste wurde die als Doppler-Beam-Swinging bezeichnete Technik auf ihre Fähigkeiten bei der Bestimmung des Impulsflusses untersucht.

Beim Doppler-Beam-Swinging, bei dem die Blickrichtung aller Antennen in vier Azimutrichtungen um einen kleinen Winkel aus der Vertikalen geneigt wird, werden unter Verwendung der Dopplerverschiebung des Rückstreusignals die Radialkomponenten der verschiedenen Strahlrichtungen bestimmt. Aus den Differenzen der Varianzen der Radialkomponenten von zwei entgegengesetzten Neigungsrichtungen in einer Ebene können bei dieser Technik unter der Annahme horizontaler statistischer Homogenität die mittleren Impulsflüsse bestimmt werden.

Eine Fehlerabschätzung zeigte, daß der entscheidende Fehlerbeitrag bei dieser Technik der Stichprobenfehler ist, dessen Größe in der Größe des Meßwertes selbst liegt. Dieselbe Fehlerabschätzung zeigte auch, daß der Samplingfehler für ein System, das alle Informationen aus einem Meßvolumen ableiten könnte, etwa um die Hälfte geringer sein sollte.

Für die Auswertungen im Doppler-Beam-Swinging Modus wurden die Daten von neun Meßtagen im Spätsommer 1995 von Meßstandort 'Hungriger Wolf' in der Nähe von Itzehoe verwendet.

Die Ergebnisse der Auswertung zeigten für die zum Wind parallelen Impulsflußkompo-

nente sowohl für den Tagesgang als auch für die Flußrichtung eine Übereinstimmung mit den erwarteten Eigenschaften in der atmosphärischen Grenzschicht. Weiter konnten eine Abhängigkeit der Intensität des vertikalen Impulstransportes von der Stärke des Horizontalwindes gezeigt werden; für die Beziehung zwischen Windgradient und Impulsfluß konnte dagegen praktisch keine Korrelation nachgewiesen werden.

Die aus den Messungen bestimmten Impulsflußprofile zeigten trotz der großen Mittelungszeit von vier Stunden eine starke Variabilität, dennoch konnte bei fünf der neun Tage eine Abnahme des Impulsflusses mit der Höhe beobachtet werden, wie es den Erwartungen für die atmosphärische Grenzschicht entspricht. Für die prinzipiell mögliche Bestimmung der aktuellen Grenzschichthöhe aus den Impulsflußprofilen ist die gefundene Variabilität allerdings zu groß.

Beim Vergleich der Radarmessungen der untersten Höhenstufe mit ebenfalls durchgeführten in-situ-Messungen am Boden zeigte sich eine deutlich geringere Amplitude des ansonsten ähnlichen Tagesganges. Dies kann möglicherweise mit der Ausbildung einer internen Grenzschicht, hervorgerufen durch Hindernisse in der Umgebung, erklärt werden. Dieses Beispiel verdeutlicht die Probleme, durch Messungen in Bodennähe Aussagen über turbulente Größen in der Grenzschicht abzuleiten.

Die oben angeführten Betrachtungen zeigen zusammenfassend, daß mit der Doppler-Beam-Swinging Technik unter Verwendung von Radar-RASS-Signalen Informationen über den turbulenten Transport von Impuls in der atmosphärischen Grenzschicht abgeleitet werden können. Die Messungen bestätigen aber auch die durchgeführten Fehlerabschätzungen, daß nämlich der Stichprobenfehler die entscheidende Fehlerquelle darstellt.

Als zweites Meßprinzip wurde die Anwendung der Radarinterferometrie auf RASS-Signale ausführlich betrachtet. Dabei entsteht aus der Kombination zweier etablierter Meßmethoden, nämlich Radarinterferometrie und RASS, ein an die Anforderungen zur Impulsflußmessung optimal angepaßtes Meßsystem. Zusätzlich zu den allgemeinen Vorteilen der Verwendung von RASS-Signalen bietet die Radarinterferometrie den Vorteil, daß die horizontalen Windkomponenten ohne das Schwenken der Antennenblickrichtungen bestimmt werden können. Dadurch ist es im Vergleich zum Doppler-Beam-Swinging-Prinzip möglich, sowohl den Horizontalwind aus einem relativ kleinen Meßvolumen zu bestimmen, als auch eine hohe zeitliche Auflösung dieser Messungen zu erreichen, da nicht wie beim DBS eine Mittelung zur Annahme horizontaler Homogenität nötig ist. Da aus dem gleichen Meßvolumen zeitgleich der Vertikalwind bestimmt werden kann, ist es mit einem RASS-Interferometer im Prinzip möglich, mit der Eddy-Korrelations-Methode den instantanen Impulsfluß zu bestimmen. Die Erprobungen zeigten, daß dies offenbar auch in der Praxis erreichbar ist. Die gezeigten Beispiele sind nach Kenntnis des Autors die ersten erfolgreichen Fernmessungen des instantanen Impulsflusses überhaupt.

Die Vielzahl der in der Literatur existierenden Herleitungen von Radarinterferometrie-Algorithmen zur Bestimmung der korrekten Bestimmung der horizontalen Windgeschwindigkeit wurden genauer untersucht. Es existieren sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich Beschreibungen mit unterschiedlichen Ansätzen. Während eine Gruppe der Beschreibungen von in der Ebene der Antennen driftenden Korrelationsmustern ausgeht, beschreiben die anderen Herleitungen der Algorithmen die Streuung im Meßvolumen. In der allgemeineren Form werden horizontal anisotrope Rückstreuung bzw. ellipsoide Korrelationsmuster zugelassen, vereinfachende Betrachtungen lassen nur horizontal isotrope Rückstreuung bzw. kreisförmige Korrelationsmuster zu.

Als Ergebnis dieses Vergleichs der verschiedenen Auswertemethoden wurde die Auswertung im Zeitbereich unter Annahme kreisförmiger Korrelationsmuster für die Versuche, den vertikalen Impulsfluß aus den Interferometriemessungen abzuleiten, ausgewählt.

Zur Bestimmung des Impulsflusses wurden Horizontal- und Vertikalwindberechnungen mit einer zeitlichen Auflösung von 13.8 Sekunden verwendet. Dabei wurde der Horizontalwind aus Interferometrieberechnungen abgeleitet, während der Vertikalwind aus der Dopplerverschiebung derselben Daten bestimmt wurde. Aus diesen Zeitreihen konnten mit der Eddy-Korrelationsmethode der instantane Impulsfluß in der jeweiligen Meßhöhe bestimmt werden.

Der so bestimmte instantane Fluß zeigte trotz einer überhöhten Varianz des Horizontalwindes das für die Grenzschicht erwartete Verhalten. Besonders in konvektiven Situationen lassen sich einzelne starke Wirbel identifizieren, die den Fluß dominieren. Außerhalb dieser 'Einzelereignisse' ist der Fluß im Mittel mit nur geringen Beträgen abwärts gerichtet.

Der mittlere Impulsfluß wird hauptsächlich durch diese 'Einzelereignisse' bestimmt. Die als Stundenmittelwerte bestimmten Impulsflußmittelwerte sind durchweg negativ (abwärts gerichtet) und in der gleichen Größenordnung wie die der DBS-Auswertung. Es zeigt sich auch hier ein Tagesgang mit abnehmenden Beträgen am Abend und in der Nacht.

Im ersten Experiment konnten aufgrund einer ungünstigen Konfiguration des Systems nicht ausreichend Höhenstufen zur Bestimmung von Impulsflußprofilen ausgewertet werden. Mit einem verbesserten Aufbau konnten dann im Rahmen der Meßkampagne PEP in BALTEX Impulsflußprofile von Flußmittelwerten über eine Stunde in einer maritimen Grenzschicht bestimmt werden. Die einzelnen Mittelwerte liegen in einer Größenordnung, die für eine nur mäßig turbulente maritime Grenzschicht realistisch erscheint. Weiter zeigen die Profile im Mittel einen positiven Gradienten, so daß durch eine lineare Interpolation eine Abschätzung für die Höhe der Grenzschicht vorgenommen werden kann. Der so erhaltene Wert für die Grenzschichthöhe ist konsistent mit den Vorstellungen über eine maritime Grenzschicht.

Die im Vergleich zu den DBS-Messungen erwartete Verringerung des Stichprobenfehlers

konnten mit den hier durchgeführten Messungen nicht nachgewiesen werden, da Doppler-Beam-Swinging- und Interferometriemessungen nicht gleichzeitig möglich waren. Dieser ist hauptsächlich für die Betrachtung des mittleren Impulsflusses und seiner Interpretation als repräsentative Größe für die Grenzschicht relevant. Durch die Möglichkeit der Eddy-Korrelationsmethode, den instantanen Fluß zu bestimmen und damit 'Einzelereignisse' aufzulösen, bieten sich neue Möglichkeiten, z.B. die Ergebnisse von Large-Eddy-Simulations-Modellen zu validieren.

Das Grundproblem der bodengebundenen Fernerkundung bei dem Versuch, repräsentative Aussagen über die Turbulenz in der atmosphärischen Grenzschicht zu machen, bleibt auch für die RASS-Interferometrie der Stichprobenfehler. Signifikante Ergebnisse, die über die Bestätigung qualitativer Vorstellungen hinaus gehen, können nur durch langfristigen Betrieb des Meßsystems und entsprechende statistische Auswertungen gewonnen werden. Die verwendete Meßtechnik bietet die Möglichkeit für langfristige Messungen und könnte damit zu einem wertvollen Bestandteil künftiger operationeller Meßprogramme werden.

Um weitere Bestätigungen für die Leistungsfähigkeit der Meßmethode zu erhalten, sind Vergleiche mit in-situ-Messungen an einem meteorologischen Mast notwendig. Diese sind aufgrund der Verwendung von RASS-Signalen für die Interferometrie in der unmittelbaren Umgebung des Mastes möglich, da die Auswertung nicht von Reflektionen des Mastes beeinflusst wird. Möglichkeiten für einen solchen Vergleich, bei dem zumindest in den unteren Höhenstufen der Radars eine Überlappung mit den Mastmessungen besteht, wären z.B. auf dem Meßfeld in Lindenberg, am Forschungszentrum in Karlsruhe oder in Cabauw in den Niederlanden gegeben.

# Literaturverzeichnis

- Andersson, S. (1997): *Simultane Niederschlagsmessungen mit vertikalen Doppler-Radargeräten bei 10 und 24 GHz*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- Angevine, W. M.; S. K. Avery et al. (1993): *Fluxes of Heat and Momentum measured with a Boundary-Layer Wind Profiler Radar-Radio Acoustic Sounding System*. *Journal of Applied Meteorology*, 32 (4), 73–80.
- Bauer, M. (1992): *Untersuchungen zur Reichweite eines Wind-Temperatur-Radars*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe.
- Bauer, M. (1998): *Bestimmung von Turbulenzparametern und der Schallabsorption mit einem Wind-Temperatur-RADAR*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Baur, E. (1985): *Einführung in die Radartechnik*. Teubner-Studienskripten, Stuttgart.
- Bracewell, R. (1965): *The Fourier Transform and its applications*. McGraw-Hill, New York.
- Briggs, B. H. (1984): *The analysis of spaced sensor records by correlation techniques*. *Handbook of MAP*, 13, 166–186.
- Briggs, B. H. und R. H. Vincent (1992): *Spaced-Antenna analysis in the frequency domain*. *Radio Science*, 27, 117–129.
- Cohn, S. A.; C. L. Holloway et al. (1997): *Validation of a UHF spaced antenna wind profiler for high-resolution boundary layer observations*. *Radio Science*, 32, 1279–1296.
- Doviak, R. J.; R. J. Latatits et al. (1996): *Cross-correlation and cross-spectra for spaced-antenna wind profilers 1. Theoretical analysis*. *Radio Science*, 31, 157–180.
- Doviak, R. J. und D. S. Zrnic (1993): *Doppler Radar and Weather Observations*. Academic Press, San Diego.
- Fischler, M. A. und R. C. Bolles (1981): *Random sample consensus: A paradigm for model fitting with applications to image analysis and automated cartography*. *Commun. Assoc. Comput. Mach.*, 24, 381–395.

- Goersdorf, U. (1999): *Meßgenauigkeit und Verfügbarkeit von Windprofiler-RASS-Messungen*. Dissertation, Universität Hamburg.
- Hirsch, L. und G. Peters (1998): *Abilities and limitations of a radar-RASS wind profiler for the measurement of momentum flux in the planetary boundary layer*. Meteorol. Zeitschrift, N.F.7, 336–344.
- Holdsworth, D. H. (1997): *An investigation of biases in the full spectral analysis technique*. Radio Science, 32, 769–782.
- Holdsworth, D. H. und I. M. Reid (1995): *A simple model of atmospheric radar backscatter: Description and application to the full correlation analysis of spaced antenna data*. Radio Science, 30, 1263–1280.
- Holloway, C. L.; R. J. Doviak et al. ('97a): *Cross correlations and cross spectra for spaced-antenna wind profilers: 2. Algorithms to estimate wind and turbulence*. Radio Science, 32, 967–982.
- Holloway, C. L.; R. J. Doviak et al. ('97b): *Cross correlations of fields scattered by horizontally anisotropic refractive index irregularities*. Radio Science, 32, 1911–1920.
- Kolmogorov, A. N. (1941): *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds numbers*. C. R. Acad. Sci. URSS, 30, 301–305.
- Lenschow, D. H. und B. B. Stankov (1986): *Length Scales in the Convective Boundary Layer*. Journal of Atmospheric Science, 43 (12), 1198–1209.
- Lhermitte, R. M. (1968): *Turbulent air motion as observed by Doppler radar*. In *Proc. 13th Conference on Radar Meteorology*, Seiten 498–503. American Meteorological Society.
- May, P. T. (1990): *Spaced antenna versus doppler radar: A comparison of techniques revisited*. Radio Science, 25, 1111–1119.
- May, P. T.; K. P. Moran et al. (1989): *The Accuracy of RASS Temperature Measurements*. Journal of Applied Meteorology, 28, 1329–1335.
- Meek, C. E. (1980): *An efficient method for analysing ionospheric drifts data*. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 42, 835–839.
- Meek, C. E. und A. H. Manson (1987): *Mesospheric motion observed by simultaneous medium-frequency interferometer and spaced antenna experiments*. Journal of Geophysical Research, 92, 5627–5639.
- Nastrom, G. D. und T. E. VanZandt (1991): *Measurements of vertical momentum fluxes in the troposphere by the flatland VHF radar*. In *Preprints, Lower Tropospheric Profiling: Needs and Technology*, Seiten 63–64. American Meteorological Society.

- Ottersten, H. (1969): *Atmospheric structure and radar backscattering in clear air*. Radio Science, 4 (12), 1179–1193.
- Peters, G. und H. Kirtzel (1994): *Measurements of Momentum Flux in the Boundary Layer by RASS*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 11 (1), 63–75.
- Strauch, R. G. (1976): *Theory and Application of the FM-CW Doppler Radar*. Dissertation, Faculty of the Graduate School of the University of Colorado, Department of Electrical Engineering.
- Stull, R. B. (1991): *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers.
- Sürücü, F.; E. Kudeki et al. (1995): *Systematic errors in spaced antenna wind estimators under inhomogeneous flow conditions*. Radio Science, 30 (4), 863–876.
- Tatarskii, V. I. (1961): *Wave Propagation in a Turbulent Medium*. Dover Publ. Inc. (McGraw-Hill), New York.
- Tatarskii, V. I. (1971): *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*. Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem.
- van Baelen, J. S. (1990): *Comparison of Clear Air Atmospheric Radar Techniques for the Study of Atmospheric Dynamics in the Troposphere and the Stratosphere*. Dissertation, NCAR Cooperative Thesis No. 128.
- vanBaelen, J.; L. Hirsch et al. (1997): *Multiple receiver wind profiling techniques for the boundary layer in the presence of hydro-meteors*. Geophys. Research Letters, 24, 2667–2670.
- vander Hoven, I. (1957): *Power Spektrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour..* J. Meteor., 14, 160.
- VDI (1994): *Turbulenzmessung mit Ultraschall-Anemometern*. Technischer Bericht, VDI 3786 / Bl.12, Verein deutscher Ingenieure.
- Vincent, R. A. und I. M. Reid (1983): *HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes*. Journal of Atmospheric Science, 40, 1321–1333.
- Wyngaard, J. C. (1992): *Atmospheric Turbulence*. Annu. Rev. Fluid Mech., 24, 205–233.



# Verzeichnis verwendeter Symbole

## Lateinische Symbole

$A, B, C, K, G, H, F$	Parameter der Brigg'schen Beschreibungen in <b>4.3</b> und <b>5.3</b>
$\vec{A}_0$	Strahlungscharakteristik des gesendeten Feldes
$B$	Bandbreite der FMCW-Modulation
$B_a$	Bandbreite der akustischen Modulation
$D_w$	Strukturfunktion
$E_1, E_2$	Zeitsignale
$\vec{E}$	elektrisches Feld
$\vec{E}_0$	elektrisches Feld, Lösung der Wellengleichung für $\Delta n = 0$
$\vec{E}_1$	elektrisches Feld, Streufeld
$H$	Meßhöhe
$K_z$	akustische Wellenzahl
$\vec{K}$	Strukturwellenzahl
$L_z$	halbe Länge des akustischen Pulses in <b>2.3</b>
$M$	Betrag der Windgeschwindigkeit in <b>1</b>
$N$	Anzahl der FMCW-Sweeps
$N_{FFT}$	Punktezahl der FFT
$N_u$	Anzahl unabhängiger Messungen
$R$	aktuelle Entfernung in <b>2.4</b>
$R_{mess}$	Durchmesser des Meßvolumens
$R_0$	Entfernung zu Beginn des Sweeps in <b>2.4</b>
$S(f)$	Leistungsspektrum
$S_\phi$	Steigung der Phase des Kreuzspektrums in <b>5.4</b> (Ableitung nach $v$ )
$ s_{12} $	normalisierter Betrag des Kreuzspektrums
$\vec{S}$	Pointingvektor
$T$	Temperatur
$T_c$	Korrelationszeit von $\Delta w$ im Meßvolumen
$T_{mittel}$	Mittelungszeit
$T_{smp}$	Dauer eines Samples
$T_{sw}$	Sweepdauer in <b>2.4</b>
$T_v$	virtuelle Temperatur
$T_{FFT}$	Länge des FFT-Transformationsintervalls
$T_{0.5}$	Halbwertsbreite der rein zeitlichen Autokorrelationsfunktion
$U, V, W$	Windkomponenten in <b>1</b>
$\bar{U}$	Betrag der Windgeschwindigkeit in Abschnitt <b>3</b>
$V$	Mustergeschwindigkeit am Boden (in <b>4.3</b> )
$V'$	'apparent-velocity'
$V_c$	Verhältnis von räuml. zu zeitl. Korrelation in <b>4.3.4</b>
$(V_c)_V$	Komponente $V_c$ entl. Bewegungsrichtung
$V_g$	Komponente des geostrophischen Windes

$V_h$	horizontale Windkomponente im Meßvolumen
$V_{max}$	maximal auflösbare Geschwindigkeit im FMCW-Modus
$V_r$	radiale Windkomponente in <b>5.2</b>
$V_t$	'true-velocity' in <b>6.1</b>
$V_v$	vertikale Windkomponente in <b>5.2</b>
$V_x$	x-Komponente der Mustergeschwindigkeit (in <b>4.3</b> )
$V'_x$	tatsächliche Windgeschwindigkeit im Meßvolumen in (in <b>6.1</b> )
$V_y$	y-Komponente der Mustergeschwindigkeit (in <b>4.3</b> )
$W_{ij}$	Maximalamplitude des Kreuzspektrums (in <b>5.3</b> )
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_a$	Schallgeschwindigkeit
$c_D$	Reibungskoeffizient
$c_m$	Spannung am Mischerausgang
$c_n^2$	Strukturkonstante des Brechungsindex
$c_w^2$	Strukturkonstante des Vertikalwindes
$ c_{11}(\tau) $	Autokorrelationsfunktion (in <b>4.4</b> )
$ c_{12}(\tau) $	Kreuzkorrelationsfunktion (in <b>4.4</b> )
$d$	Antennenabstand
$d_{0.5}$	Abstand bei dem die Korrelation zwischen zwei Sensoren auf 0.5 fällt
$e$	relativer Fehler
$e_m$	Zeitsignal in Gleichung (2.31)
$f$	Frequenz
$f_c$	Coriolis Parameter
$f_{ij}$	$e^{-1}$ -Breite des mittleren Autospektrums (in <b>5.3</b> )
$f_0$	Frequenz bei Sweepbeginn in <b>2.4</b>
$f_D$	Dopplerfrequenz
$f_E$	Empfangsfrequenz FMCW-Radar in <b>2.4</b>
$f_M$	Mischerfrequenz FMCW-Radar in <b>2.4</b>
$f_S$	Sendefrequenz FMCW-Radar in <b>2.4</b>
$f_{smp}$	Samplingfrequenz
$f_{sw}$	Modulationsfrequenz
$k_0$	Senderwellenzahl des Radars
$m$	Betrag des Impulsflusses in <b>3</b>
$m_{ij}$	Steigung der Phase des Kreuzspektrums in <b>5.3</b> (Ableitung nach f)
$\vec{m}$	Vektor des vertikalen Impulsflusses in Abschnitt <b>3</b>
$\vec{m}_s$	dimensionsloser Vektor, $ \vec{m}_s  = 2$ (s. S. 23)
$n$	Brechungsindex
$n_a$	Ensemble-Mittelwert des Brechungsindex
$r_{\pm}$	Radialkomponenten der Windgeschwindigkeit in Kapitel <b>3</b>
$\vec{r}$	Ortsvektor
$s_{\pm}$	Radialkomponenten der Windgeschwindigkeit in Kapitel <b>3</b>
$t$	Zeit
$u_L$	lokale Reibungsgeschwindigkeit
$u'w'$	Impulsflußkomponente parallel zur lokalen Windrichtung in <b>3</b>

$u'w'$	Impulsflußkomponente parallel zur Hauptwindrichtung in <b>7.2</b>
$v$	Dopplergeschwindigkeit
$v'w'$	Impulsflußkomponente quer zur lokalen Windrichtung in <b>3</b>
$v'w'$	Impulsflußkomponente quer zur Hauptwindrichtung in <b>7.2</b>
$v_s$	Definition siehe Gleichung (4.41)
$v_{0h}$	Betrag des Horizontalwindes in <b>5.4</b>
$v_{0x}$	Horizontalwindkomp. entl. der Antennenverb.achse
$v_{0y}$	Querwindkomponente in <b>4.4</b>
$v_{0z}$	Vertikalwindkomponente in <b>5.4</b>
$v_x, v_y$	Windkomponenten relativ zum Radar in <b>7.2</b> und <b>7.1</b>
$x, y, w$	orth. Windkomp. im Koordinatensystem des Radars in Kapitel <b>3</b>
$z$	Höhe

### Griechische Symbole

$\Delta R$	FMCW-Höhenauflösung
$\Delta U$	Fehler bei der Horizontalwindbestimmung
$\Delta f$	spektrale Auflösung
$\Delta n$	kleine Schwankung des Brechungsindex
$\Delta w$	Differenz der Vertikalwindgeschwindigkeit für den Abstand $R_{mess}$
$\Delta x$	Antennenabstand (in <b>4.4</b> und <b>5.4</b> )
$\Delta \epsilon$	kleine Schwankung von $\epsilon$
$\Delta \phi$	Phasendifferenz
$\Phi$	Phase des Kreuzspektrums
$\Phi_E$	Empfangsphase FMCW-Radar in <b>2.4</b>
$\Phi_M$	Mischerphase FMCW-Radar in <b>2.4</b>
$\Phi_S$	Sendephase FMCW-Radar in <b>2.4</b>
$\Phi_n(\vec{K})$	Leistungsspektrum der Brechungsindexschwankungen
$\Phi_{12}$	Phase der Kreuzspektrums des Antennenpaares 12
$\Theta$	Strahlbreite
$\alpha$	normierte Geschwindigkeit
$\beta_h$	Parameter definiert in Gleichung (4.45)
$\eta$	Dekorrelationsparameter in <b>4.4</b> und <b>5.5</b>
$\eta$	Reflektivität in <b>2.2</b>
$\eta$	Verschiebung relativ zum Ursprung ( <b>sonst</b> )
$\eta_0$	fester Wert für $\eta$
$\eta_{ij}$	Verschiebung relativ zum Ursprung für Ant.paar $ij$
$\epsilon_a$	Ensemble-Mittelwert der elektr. Permittivität
$\epsilon_0$	elektrische Permittivität
$\lambda_0$	elektrische Wellenlänge des Radars
$\mu_0$	magnetische Permeabilität
$\omega_D$	Dopplerkreisfrequenz
$\omega_0$	Senderkreisfrequenz des Radars
$\phi_0$	Anfangsphase <b>2.4</b>

$\rho(\eta, \xi, \tau)$	Korrelationsfunktion
$\rho_{12}$	Kreuzkorrelationsfunktion (in <b>4.3</b> )
$\sigma_E$	Strahlbreite Empfänger
$\sigma_S$	Strahlbreite Sender
$\sigma_{fR}^2$	spektrale Breiten der RASS-Spektren in <b>3</b>
$\sigma_{inst}$	'instantane Varianz' in <b>6.2</b>
$\sigma_m$	Samplingfehler des Impulsflusses für DBS-Modus
$\sigma_{mi}$	Varianz der gemitt. Horiz.windzeitreihe aufgr. $\Delta U(\Delta w)$
$\sigma_{r'}^2$	Samplingfehler der Radialgeschwindigkeiten
$\sigma_{s'}^2$	Samplingfehler der Radialgeschwindigkeiten
$\sigma_t$	atmosphärische Turbulenz
$\sigma_{trans}$	Verbreiterung der Signalspektren durch das FFT-Fenster
$\sigma_v$	spektrale Breite
$\sigma_{1V}$	Samplingfehler der Impulsflusses für ein 1 Vol. System
$\sigma_{\mathcal{F}}^2$	Ensemblevarianz
$\tau$	Zeitverschiebung
$\tau_c^2$	zweites Moment der Korrelationsfunktionen (in <b>4.4</b> )
$\tau_{is}$	integral scale
$\tau_p$	erstes Moment der Kreuzkorrelationsfunktion
$\tau_x, \tau_y$	Zeitverschiebung bei der die Autokorr.fkt denselben Wert hat wie die Kreukkorr.fkt bei $\tau = 0$ .
$\tau_{0.5}$	Halbwertsbreite der gemessenen Autokorrelationsfunktion
$\tau_1$	Muster-Lebensdauer in <b>5.3</b>
$\tau'$	nulltes Moment der Kreuzkorrelationsfunktion (in <b>4.3</b> )
$\tau'_x$	nulltes Moment Kreuzkorr.funkt. entl. x-Achse (in <b>4.3</b> )
$\tau'_y$	nulltes Moment Kreuzkorr.funkt. entl. y-Achse (in <b>4.3</b> )
$\hat{\tau}$	Signallaufzeit in <b>2.4</b>
$\hat{\tau}_0$	Signallaufzeit zur Zeit $t_0$ in <b>2.4</b>
$\theta$	Windrichtung (in <b>4.3</b> )
$\varphi$	Strahlneigungswinkel im DBS-Modus
$\vartheta$	Einfallswinkel in <b>5.2</b>
$\xi$	Verschiebung relativ zum Ursprung
$\xi_{pat}$	Korrelationslänge der Streumuster in <b>4.4</b>
$\xi_{ij}$	Verschiebung relativ zum Ursprung für Ant.paar $ij$
$\xi_0, \eta_0$	feste Werte der Verschiebungen in <b>4.3</b>
$\xi_1$	Mustergröße in <b>5.3</b>

### Kalligraphische Symbole

$\overline{\mathcal{F}}$	Ensemblemittelwert in <b>3</b>
$\mathcal{F}_T$	Stichprobenmittelwert in <b>3</b>

## Danksagung

Abschließend möchte ich all denen danken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Graßl möchte ich für die Überlassung des interessanten Themas, die Betreuung trotz seines Aufenthalts in Genf und die anregenden Diskussionen danken.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Gerhard Peters, ohne dessen uneingeschränkte Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Seine immerwährende Bereitschaft mir jederzeit mit Hilfe, Rat, Diskussionen und der nötigen Motivation zur Seite zu stehen geht weit über den üblichen Rahmen hinaus. Nicht zuletzt danke ich ihm für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Weiter möchte ich mich bedanken bei:

– Bernd Fischer; für die diversen Versionen des FFT-Rechner-Programms und seine Hilfe bei allen Rechner-Fragen.

– Hans Münster; der unermüdlich immer neue Komponenten für die Radars entstehen ließ und diese mit großem Einsatz funktionsfähig erhielt.

– Werner Böhm und Detlef Junge; für die vielen großen und kleinen Hilfen im Laufe der letzten Jahre.

– Dr. Matthias Bauer; für die anregenden Diskussionen und die vielen Hilfen unterschiedlichster Art.

– Allen Kollegen der Werkstatt des Max-Planck-Institutes; die immer wieder beim Auf- und Abbau der Radars mit großem Einsatz geholfen haben.

Dr. Jens Bösenberg danke ich für die Unterstützung und das Interesse an dieser Arbeit.

In bedanke mich bei Herrn Prof. Fischer und Herrn Dr. Thomas vom Forschungszentrum Karlsruhe für die Unterstützung und die Überlassung des IMKWTR90.

Ich danke meiner Mutter für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit.

Dankbar bin ich schließlich Ulrike für die große Unterstützung, die Toleranz und die Geduld, die sie für mich aufbringen mußte.