

**Die Struktur der  
bodennahen Atmosphäre:  
Ein Vergleich zwischen  
numerischer Modellierung und  
akustischer Tomographie**

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat.  
genehmigte Dissertation  
von

Dipl. Met. Sonja Weinbrecht  
geboren am 27. September 1973 in Osnabrück

Januar 2003

Referent: Prof. Dr. D. Etling  
Korreferent: Prof. Dr. T. Hauf  
Tag der Promotion: 27.01.2003

## Zusammenfassung

Grobstruktursimulationsmodelle, auch LES (*Large-Eddy Simulation*) Modelle genannt, sind in den letzten 20 Jahren zu einem wichtigen Instrument bei der Untersuchung atmosphärischer Grenzschichtströmungen geworden. Allerdings steht eine systematische Validierung von LES-Modellen anhand von geeigneten Messdaten noch immer aus. An Messdaten standen in der Vergangenheit oft nur Punkt- (0D) oder Linienmessungen (1D) zur Verfügung, die zunächst speziellen Filterungen unterzogen werden mussten, um annähernd mit den dreidimensionalen hochaufgelösten LES-Daten vergleichbar zu sein.

Inzwischen bieten auch einige Fernerkundungsmethoden durch verbesserte Auflösungen die Möglichkeit, Informationen über atmosphärische Strömungen in mehr als einer Dimension zu erhalten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bodengebundene Fernerkundungsverfahren der akustischen Tomographie herangezogen, um einen quantitativen Vergleich mit LES-Daten vorzubereiten und – soweit möglich – auch durchzuführen. Mit diesem Verfahren können Temperaturfelder auf einem zwei- oder dreidimensionalen Gitter geliefert werden, wobei jeder Wert ein Mittelwert über die gesamte Gitterzelle ist. Damit stehen die Daten in einem zu LES-Daten vergleichbaren Format zur Verfügung und bedürfen keiner weiteren Nachbearbeitung. Für diese Arbeit standen bereits Daten aus Tomographiemessungen in Lindenberg im Herbst 1999 zur Verfügung, die dort in der bodennahen Schicht einer konvektiven Grenzschicht (in 2 m Höhe) durchgeführt wurden.

Zur Vorbereitung der Modellvalidierung wurden zunächst einige prinzipielle Voraussetzungen für einen quantitativen Vergleich von LES- und Tomographiedaten diskutiert und überprüft. Insbesondere wurde untersucht, wie stark sich Messfehler in den durch zusätzliche Messungen für das LES-Modell bereitzustellenden Anfangs- und Randbedingungen auf die Simulationsergebnisse auswirken. Mit Hilfe einer Parameterstudie mit dem parallelisierten LES-Modell PALM konnte dieser Einfluss quantifiziert werden. Die Studie zeigte, dass insbesondere bei der Bestimmung der Oberflächentemperatur und der Bodenrauigkeit eine hohe Genauigkeit nötig ist, um einen quantitativen Vergleich zu ermöglichen. Für zukünftige Vergleichsexperimente können nun Genauigkeitsanforderungen an die Messungen zur Bereitstellung von Randbedingungen und Initialisierungsparametern formuliert werden.

Beim Vergleich von Daten der akustischen Tomographie mit LES-Daten in der bodennahen Schicht der Atmosphäre stellte sich heraus, dass die Modelleingangsdaten während des Lindenberg-Experiments im Herbst 1999 nicht mit der nötigen Genauigkeit bestimmt wurden. Es wurde daher ein qualitativer Vergleich durchgeführt, bei dem einige Differenzen in den statistischen Größen der Temperaturverteilung auftraten, die zum Teil auf ungenaue LES-Eingangsdaten und zum Teil auf Messungenauigkeiten des Tomographieverfahrens zurückgeführt werden konnten.

Zusätzlich konnten die LES-Daten durch Simulationen von Schalllaufzeitmessungen auch zur Überprüfung der in der atmosphärischen Anwendung noch relativ neuen Messmethode der akustischen Tomographie genutzt werden. Der Vergleich von simulierten und tomographisch ausgewerteten Schalllaufzeitmessungen mit den direkt vom Modell prognostizierten Temperaturen zeigte vor allem noch Schwächen des Verfahrens zur Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die Schalllaufzeiten auf.

Die Ergebnisse der hochaufgelösten Vergleichssimulation wurden hinsichtlich bodennaher Strömungsmuster in der konvektiven Grenzschicht ausgewertet. In einer so hohen Auflösung wie hier mit PALM konnten vergleichbare Phänomene bislang nicht simuliert werden. Die Ergebnisse zeigten gute Übereinstimmung mit aktuell veröffentlichten Forschungsarbeiten. In den Simulationsdaten finden sich deutliche Hinweise auf die Existenz einer bodennahen Wirbelschicht (ESL – *Eddy Surface Layer*), die bislang nur in neutralen Grenzschichten beobachtet und analysiert wurde, auch unter moderat konvektiven Verhältnissen.

## Abstract

In the last 20 years large-eddy simulation (LES) has become a common tool to investigate several topics in micro-meteorology. However, an evaluation of LES using adequate experimental data is still lacking. As experimental data has mostly been gained by local (0D) or line-integrated (1D) measurements, it had to undergo special time filter processes to become comparable to three-dimensional and volume-averaged LES-data. In contrast to that, the method of acoustic travel time tomography can provide 2- or 3-dimensional data arrays where each grid value is an average over the grid cell. Such data should principally be suitable for a direct quantitative comparison with LES data and thus suitable for LES evaluation.

In this thesis as a first attempt observations from an experiment that had been carried out in 1999 near Lindenberg are compared with simulation results from the LES model PALM.

For a quantitative comparison with experimental data in general, some prerequisites have to be considered: First of all, the initial and boundary conditions of the LES-model have to be provided correctly by the experiment. Considering measurement errors, a sensitivity study was performed to investigate the influence of inaccurate initial and boundary conditions on the simulation results. It showed that for determining some boundary conditions, such as the surface temperature and the roughness length, high measurement accuracies are necessary, which are difficult to reach or which at least require considerable extra measurement efforts.

The initial and boundary conditions provided by the Lindenberg experiment in 1999 turned out to be of insufficient accuracy to allow quantitative comparisons. However, a qualitative comparison was performed instead to investigate whether the acoustic tomography method is a proper method for comparisons with LES-models in general. The differences found could partly be explained by the sensitivity of the LES to initial and boundary conditions and partly by measurement errors of acoustic travel times and distances.

Simulating acoustic travel time measurements in the lower atmosphere allowed to check the acoustic tomography method. This check revealed some limitations of the acoustic tomography. Especially the separation of the influence of wind and temperature on the acoustic traveltimes turned out to be deficient.

The results of the simulations of a convective boundary layer were analysed with respect to coherent structures in the surface layer. The results match well with other observations and simulation results which had been published in recent years. It could be shown that an eddy surface layer (ESL) develops not only under neutral but also under moderate convective conditions.

Schlagworte: LES, Modellvalidierung, akustische Tomographie, bodennahe Grenzschicht, kohärente Strukturen

Keywords: LES, model evaluation, acoustic tomography, atmospheric surface layer, coherent structures

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Modellbeschreibung</b>	<b>11</b>
2.1	Simulation mit Grobstruktursimulationsmodellen . . . . .	11
2.2	Das LES-Modell PALM . . . . .	12
2.3	Parametrisierungsverfahren in LES-Modellen . . . . .	13
2.3.1	Die Filterung . . . . .	13
2.3.2	Überblick über subskalige Parametrisierungsmodelle . . . . .	15
2.4	Parametrisierungsverfahren in PALM . . . . .	20
2.4.1	Vergleich der in PALM implementierten SGS-Modelle . . . . .	23
2.5	Simulationsparameter und Modellinitialisierung . . . . .	29
2.6	Vergleich der Modellergebnisse mit Ergebnissen aus der Literatur . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Das Verfahren der akustischen Laufzeitomographie</b>	<b>35</b>
3.1	Separation verschiedener Einflussgrößen der effektiven Schallgeschwindigkeit	38
<b>4</b>	<b>Empfindlichkeitsstudie mit dem Modell PALM</b>	<b>41</b>
4.1	Initialisierung . . . . .	43
4.2	Durchführung und Ergebnisse . . . . .	44
4.3	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Vergleich von Tomographiedaten und LES-Daten</b>	<b>53</b>
5.1	Prinzipielle Voraussetzungen für einen quantitativen Vergleich . . . . .	53
5.2	Technische Vorbereitungen für den Vergleich . . . . .	55
5.3	Das Experiment in Lindenberg im Herbst 1999 . . . . .	56
5.3.1	Die Wetterlage . . . . .	58
5.4	Erster Vergleich . . . . .	58
5.5	Zweiter Vergleich . . . . .	62
5.6	Auftretende Probleme . . . . .	66
5.7	Vergleich der Schallgeschwindigkeiten . . . . .	67
5.7.1	Effektive Schallgeschwindigkeiten . . . . .	67
5.7.2	Laplacesche Schallgeschwindigkeiten . . . . .	68
5.8	Vergleich mit zusätzlichen Messdaten . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Überprüfung des tomographischen Verfahrens</b>	<b>77</b>
6.1	Vergleich auf Basis der Lindenberg-Vergleichssimulation . . . . .	77
6.1.1	Vergleich der Spektren . . . . .	81
6.2	Wind-Studie . . . . .	83

---

<b>7 Kohärente Strukturen in der Grenzschicht</b>	<b>89</b>
7.1 Einleitung . . . . .	89
7.2 Kohärente Strukturen im Experiment . . . . .	90
7.3 Die PALM-Simulationsergebnisse . . . . .	92
7.3.1 $xy$ -Schnitte . . . . .	94
7.3.2 $xz$ - und $yz$ -Schnitte . . . . .	97
7.3.3 Räumliche Varianzspektren in der bodennahen Schicht . . . . .	103
<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>111</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>114</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>123</b>
<b>Danksagung</b>	<b>127</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>129</b>

# 1 Einleitung

Grobstruktursimulationsmodelle, kurz LES (*Large Eddy Simulation*) Modelle genannt, wurden in den letzten zwanzig Jahren immer stärker in der Meteorologie eingesetzt. Leistungsfähigere Rechner erlauben es, mit hochauflösenden LES-Modellen zunehmend auch Themen der Mikro-Meteorologie zu behandeln. Dabei werden dort, wo detaillierte Messungen schwer zu realisieren sind, immer öfter LES-Daten anstelle von Messungen verwendet, um beispielsweise Strömungen über unwegsamem Gelände wie offenen Wasserrinnen in arktischen Meereisgebieten detailliert zu untersuchen (z.B. Glendening und Burk 1992; Weinbrecht und Raasch 2001). Zahlreiche Veröffentlichungen basieren auf prinzipieller Untersuchung der Struktur turbulenter Strömungen anhand von hochaufgelösten dreidimensionalen Daten aus LE-Simulationen (z.B. Schmidt und Schumann 1989, Moeng und Sullivan 1994, Lin et al. 1996, Khanna und Brasseur 1997). In diesem Zusammenhang werden LES-Ergebnisse auch zur Weiterentwicklung von größerskaligen Modellen verwendet, wie z.B. bei Noh et al. (2002), die die Berechnung des turbulenten Diffusionskoeffizienten in größerskaligen Modellen verbesserten. Als weitere Anwendung von LES-Modellen etablierte sich in den letzten Jahren die Überprüfung von neuen Messmethoden oder der Repräsentativität von Messdaten bestimmter Messverfahren für das gesamte Messgelände mit Hilfe von LE-Simulationen (z.B. Tong et al. 1998, Muschinski et al. 1999, Schröter et al. 2000). Dabei werden die Simulationsergebnisse in der Regel als „Wahrheit“ akzeptiert, da sie als geschlossenes theoretisches System gelten und bei zahlreichen, allerdings meist nur qualitativen, Vergleichen mit Messungen und Laborexperimenten befriedigende Ergebnisse erzielen.

Eine systematische Validierung von LES-Modellen anhand von geeigneten Messdaten steht immer noch aus (Wyngaard und Peltier 1996, Stevens und Lenschow 2001)! Wyngaard und Peltier (1996) machten bereits auf das Dilemma zwischen dem auf numerischer Ebene Möglichen und dem tatsächlich Messbaren aufmerksam. Sie behandelten die Frage, wie lokal an einem Ort aufgenommene Zeitreihen von Messdaten aufbereitet und zeitlich gefiltert werden müssen, um einen Vergleich mit den dreidimensionalen und zeitabhängigen, in der Regel über Gittervolumen und Zeitschritt gemittelten LES-Daten zu ermöglichen. Damit machen sie auf ein allgemeines Problem vergangener LES-Validierungsversuche aufmerksam: An Messdaten stehen häufig nur Zeitreihen lokaler Punktmessungen (0-dimensional) oder Liniemessungen (eindimensional – z.B. Flugzeugmessungen) zur Verfügung, die für den Vergleich mit LES aufbereitet werden müssen. Außerdem liegen Messdaten meist nicht in einer annähernd so hohen räumlichen oder zeitlichen Auflösung vor.

Stevens und Lenschow (2001) kritisierten, dass Vergleiche von LES-Daten mit Messdaten meist nur qualitative Aussagen über die LES-Modelle erlaubten, da die Messkampagnen oder Laborexperimente oft nicht speziell zur Validierung von LES-Modellen geplant wurden. Des Weiteren sei nicht festgelegt, nach welchen Maßstäben ein solcher Vergleich bewertet werde. Dies betrifft z.B. die Frage, was für Differenzen zwischen Messdaten und Simulationsdaten auftreten müssen, um daraus auf ein Versagen des Modells zu schließen, und ob die Genauigkeit der Messungen überhaupt ausreicht, solche Differenzen zeigen zu können. Entsprechend unterstrichen sie noch einmal die Notwendigkeit der Validierung von LES-Modellen und wie-

sen dabei unter anderem auf das Potential von neuen und verbesserten Fernerkundungsmethoden hin.

Insbesondere in Bodennähe müssen LES-Ergebnisse mit Vorsicht behandelt werden. Bei einer Studie von Andren et al. (1994), in der Simulationsergebnisse verschiedener LES-Modelle für eine neutrale Grenzschicht verglichen wurden, traten deutliche Unterschiede in den Modellergebnissen für die bodennahe Schicht (*surface layer*) auf. Diese Unterschiede sind wahrscheinlich auf verschiedene Verfahren zur subskaligen Parametrisierung in den Modellen zurückzuführen: In der bodennahen Schicht können turbulente Strukturen in der Regel noch nicht aufgelöst werden, sondern müssen mit so genannten Subskalenmodellen, kurz SGS- (*SubGrid-Scale*)-Modelle genannt, parametrisiert werden. Erst ab der vierten bis fünften Gitterebene über Grund geht der Anteil parametrisierter turbulenter Flüsse auf weniger als 25% der gesamten turbulenten Flüsse zurück. Im Bereich der ersten Gitterniveaus über Grund sind die turbulenten Strukturen im Modell daher immer durch das SGS-Modell bestimmt. Mit dem SGS-Modell nach Smagorinsky (1963) bzw. Deardorff (1980), das bis vor etwa 10 Jahren am häufigsten in LES-Modellen für meteorologische Anwendungen verwendet wurde, wird allerdings nachweisbar die bodennahe Windscherung überschätzt (siehe z.B. Mason und Thomson 1992, Sullivan et al. 1994). Daher ist in den letzten 10 Jahren verstärkt an der Entwicklung neuer, verbesserter SGS-Modelle gearbeitet worden (siehe z.B. Sullivan et al. 1994, Mason und Thomson 1992, Schumann 1995, Germano et al. 1991, Porté-Agel et al. 2000).

In der jüngsten Vergangenheit gab es einige Feldexperimente, bei denen durch geeigneten Messaufbau auch Informationen über die räumliche Verteilung der gemessenen Größe geliefert wurden. Diese Experimente sollten unter anderem dazu dienen, SGS-Modelle zu verifizieren bzw. Anhaltspunkte für die Entwicklung neuer SGS-Modelle für LE-Simulationen zu bekommen. Daher waren sie insbesondere darauf ausgelegt, die Filterung, die in LES-Modellen zum Herausfiltern kleinskaliger energieärmer Wirbel durchgeführt wird, nachzubilden. Eine solche Filterung ähnelt in der Regel einer räumlichen Mittelung über ein Gittervolumen. Ziel war es, auch bei den Messdaten eine Differenzierung nach aufgelösten und subskaligen Strukturen und Flüssen zu ermöglichen. So stellten z.B. Tong et al. (1998, 1999) neun Temperatursensoren und SONIC Anemometer in einer Reihe senkrecht zum mittleren Wind in 6 m Höhe auf und konnten so die gemessenen Daten räumlich entlang dieser Reihe von Sensoren mitteln. Dabei wendeten Tong et al. ein gewichtetes gleitendes Mittel an, um näherungsweise die Wirkung eines spektralen Abschneidefilters zu imitieren. Zusätzlich wurden die Daten zeitlich gemittelt, was unter Anwendung der Taylor-Hypothese eine räumliche Filterung in Richtung des mittleren Windes ersetzen sollte. Von Tong et al. (1998) durchgeführte Tests zeigten, dass mit einer solchen zweidimensionalen Mittelung der Daten die Wirkung einer dreidimensionalen Filterung, wie sie bei LES-Daten durchgeführt wird, gut approximiert werden kann. Eine zweite Reihe von fünf Temperatur- und Windsensoren in 4 m Höhe ermöglichte es, vertikale Gradienten der Messgrößen zu bestimmen. Auf diese Weise erhielten sie bodennahe Messwerte, aus denen sich, ähnlich wie bei LES-Modellen, aufgelöste und subskalige Anteile von turbulenten Flüssen berechnen und analysieren lassen. Im Rahmen ihrer Untersuchungen beschäftigten sich Tong et al. (1999) hauptsächlich mit den statistischen Eigenschaften der in LES-Modellen parametrisierten Komponenten des Schubspannungstensors. Ihre Ergebnisse können nun zur Weiterentwicklung von SGS-Modellen herangezogen werden.

Porté-Agel et al. (2001) positionierten zwölf 3D SONIC Anemometer in zwei Reihen senkrecht zum mittleren Wind in 2.38 m und 2.88 m Höhe über Grund, um damit die statistischen Eigenschaften subskaliger skalarer Flüsse und der Dissipation zu untersuchen und diese Ergebnisse zum bewertenden Vergleich mit drei in LES-Modellen verwendeten SGS-Parametrisierungen zu verwenden. Dabei konnten sie beispielsweise den Anstieg subskaliger Flüsse mit zunehmendem Abstand zwischen den Anemometern experimentell nachvollziehen,

während die mittlere subskalige Dissipation keine Abhängigkeit vom Abstand zeigte. Außerdem konnten sie nachweisen, dass der in vielen SGS-Modellen verwendete Smagorinsky-Parameter  $C_s$ , der in dynamischen Modellen eine Funktion der Raumkoordinaten und der Zeit ist, auch von der Filterskala bzw. der Gitterweite abhängt (Porté-Agel et al. 2000).

Weitere Arbeiten zur Untersuchung von subskaligen Flüssen in der bodennahen Grenzschicht, die sich des Messaufbaus von Tong et al. (1998, 1999) bedienen, finden sich bei Horst et al. (2002) und Sullivan et al. (2002).

Eine Alternative zu den eben beschriebenen bodennahen Messungen bieten Fernerkundungsmethoden, die in der Lage sind, Strömungen in mehr als nur einer Dimension darzustellen. Die technische Entwicklung der letzten Jahre hat bei vielen Verfahren zu einer deutlich verbesserten räumlichen Auflösung der Daten geführt. So konnten z.B. Mourad (1996) und Mourad und Walter (1996) anhand von SAR-Bildern (Synthetisches Apertur-Radar) mit Pixelgrößen von  $12.5\text{ m} \times 12.5\text{ m}$  zeigen, wie sich turbulente Strukturen bei Kaltluftausbrüchen auf der Meeresoberfläche abbilden, und dabei Feinstrukturen mit Wellenlängen von ca. 100 m erkennen. Mayor und Eloranta (2001) und Wulfmeyer (1999) nutzten als bodengebundenes Fernerkundungsverfahren verbesserte LIDAR-Techniken (*Light Detection And Ranging*) zur Analyse der atmosphärischen Grenzschicht. Dabei gewannen sie Daten mesoskaliger Grenzschichtströmungen in einer horizontalen Auflösung, die an die von LES-Modellen bei der Simulation vergleichbarer Phänomene heranreicht.

Ein weiteres bodengebundenes Fernerkundungsverfahren stellt die akustische Tomographie dar (siehe z.B. Ziemann et al. 1999). Die Anwendung dieser Methode, die in Bereichen der Geophysik und Ozeanographie ein Standard-Messverfahren darstellt, ist in der atmosphärischen Grenzschicht relativ neu. Bei diesem Verfahren wird die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von meteorologischen Parametern wie Temperatur, Wind und Luftfeuchte ausgenutzt, um diese zu bestimmen. Insbesondere die Temperaturen können auf relativ hochaufgelösten horizontalen Gittern mit Gitterweiten von  $20\text{ m} \times 20\text{ m}$  bis  $50\text{ m} \times 50\text{ m}$  bestimmt werden, wobei die Gitterweite von der Anzahl der eingesetzten Schallsender und Empfänger abhängt. Stellt man Sender und Empfänger in verschiedenen Höhen auf, so können die Temperaturen auch auf dreidimensionalen Gittern ermittelt werden. Die Gitterwerte sind dabei immer Mittelwerte über die jeweilige Gitterzelle. Damit liefert dieses Fernerkundungsverfahren Daten in einer Form, in der üblicherweise auch Modelldaten vorliegen und die daher für einen Vergleich mit Modelldaten keiner weiteren Aufbereitung oder Filterung bedürfen.

## Ziel und Struktur der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, die Möglichkeit der Validierung des LES-Modells PALM (**P**aralleliisiertes **L**ES-**M**odell) mit räumlich und zeitlich relativ hoch aufgelösten Messdaten der akustischen Laufzeittomographie zu prüfen, einen quantitativen Vergleich vorzubereiten und, soweit möglich, die Validierung durchzuführen. Im Unterschied zu den Arbeiten von Tong et al. (1998, 1999) und Porté-Agel et al. (2001), bei denen es vorwiegend um die Überprüfung bzw. Weiterentwicklung von SGS-Modellen ging, steht hier die prinzipielle Validierung eines LES-Modells – also auch des aufgelösten Anteils der Simulationsergebnisse – im Vordergrund. Als Vergleichsgrößen bieten sich die statistischen Momente der räumlichen Temperaturverteilung an. Messdaten für einen ersten Vergleich lagen bereits aus einer Messkampagne im Herbst 1999 in Lindenberg vor.

Die Validierung des LES-Modells ist in zwei Schritten geplant:

- Das LES-Modell soll möglichst unabhängig von der subskaligen Parametrisierungsmethode mit den Messdaten verglichen werden. Dafür muss eine hochauflösende Ver-

gleichssimulation mit so feiner Gitterweite durchgeführt werden, dass turbulente Strukturen in der Messhöhe des akustischen Tomographieverfahrens (üblicherweise 2 m über Grund) bereits vom Modell überwiegend aufgelöst werden. Aus dieser Bedingung ergibt sich eine sehr kleine Modellgitterweite, die deutlich unter der Gitterweite der akustischen Tomographiedaten liegt. Daher werden für den Vergleich die LES-Daten einer räumlichen Mittelung auf das tomographische Gitter unterzogen.

- Bei Wahl der Modellgitterweite in der Größe des tomographischen Gitters können durch quantitative Vergleiche mit den Messdaten sowie mit dem hochaufgelösten Referenzlauf verschiedene SGS-Modelle verglichen und bewertet werden.

Vor der Durchführung eines quantitativen Vergleichs zwischen Simulation und Messung müssen allerdings noch prinzipielle Fragen zu den Genauigkeiten von Mess- und Simulationsdaten sowie zu einer geeigneten Vergleichssituation geklärt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dabei besonderes Augenmerk auf die Modellrandbedingungen und Initialisierungsparameter gelegt, die bei einem quantitativen Vergleich mit Messdaten durch zusätzliche Messungen bereitgestellt werden müssen. In einer Parameterstudie wurde daher die Empfindlichkeit des Modells gegenüber den Initialisierungs- und Randbedingungen untersucht, um die Auswirkungen von Ungenauigkeiten in den durch Messungen bereitgestellten Modelleingangsparametern auf die Simulationsergebnisse quantifizieren zu können. Diese Fragestellung spielt generell bei quantitativen Vergleichen von Messdaten mit Simulationsdaten eine Rolle, wobei die Wahl der Vergleichsgrößen und der Vergleichssituation vom gewählten Experiment abhängt.

Des Weiteren ist es für die Bewertung des Vergleichs zwischen Modell und Experiment nötig, die Leistungsfähigkeit der akustischen Tomographie zu überprüfen, deren Anwendung in der Atmosphäre noch relativ neu ist. Dazu bietet ein Vergleich mit dem LES-Modell auch die Möglichkeit, das tomographische Verfahren auf Konsistenz zu überprüfen. Dies soll durch die Simulation von akustischen Laufzeitmessungen geschehen.

Die Messungen und Simulationen in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht sollten auch Informationen über die sich dort entwickelnden organisierten Strukturen liefern. Dabei bietet insbesondere eine Simulation mit derart feiner Gitterweite, wie sie für den Vergleich der bodennahen Messdaten durchgeführt wurde, die Möglichkeit, erstmals die Turbulenz in Bereichen aufzulösen, in denen sie sonst überwiegend parametrisiert werden musste.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich folgende Gliederung der Arbeit: In Kapitel 2 wird zunächst das LES-Modell PALM vorgestellt, das in dieser Arbeit validiert werden soll. Zur Vorbereitung einer zukünftigen SGS-Modellvalidierung wird in Kapitel 2.3 auch ein Überblick über die aktuelle Entwicklung von subskaligen Parametrisierungen in LES-Modellen gegeben und ein kurzer Vergleich von zwei in PALM implementierten SGS-Modellen vorgestellt. Nach einer kurzen Einführung in das Verfahren der akustischen Tomographie als das experimentelle Verfahren, mit dem der Vergleich durchgeführt werden soll (Kapitel 3), wird in Kapitel 4 mit der Empfindlichkeitsstudie auf einen zentralen Punkt bei der Vorbereitung von quantitativen Vergleichen eingegangen. Nach der Behandlung weiterer Voraussetzungen für eine Modellvalidierung wird in Kapitel 5 ein erster Vergleich mit den bereits vorhandenen Messdaten des Lindenberg-Experiment von 1999 durchgeführt. Daran schließt sich in Kapitel 6 die Bewertung des Tomographiealgorithmus durch einen Vergleich von tomographisch ausgewerteten simulierten Schalllaufzeiten mit den direkt vom Modell prognostizierten Temperaturfeldern an. Zuletzt soll in Kapitel 7 die besonders hohe Auflösung der Vergleichssimulation aus Kapitel 5 genutzt werden, um damit turbulente Strukturen in der bodennahen Grenzschicht genauer zu untersuchen und mit aktuellen Theorien zu solchen Strukturen zu vergleichen. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

## 2 Modellbeschreibung

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Grobstruktursimulationsmodell PALM (für **PA**rallelisiertes **LES**-Modell) wurde von Siegfried Raasch entwickelt (Raasch und Etling 1991; 1998). Um dem Bedarf an hochauflösenden Simulationen zur Untersuchung von Grenzschichtphänomenen gerecht werden zu können, wurde das Modell in den vergangenen Jahren parallelisiert, was aufgrund des Programmieraufwands quasi einem „Neuschreiben“ gleichkam. Der Einbau eines einfachen Wolkenmodells (nach dem Kessler-Schema, siehe Schröter 2002) und die Durchführung von Skalierungs- und Performancetests wurden im Rahmen eines Projektes von Michael Schröter und Siegfried Raasch durchgeführt. Informationen über die Parallelisierungsstrategie und die Performance und Skalierbarkeit des Modells können dem Artikel von Raasch und Schröter (2001) entnommen werden.

Da ausführliche Modellbeschreibungen in den Veröffentlichungen von Raasch und Etling (1991, 1998) sowie in zahlreichen Diplomarbeiten der vergangenen Jahre (z.B. Letzel 2001, Uhlenbrock 2001) zu finden sind, und in der Doktorarbeit von Schröter (2002) der Wolkenphysikteil sowie die Parallelisierung des Modells ausführlich beschrieben werden, soll an dieser Stelle nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

### 2.1 Simulation der konvektiven Grenzschicht mit Grobstruktursimulationsmodellen

Das Prinzip der Grobstruktursimulation (*large eddy simulation*, LES) ist es, entsprechend der Form des typischen Energiespektrums einer turbulenten Strömung Turbulenz im Produktionsbereich mit dem Modell aufzulösen, also direkt zu berechnen, und nur die energiearmen Turbulenzelemente kleiner Wellenlängen (im Inertialbereich) zu parametrisieren. Damit schließen sie die Lücke zwischen den Ensemble-gemittelten Modellen, in denen alle turbulenten Prozesse mit Hilfe von Turbulenzschließungsmodellen parametrisiert werden, und der Direkten Numerischen Simulation (DNS), bei der sämtliche Prozesse direkt berechnet werden können und die daher nur für Strömungen kleiner bis moderater Reynolds-Zahlen anwendbar ist.

Um im LES-Modell nur Turbulenzelemente ab einer bestimmten Größe zu simulieren, werden die Modellvariablen und Modellgleichungen entsprechend gefiltert (hier implizit durch Mittelung über ein Gittervolumen und einen Zeitschritt).

Dies ist nur sinnvoll, wenn die Filterskala (bzw. die Gitterweite)  $\bar{\Delta}$  des Modells im Bereich der Energiedissipation von energiereichen großen zu energieärmeren kleinen Wirbeln, also im Inertialbereich, liegt ( $\bar{\Delta} = \pi/k_{inertial}$ ). Die Größe des Modellgebietes ist durch die Wellenlänge gegeben, bei der das langwellige Minimum auftritt. Auf diese Weise wird der Fehler, der bei der Turbulenzschließung gemacht wird, so klein wie möglich gehalten. Speziell für die Prozesse in der konvektiven Grenzschicht bedeutet dies, dass die konvektiven Elemente wie die thermischen Aufwindschläuche (*thermals* und *plumes*), vom Modell aufgelöst werden und nur die kleineren turbulenten Wirbel als subskalige Diffusion parametrisiert werden.

Einen weitergehenden Überblick über die Simulation der atmosphärischen Grenzschicht

mit LES-Modellen findet man z.B. bei Wyngaard (1982), Mason (1994), Moeng (1998), Mason und Brown (1998), Chlond (1999) sowie Sagaut (2001).

## 2.2 Das LES-Modell PALM

Das LES-Modell PALM (für **PA**ralleliertes **LES** **M**odell) basiert auf den Boussinesq-approximierten, gefilterten Gleichungen für Impulserhaltung (Navier-Stokes-Gleichungen)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{u}_k \bar{u}_i}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} - (\varepsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k - \varepsilon_{i3k} f_3 u_{geo_k}) + g \frac{\bar{\theta}^*}{\theta_0} \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k}, \quad (2.1)$$

dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik (Erhaltung der inneren Energie)

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{u}_k \bar{\theta}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}'_k \bar{\theta}'}{\partial x_k}, \quad (2.2)$$

und der Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung), die sich im Falle der Boussinesq-Approximation folgendermaßen vereinfacht:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.3)$$

$\bar{\psi}$  kennzeichnet dabei die gefilterte Größe und  $\psi' = \psi - \bar{\psi}$  die Abweichung der gefilterten Größe von der ursprünglichen.  $\bar{u}_i$ , mit  $i = 1 - 3$ , sind die drei Komponenten des gefilterten Geschwindigkeitsfeldes (im weiteren auch mit  $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$  bezeichnet),  $f_i = (0, 2\Omega \cos \varphi, 2\Omega \sin \varphi)$  ist der Coriolisparameter mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$  und der geographischen Breite  $\varphi$ ,  $g$  ist die Schwerebeschleunigung,  $\theta$  die potentielle Temperatur,  $\rho$  die Luftdichte und  $p$  der Luftdruck.  $\varepsilon_{ijk}$  ist der alternierende Einheitstensor und  $\delta_{ij}$  das Kronecker-Symbol.  $\tau_{ki}$  bezeichnet den subskaligen Spannungstensor, auf den in Kapitel 2.3 noch genauer eingegangen wird. Über zwei gleiche Indizes ist nach der Einsteinschen Summationskonvention zu summieren. Gemäß der Boussinesq-Approximation stellen die mit einem Stern gekennzeichneten Größen die Abweichung von einem horizontal homogenen Grundzustand (den mit 0 gekennzeichneten Größen) dar. Eine ausführliche Beschreibung der Boussinesq-Approximation ist in Lehrbüchern zur theoretischen Meteorologie, z.B. bei Etling (2002) zu finden. Es ist anzumerken, dass die Boussinesq-Approximation nur in Fällen flacher Konvektion ( $z \leq 3000$  m) anwendbar ist.

Auf der untersten Rechenfläche wird im Modell eine Prandtl-Schicht angenommen, in der die Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie angewandt wird. Für die seitlichen Ränder gelten zyklische Randbedingungen. Die an einem Modellrand einströmende Luft entspricht also der am gegenüberliegenden Rand ausströmenden und enthält so den zuvor im Modellgebiet berechneten turbulenten Strömungsanteil. Am Oberrand des Modells ist eine Dämpfungsschicht eingebaut, die die Entwicklung von Schwerewellen in stabil geschichteten Luftschichten sowie deren Reflexion am Oberrand des Modellgebietes verhindern soll.

Die Diskretisierung der Gleichungen erfolgt auf einem dreidimensionalen, rechtwinkligen versetzten Gitter (*staggered grid*). Dabei sind die skalaren Größen auf den Mittelpunkten der jeweiligen Gittervolumina definiert, während die Vektorkomponenten um eine halbe Gitterweite in die jeweilige Raumrichtung versetzt auf dem Rand der jeweiligen Gittervolumina angeordnet sind. Diese Anordnung bietet den Vorteil, dass die Divergenz des Windfeldes ohne Interpolation auf dem Zellenmittelpunkt berechnet werden kann.

Räumliche Ableitungen werden durch zentrierte Differenzen approximiert. Im Modell können an Advektionsverfahren wahlweise das Verfahrens nach Piacsek und Williams (1970)

oder das Upstream-Spline-Verfahren verwendet werden. Für die Advektion skalarer Größen steht zusätzlich noch das Bott-Chlond-Verfahren (Chlond 1994) zur Verfügung.

Im vorliegenden Modell wird wahlweise ein Leap-Frog-Zeitschritt oder ein Euler-Zeitschritt durchgeführt (letzterer muss immer dann verwendet werden, wenn das Upstream-Spline-Advektionsverfahren angewandt wird). Der maximale Zeitschritt wird über das Diffusionskriterium und das CFL- (Courant-Friedrich-Lewy) Kriterium bestimmt.

## 2.3 Parametrisierungsverfahren in LES-Modellen

Prozesse, die in kleineren Skalen ablaufen, als sich bei vorgegebener Filterlänge bzw. Gitterweite auflösen lassen, müssen parametrisiert werden. Dies geschieht durch Rückführung der turbulenten Flüsse, wie man sie bei der Mittelbildung erhalten hat, auf die bekannten mittleren Größen. Die Parametrisierungsmodelle werden nach ihrer Bezeichnung im Englischen (*subgrid-scale* oder *subfilter-scale models*) meist kurz SGS-Modelle genannt.

Im Rahmen des bearbeiteten Projektes wurde als Alternative zum bereits vorhandenen SGS-Modell ein weiteres implementiert und mit dem „Standard-Modell“ in PALM verglichen. Es ist geplant, noch ein drittes SGS-Modell zu implementieren, um so eine eventuelle Bewertung dieser drei unterschiedlichen SGS-Modelle anhand von Vergleichen mit geeigneten hochaufgelösten Messdaten zu ermöglichen. Daher soll in diesem Kapitel ein Überblick über die aktuell in LES-Modellen verwendeten Parametrisierungsmodelle gegeben werden. Im Anschluss werden die Ergebnisse eines Vergleichs der beiden bereits in PALM implementierten SGS-Modelle vorgestellt.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst der Filtervorgang genauer beschrieben. Dann werden ein paar gängige Parametrisierungsverfahren in LES-Modellen vorgestellt. Einen ausführlicheren Überblick über Filterungs- und subskalige Parametrisierungsmethoden findet man z.B. in Lehrbüchern von Sagaut (2001) und Pope (2000). Bei Meneveau und Katz (2000) ist ebenfalls eine Übersicht über verschiedene in LES verwendete SGS-Modelle zu finden, wobei hier besonderer Fokus auf dynamische Modelle und Ähnlichkeitsmodelle bzw. „gemischte“ Modelle gelegt wurde. Mögliche Bewertungskriterien und die Performance in numerischen Simulationen werden von Meneveau und Katz (2000) ebenfalls diskutiert.

### 2.3.1 Die Filterung

In der Einleitung wurde bereits kurz das Prinzip der LES-Modellierung beschrieben, nämlich dass energietragende turbulente Strömungselemente vom Modell direkt simuliert werden, während kleine, energiearme Strukturen durch Verwendung eines Filters herausgefiltert werden. In verschiedenen LES-Modellen kommen unterschiedliche Filterfunktionen zur Anwendung. In vielen Modellen wird nicht explizit gefiltert, sondern der Filter kommt nur implizit, z.B. durch die Diskretisierung, zur Anwendung. Einer der am häufigsten verwendeten Filter ist der Box-Filter, der der Mittelung über ein bestimmtes Volumen, z.B. ein Gittervolumen, entspricht.

Im folgenden Abschnitt sollen exemplarisch die Filterverfahren nach Leonard (1974) und Schumann (1975) kurz erläutert werden.

### Leonard-Filterung

Bei der Leonard-Filterung wird die räumlich gefilterte Größe  $\bar{\psi}$  folgendermaßen berechnet:

$$\overline{\psi(\vec{x}, t)} = \int \psi(\vec{x} - \vec{r}, t) G(|\vec{r}|, \bar{\Delta}) d^3 r. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $\bar{\Delta}$  die Filterlänge, so dass Strukturen auf einer Skala kleiner als  $\bar{\Delta}$  herausgefiltert werden. Als klassische Filter in LES-Modellen werden Box-Filter, Gauss-Filter oder spektrale Abschneidefilter verwendet. Die entsprechenden Filterfunktionen  $G(\vec{r}, \bar{\Delta})$  haben dann folgendes Aussehen:

$$G(\vec{r}, \bar{\Delta}) = \begin{cases} 1/\bar{\Delta} & \text{für } |\vec{r}| \leq \frac{\bar{\Delta}}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{Box-Filter,} \quad (2.5)$$

$$G(\vec{r}, \bar{\Delta}) = \left( \frac{\gamma}{\pi \bar{\Delta}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \frac{-\gamma |\vec{r}|^2}{\bar{\Delta}^2}, \quad \gamma = \text{const.} \quad \text{Gauss-Filter,} \quad (2.6)$$

$$G(\vec{r}, \bar{\Delta}) = \frac{\sin k_c r}{k_c r}, \quad k_c = \frac{\pi}{\bar{\Delta}} \quad \text{spektraler Abschneidefilter.} \quad (2.7)$$

Folgende Eigenschaften müssen von der Filterfunktion erfüllt werden:

- Erhaltung von Konstanten:  $\Rightarrow \bar{a} = a \iff \int G(\vec{r}, \bar{\Delta}) d^3 r = 1$
- Linearität:  $\Rightarrow \overline{u+v} = \bar{u} + \bar{v}$
- Kommutativität mit Ableitungen:  $\Rightarrow \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial s} = \overline{\frac{\partial \psi}{\partial s}}$  mit  $s = x_i, t$

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass diese Filter nicht die Eigenschaften eines Reynolds-Operators haben, und entsprechend für gefilterte Größen im allgemeinen gilt:

$$\overline{\bar{\psi}} \neq \bar{\bar{\psi}} \quad (2.8)$$

$$\overline{\bar{\psi}'} \neq 0 \quad (2.9)$$

Wendet man die Leonard-Filterung auf ein Produkt zweier Größen an, so ergibt sich

$$\overline{u_i u_j} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} \quad (2.10)$$

$$= \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.11)$$

Die gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen sehen demnach folgendermaßen aus:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u_k u_i}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} - (\epsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k - \epsilon_{i3k} f_3 u_{geo_k}) + g \frac{\bar{\theta}^*}{\theta_0} \delta_{i3} - \frac{\partial \hat{\tau}_{ki}}{\partial x_k}, \quad (2.12)$$

wobei der subskalige Spannungstensor  $\hat{\tau}_{ij}$  definiert ist als

$$\hat{\tau}_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} = C_{ij} + R_{ij} \quad (2.13)$$

$$\text{mit } C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} \quad \text{Kreuzspannungstensor} \quad (2.14)$$

$$\text{und } R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad \text{Reynoldscher Spannungstensor.} \quad (2.15)$$

Da der Term  $\overline{\overline{u_i u_j}}$  aus Gleichung 2.12 nur bekannt ist, wenn die Filterfunktion zweimal auf den Term angewandt wird, hat Leonard (1974) eine weitere Unterteilung vorgenommen:

$$\overline{\overline{u_i u_j}} = (\overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{u_i u_j}) + \overline{u_i u_j} \quad (2.16)$$

$$= L_{ij} + \overline{u_i u_j}. \quad (2.17)$$

$L_{ij}$  wird Leonard-Tensor genannt und repräsentiert die Wechselwirkungen zwischen Strukturen aufgelöster Skalen. Mit Hilfe des Leonard-Tensors lässt sich der subskalige Spannungstensor  $\tau_{ij}$  neu definierten als

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{u_i u_j} \quad (2.18)$$

und die Navier-Stokes-Gleichungen lassen sich damit umformulieren zu

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u_k u_i}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p^*}}{\partial x_i} - (\epsilon_{ijk} f_j \overline{u_k} - \epsilon_{i3k} f_3 u_{geo_k}) + g \frac{\overline{\theta^*}}{\theta_0} \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k}. \quad (2.19)$$

### Schumann-Filterung

Bei der Schumann-Filterung entspricht der Filter einer Mittelung über diskrete, nicht überlappende Volumina. Durch diese Voraussetzung erhält der Filter die Eigenschaften einer Reynolds-Mittelung, d.h. in diesem Fall gilt:

$$\overline{\overline{\psi}} = \overline{\psi} \quad (2.20)$$

$$\overline{\overline{\psi'}} = 0. \quad (2.21)$$

Daraus ergibt sich entsprechend für die Filterung des Produktes zweier Größen

$$\overline{\overline{u_i u_j}} = \overline{(\overline{u_i} + u'_i)(\overline{u_j} + u'_j)} \quad (2.22)$$

$$= \overline{\overline{u_i u_j}} + \overline{\overline{u_i u'_j}} + \overline{\overline{u'_i u_j}} + \overline{\overline{u'_i u'_j}} \quad (2.23)$$

$$= \overline{\overline{u_i u_j}} + \overline{\overline{u'_i u'_j}}. \quad (2.24)$$

Die gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen lassen sich dann wie in Gl. 2.19 formulieren, wobei der subskalige Spannungstensor  $\tau_{ij}$  wie folgt definiert ist:

$$\tau_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i u_j}} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{u_i u_j} = \overline{\overline{u'_i u'_j}}. \quad (2.25)$$

Abschließend ist zur Filterung anzumerken, dass die letztendlich mit PALM berechneten Felder nicht nur durch die implizit angewandte, oben beschriebene analytische Filterung bestimmt, sondern noch durch weitere Faktoren beeinflusst werden. Zusätzliche Filterwirkung kommt durch die Wirkung der verwendeten numerischen Algorithmen zur Lösung der diskretisierten Gleichungen und durch das verwendete Subskalenmodell zustande. Die Filtereigenschaften dieser Prozesse lassen sich in der Regel nur *a posteriori* bestimmen (siehe z.B. Moeng und Wyngaard 1988).

### 2.3.2 Überblick über subskalige Parametrisierungsmodelle

Parametrisiert wird der subskalige Spannungstensor, der durch die Anwendung einer Filterfunktion auf die Modellgleichungen als zusätzlicher Term in den Gleichungen auftaucht (siehe Gl. 2.18 und 2.25):

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{u_i u_j} \\ &= L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} L_{ij} &= \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j && \text{Leonard-Spannungstensor} \\ C_{ij} &= \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} && \text{Kreuzspannungstensor} \\ R_{ij} &= \overline{u'_i u'_j} && \text{Reynolds-Spannungstensor.} \end{aligned}$$

Wird bei der Filterung ein Reynolds-Operator verwendet (z.B. Schumann-Filter, siehe Kapitel 2.3.1), so sind in dem Fall die Tensoren  $C_{ij}$  und  $L_{ij}$  gleich Null und  $\tau_{ij}$  reduziert sich auf den Reynoldsen Spannungstensor  $R_{ij}$ .

In vielen Modellen wird statt dessen nur der anisotrope Anteil des Schubspannungstensors

$$\tau_{ij}^r = \tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (2.26)$$

parametrisiert. In diesem Fall wird der isotrope Anteil dem Stördruck im Modell zugeschlagen

$$\pi = p^* + \frac{1}{3} \tau_{kk} \quad (2.27)$$

und die zu lösenden Bewegungsgleichungen erhalten folgendes Aussehen:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{u}_k \bar{u}_i}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \pi}{\partial x_i} - (\varepsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k - \varepsilon_{i3k} f_3 u_{geo_k}) + g \frac{\bar{\theta}^*}{\theta_0} \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ki}^r}{\partial x_k}. \quad (2.28)$$

### eddy-diffusion - Modelle

Mit den so genannten *eddy-diffusion*-Modellen werden subskalige Flüsse auf die Gradienten der aufgelösten Größen zurückgeführt. Mit unterschiedlichen Verfahren wird dann jeweils der Proportionalitätsfaktor, der turbulente Diffusionskoeffizient, bestimmt. Hier soll als bekanntestes Beispiel das Smagorinsky-Modell kurz präsentiert werden.

Das in der Vergangenheit am häufigsten in LES-Modellen verwendete SGS-Modell ist das **Smagorinsky-Modell** (Smagorinsky 1963). Hier wird der subskalige Spannungstensor folgendermaßen parametrisiert:

$$\tau_{ij}^r \approx -2\nu \bar{S}_{ij}; \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.29)$$

mit dem Scherspannungstensor (*filtered strain-rate tensor*)  $\bar{S}_{ij}$  und dem turbulenten Diffusionskoeffizienten  $\nu$  – oder in der in PALM verwendeten Notation (siehe auch Kapitel 2.4):

$$\tau_{ij}^r \approx -K_m \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.30)$$

Der Produktionsterm turbulenter kinetischer Energie (TKE) wird dabei folgendermaßen bestimmt:

$$P = -\tau_{ij}^r \bar{S}_{ij} \approx 2\nu \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} = \nu \bar{S}^2 \quad (2.31)$$

mit

$$\bar{S} = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}. \quad (2.32)$$

Nach dem Mischungswegansatz ( $\nu = l u_c = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$ ) wird der turbulente Diffusionskoeffizient  $\nu$  folgendermaßen berechnet:

$$\nu = l^2 \bar{S} = (C_s \bar{\Delta})^2 \bar{S}. \quad (2.33)$$

Dabei ist  $C_s$  die Smagorinsky-Konstante und  $\bar{\Delta}$  die Filterlänge.

Die Smagorinsky-Parametrisierung birgt allerdings einige Probleme:

- $C_s$  ist bei diesem Ansatz eine Konstante, es hat sich allerdings gezeigt, dass der Wert für  $C_s$  in unterschiedlichen Strömungsregimen variiert (z.B.  $C_s = 0.1$  in Kanalströmungen,  $C_s = 0.2$  bei isotroper homogener Turbulenz).
- Die Parametrisierung wirkt dissipativ.
- Es ist keine Rückstreuung von subskaligen Strukturen zu aufgelösten Strukturen möglich.
- Die Parametrisierung gilt nur für lokal isotrope Turbulenz. Diese Bedingung ist allerdings in der Nähe von Rändern nicht erfüllt.
- Untersuchungen von Mason und Thomson (1992) haben gezeigt, dass die bodennahe Windscherung überschätzt wird.

Deardorff (1980) hat daher das Smagorinsky-Modell modifiziert. Bei seinem Ansatz wird der turbulente Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der subskaligen turbulenten kinetischen Energie berechnet. Da dieser Ansatz – eine so genannte „Schließung ein-einhalbter Ordnung“ – standardmäßig in PALM verwendet wird, folgt eine genauere Beschreibung in Abschnitt 2.4.

Für Fälle, in denen die Bedingung der lokalen Isotropie nicht erfüllt ist (in der Nähe von festen Rändern wie z.B. dem Boden in einer atmosphärischen Grenzschicht), haben Sullivan et al. (1994) nach einem Ansatz von Schumann (1975) zur besseren Beschreibung der Turbulenz am unteren Rand einen weiteren Term zur Parametrisierung von  $\tau_{ij}^r$  hinzugefügt und damit ein zweiteiliges Diffusionsmodell (*two-part eddy viscosity model*) entwickelt. Damit kann der Einfluss der mittleren Scherung des bodennahen Windes gesondert berücksichtigt werden. Dieser Ansatz wurde als Alternative zum Deardorff-Ansatz in PALM implementiert und ist daher ebenfalls in Abschnitt 2.4 genauer beschrieben.

### Dynamische Modelle

In den dynamischen Modellen wird der zur Berechnung des Diffusionskoeffizienten benötigte Parameter  $C_s$  zu jedem Zeitschritt und an jedem Punkt bestimmt, basierend auf Skalenähnlichkeiten bzgl. der kleinsten aufgelösten Strukturen und unter der Annahme der Skalenunabhängigkeit dieses Parameters. Dazu wird  $C_s$  auf bekannte bzw. „berechenbare“ Größen zurückgeführt und rechnerisch bestimmt. Hier soll exemplarisch das dynamische Modell von Germano et al. (1991) vorgestellt werden. Um die Zahl der unbekanntenen Größen zu verringern, wird bei diesem Ansatz zweimal eine Filterung durchgeführt. Dazu nutzen Germano et al. (1991) zwei Filter verschiedener Skalen,

- den so genannten „Gitterfilter“ mit der Filterskala  $\bar{\Delta}$  und der Filterfunktion  $G(\vec{r}, t)$ , so dass die gefilterte Größe  $\bar{u}$  lautet:

$$\overline{u(\vec{x}, t)} = \int u(\vec{x} - \vec{r}, t) G(|\vec{r}|, \bar{\Delta}) d\vec{r}$$

- und den „Testfilter“ mit der Filterskala  $\tilde{\Delta}$ , so dass die gefilterte Größe  $\tilde{u}$  lautet:

$$\widetilde{u(\vec{x}, t)} = \int u(\vec{x} - \vec{r}, t) G(|\vec{r}|, \tilde{\Delta}) d\vec{r}.$$

$u$  ist unbekannt,  $\bar{u}$  ist der jeweilige Gitterwert des Modells und die zweimal gefilterte Größe  $\widetilde{\bar{u}}$  kann bei vorgegebener Filterfunktion berechnet werden. Die Unbekannte  $u$  lässt sich demnach aufspalten in

$$u = \widetilde{\bar{u}} + (\bar{u} - \widetilde{\bar{u}}) + u' .$$

Dabei beschreibt  $\widetilde{\bar{u}}$  Prozesse, die größer als die Filterskala  $\widetilde{\Delta}$  sind,  $\bar{u} - \widetilde{\bar{u}}$  sind turbulente Prozesse mit einer Skala zwischen  $\widetilde{\Delta}$  und  $\bar{\Delta}$  und  $u'$  beschreibt die Prozesse der Skalen kleiner als  $\bar{\Delta}$ . Den Term  $\bar{u} - \widetilde{\bar{u}}$  kann man dabei sowohl als den Anteil der kleinsten aufgelösten Strukturen bzgl. des  $\bar{\Delta}$ -Filters, als auch als Anteil der größten nicht aufgelösten Strukturen bzgl. des  $\widetilde{\Delta}$ -Filters interpretieren.

Unter Berücksichtigung dieser Aufspaltung haben Germano et al. (1991) verschiedene Spannungstensoren definiert:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.34)$$

$$T_{ij} = \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\bar{u}_i \bar{u}_j} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} L_{ij} &= T_{ij} - \widetilde{\tau}_{ij} \quad (2.36) \\ &= \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\bar{u}_i \bar{u}_j} . \end{aligned}$$

Dabei ist  $\tau_{ij}$  der subskalige Spannungstensor, während  $T_{ij}$  die Spannungen durch die bzgl. des Gitterfilters schon aufgelösten und nur bzgl. des  $\widetilde{\Delta}$ -Filters noch nicht aufgelösten Prozesse beschreibt. Der „Differenztensor“  $L_{ij}$  hängt nur von den gefilterten Größen  $\bar{u}_i$  und  $\widetilde{\bar{u}_i}$  ab und kann daher explizit berechnet werden.

Nach dem Smagorinsky-Ansatz lässt sich der anisotrope Teil des subskaligen Spannungstensors folgendermaßen parametrisieren (siehe Gl. 2.29 und 2.33):

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^r &\approx -2\nu \bar{S}_{ij} = -2C_{sn} \bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} \\ \text{mit } C_{sn} &= C_s^2 . \end{aligned}$$

Für  $T_{ij}$  bzgl. der Filterlänge  $\widetilde{\Delta}$  wird derselbe Ansatz gemacht:

$$T_{ij}^r = T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} \approx -2C_{sn} \widetilde{\Delta}^2 \widetilde{S}_{ij} . \quad (2.37)$$

Der anisotrope Anteil von  $L_{ij}$

$$L_{ij}^r = L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij}$$

lässt sich damit wie folgt parametrisieren

$$L_{ij}^r = T_{ij}^r - \widetilde{\tau}_{ij}^r \approx -2C_{sn} \left( \widetilde{\Delta}^2 \widetilde{S}_{ij} - \bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} \right) = C_{sn} M_{ij} . \quad (2.38)$$

Dabei wird der Tensor  $M_{ij}$  definiert als

$$M_{ij} := 2\bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} - 2\widetilde{\Delta}^2 \widetilde{S}_{ij} . \quad (2.39)$$

Da  $L_{ij}$  und  $M_{ij}$  sich explizit berechnen lassen, kann man nun über die Gleichung 2.38 den gesuchten Parameter  $C_{sn}$  berechnen. Lilly (1992) leitete dazu nach der Methode der kleinsten Quadrate die folgende Gleichung her:

$$C_{sn} = \frac{M_{ij} L_{ij}}{M_{kl} M_{kl}}$$

oder zur besseren Stabilität des Modells

$$C_{sn} = \frac{\langle M_{ij}L_{ij} \rangle}{\langle M_{kl}M_{kl} \rangle} \quad (2.40)$$

wobei die eckigen Klammern ein statistisches Mittel – z.B. ein horizontales Mittel bei horizontaler Homogenität – bezeichnen.

Auf diese Weise lässt sich der Parameter  $C_{sn}$  und damit der Smagorinsky-Parameter  $C_S$  auf bekannte Größen zurückführen und zu jedem Zeitschritt und an jedem Gitterpunkt berechnen. Allerdings wurde hierbei noch die Annahme gemacht, dass  $C_{sn}$  bzw.  $C_S$  skalenunabhängig ist, denn sowohl zur Parametrisierung von  $\tau_{ij}$  als auch zur Parametrisierung der größeren Strukturen  $T_{ij}$  wurde derselbe Parameter verwendet. Porté-Agel et al. (2000) haben als Alternative ein skalenabhängiges dynamisches SGS-Modell entwickelt, mit dem sie im Test für eine neutrale Grenzschicht gute Ergebnisse erzielten.

Die Eigenschaften des dynamischen Modells seien hier kurz folgendermaßen zusammengefasst:

- $C_{sn}$  ist nicht mehr konstant, sondern kann entsprechend der Strömungseigenschaften in Raum und Zeit variieren.
- $C_{sn}$  kann negative Werte annehmen, d.h. das Modell kann lokal einen anti-dissipativen Effekt haben. Dies wird oft als Modellierung von Rückstreuungseffekten interpretiert, kann aber auf der anderen Seite zu numerischen Instabilitäten führen.

### Ähnlichkeitsmodelle oder „gemischte“ Modelle

Bei den so genannten „gemischten Modellen“ wird die Annahme gemacht, dass der Smagorinsky-Ansatz nur für die Summe  $C_{ij} + R_{ij}$  gilt. Der Beitrag des Leonard-Spannungstensors  $L_{ij}$  wird explizit hinzugefügt (z.B. Bardina et al. 1980):

$$\tau_{ij}^r = \underbrace{\left( L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} \right)}_{\text{Bardina-Modell}} - 2C_{sn} \bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} . \quad (2.41)$$

Weitere Beispiele dazu sind bei Zang et al. (1993) und Vreman et al. (1997) zu finden.

### „Rückstreu“-Modelle

Bei diesen Modellen wird explizit der Energietransfer von den subskaligen Energien hin zu den aufgelösten modelliert (daher heißen sie im Englischen *stochastic backscatter models*).

So wird z.B. bei Leith (1990) ein zusätzlicher Beschleunigungsterm  $a_i$  zu den Bewegungsgleichungen addiert, der zu jedem Zeitschritt und an jedem Punkt aus einem isotropen, räumlich und zeitlich zufällig verteiltem Vektorpotential  $\Phi$  über den Zusammenhang  $\rho a_i = \partial \Phi / \partial x_i$  bestimmt wird. Während bei Leith (1990) die Rückwärts-Streuprozesse völlig von der subskaligen Modellierung der „Vorwärtsstreuung“ entkoppelt sind, stellen Mason und Thomson (1992) hier eine Kopplung her.

Am anschaulichsten ist das Modell von Schumann (1995). Hier wird bei der Parametrisierung von  $\tau_{ij}^r$  ein zusätzlicher Term addiert:

$$\tau_{ij}^r = -\nu \bar{S}_{ij} + R_{ij}^{St} . \quad (2.42)$$

$R_{ij}^{St}$  wird stochastischer Spannungstensor genannt und hat die Eigenschaft

$$\langle R_{ij}^{St} \rangle = 0 .$$

$R_{ij}^{St}$  sei definiert als

$$R_{ij}^{St} = \gamma_m \left( v_i v_j - \frac{2}{3} \bar{e} \delta_{ij} \right) \quad (2.43)$$

mit  $v_i$  als zufälliger Geschwindigkeitskomponente

$$v_i = \sqrt{\frac{2\bar{e}}{3}} g_i = \sqrt{\frac{u'_i u'_i}{3}} g_i \quad (2.44)$$

und der turbulenten kinetischen Energie  $\bar{e} = \overline{u'_i u'_i} / 2$ , auf die in Kapitel 2.4 genauer eingegangen wird.  $g_i$  ist eine Zufallszahl, für die gilt:

$$\langle g_i \rangle = 0 \quad \text{und} \quad \langle g_i(\vec{x}, t) g_j(\vec{x}', t') \rangle = \delta_{ij} \delta(\vec{x} - \vec{x}') \exp\left(-\frac{|t - t'|}{\tau_v}\right) .$$

$\tau_v$  ist dabei die charakteristische Korrelationszeit, für die gilt:

$$\frac{\tau_v \sqrt{\bar{e}}}{\Delta} \approx 1 . \quad (2.45)$$

Der Parameter  $\gamma_m$  bestimmt den Anteil zufälliger Spannungen und wird aus folgender Beziehung berechnet:

$$\gamma_m^2 = \frac{\int_{k_c}^{nk_c} k^{-2m} dk}{\int_{k_c}^{\infty} k^{-2m} dk} = 1 - n^{1-2m} .$$

Dabei bezeichnet  $[k_c, nk_c]$  das Intervall der Skalen (in Wellenzahlen ausgedrückt), die bei der Rückstreuung aktiv sind.  $m$  ist die Steigung des Spektrums. Unter der Annahme, dass das Spektrum die Steigung  $m = -\frac{5}{3}$  aufweist, ergibt sich für  $n = 2$   $\gamma_m = 0.9$ .

## 2.4 Parametrisierungsverfahren in PALM

In PALM wird bislang standardmäßig die Parametrisierung nach Deardorff (1980) verwendet (siehe 2.3.2). Bei diesem Ansatz wird der subskalige Anteil turbulenter Flüsse unter Verwendung des Gradientansatzes parametrisiert:

$$\tau_{ij}^r = -K_m \left( \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.46)$$

und

$$\overline{u'_i \theta'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} . \quad (2.47)$$

Im Unterschied zum Smagorinsky-Modell wird der turbulente Diffusionskoeffizient ( $\nu$ , wie er in Kapitel 2.3.2 bezeichnet wurde oder  $K_m$ , wie er in PALM genannt wird) in Abhängigkeit von der turbulenten kinetischen Energie  $e$  berechnet:

$$K_m(\vec{x}, t) = C_m l \sqrt{\bar{e}(\vec{x}, t)} \quad (2.48)$$

$$\text{mit} \quad \bar{e} = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} . \quad (2.49)$$

$l$  ist dabei die Mischungsweglänge, die in PALM folgendermaßen bestimmt wird:

$$l = \begin{cases} \min\left(0.7z, \Delta_s, 0.76\sqrt{\bar{e}}\left(\frac{g}{\theta_0}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\right)^{-\frac{1}{2}}\right) & : \text{ bei stabiler Schichtung} \\ \min(0.7z, \Delta_s) & : \text{ sonst} \end{cases} \quad (2.50)$$

$$\Delta_s = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}} \quad (2.51)$$

$$C_m = \text{const.} = 0.1 .$$

$\Delta_s$  wird effektive Gitterweite genannt. Die von Deardorff (1980) eingeführte so genannte Stabilitätslänge  $0.76\sqrt{\bar{e}}\left(\frac{g}{\theta_0}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\right)^{-\frac{1}{2}}$  wird nur in stabil geschichteten Bereichen verwendet und ermöglicht dort Mischungswege  $l$ , die kleiner als die Gitterweite des Modells sind. Bei neutraler und labiler Schichtung ist in LES-Modellen – im Gegensatz zu anderen Grenzschichtmodellen – der Mischungsweg durch die effektive Gitterweite  $\Delta_s$  begrenzt, um zu gewährleisten, dass nur die Prozesse parametrisiert werden, die kleiner als die Filterlänge des Modells sind. In PALM – und einigen anderen LES-Modellen – wird der Einfachheit halber und aus rechenzeitökonomischen Gründen  $\bar{\Delta} = \Delta_s$  angenommen.

Der Diffusionskoeffizient für Wärme wird aus dem für Impuls über den empirischen Zusammenhang

$$K_h = \left(1 + \frac{2l}{\Delta_s}\right) K_m \quad (2.52)$$

bestimmt und die turbulente kinetische Energie  $e$  mittels der Bilanzgleichung (auch kurz TKE-Gleichung genannt)

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} - \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} \overline{u'_3 \theta'} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{u'_j \left( e + \frac{p'}{\rho_0} \right)} \right\} - \varepsilon \quad (2.53)$$

prognostiziert. Dabei werden die turbulenten Flüsse von Turbulenzenergie und Druckschwankungen ebenfalls mittels Gradientensatz

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{u'_j \left( e + \frac{p'}{\rho_0} \right)} \right\} = -\frac{\partial}{\partial x_j} K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} \quad (2.54)$$

mit  $K_e = 2K_m$  parametrisiert.  $\bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j}$  beschreibt die Advektion von Turbulenzenergie mit dem mittleren Wind,  $\frac{g}{\theta_0} \overline{u'_3 \theta'}$  die Energieproduktion bzw. -vernichtung durch Auftrieb,  $\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$  die Energieproduktion durch Scherströmungen und  $\varepsilon$  ist die Dissipation durch molekulare Reibung. Der Dissipationsterm wird im Modell folgendermaßen parametrisiert:

$$\varepsilon = c_e \frac{\bar{e}^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (2.55)$$

$$\text{mit } c_e = 0.19 + 0.74 \frac{l}{\Delta_s} . \quad (2.56)$$

Dabei entspricht die Gleichung für  $c_e$  hier nicht mehr dem Deardorff-Ansatz, sondern der von Moeng und Wyngaard (1988) hergeleiteten Form.

Um verschiedene Subskalenmodelle vergleichen und langfristig auch bewerten zu können, wurde als ein weiteres SGS-Modell das von Sullivan et al. (1994) in PALM implementiert, so dass nun wahlweise das Deardorff-Modell oder das Modell von Sullivan et al. (1994) benutzt werden kann. Das SGS-Modell von Sullivan et al. (1994) stellt eine weitere Modifikation des

Smagorinsky- bzw. Deardorff-Ansatzes für inhomogene Turbulenz dar. Gegenüber anderen Modellen hat es den Vorteil, mit relativ einfachen Mitteln und geringem zusätzlichen Rechenaufwand bezüglich der Reduktion der bodennahen Windscherung im Modell gute Ergebnisse zu erzielen.

Dieses SGS-Modell berücksichtigt, dass in der Nähe von festen Rändern (also z.B. in Bodennähe) die Bedingung der lokalen Isotropie nicht erfüllt ist. Nach einem Ansatz von Schumann (1975) zur besseren Beschreibung der Turbulenz am unteren Rand haben Sullivan et al. (1994) einen weiteren Term zur Parametrisierung von  $\tau_{ij}$  hinzugefügt, der explizit den Einfluss der mittleren Scherung des bodennahen Windes berücksichtigen soll (daher die Bezeichnung *two-part eddy viscosity model*):

$$\tau_{ij} = -2\gamma\nu\bar{S}_{ij} - 2\nu_T \langle \bar{S}_{ij} \rangle . \quad (2.57)$$

Dabei bezeichnen die eckigen Klammern ein statistisches Mittel, bei horizontaler Homogenität z.B. ein horizontales Mittel. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt den Anteil isotroper Turbulenz, während der zweite Term auf der rechten Seite den inhomogenen Anteil darstellt. Letzterer ist besonders in Randnähe groß, im Bereich der Mischungsschicht dominiert dagegen der isotrope Anteil und das Modell ist dort identisch mit dem Deardorff-Ansatz.

$\nu$  wird wie im konventionellen Deardorff-Ansatz nach Gleichung 2.48 berechnet, allerdings wird die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie modifiziert: Da der Einfluss der mittleren Windscherung nun durch den zusätzlichen Term berücksichtigt wird, wird er hier bei der Berechnung der Energieproduktion durch Scherung abgezogen, so dass der im Sullivan-Modell verwendete Produktionsterm in der TKE-Bilanzgleichung lautet:

$$P = 2\gamma\nu (\bar{S}_{ij} - \langle \bar{S}_{ij} \rangle) (\bar{S}_{ij} - \langle \bar{S}_{ij} \rangle) . \quad (2.58)$$

$\nu_T$ , der turbulente Diffusionskoeffizient für die inhomogene Turbulenz, wird wiederum nach dem Mischungswegansatz  $\nu = l^2 |\partial u / \partial z|$  folgendermaßen bestimmt:

$$\nu_T = (C_k L_m)^2 \sqrt{2 \langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle} . \quad (2.59)$$

In der Prandtl-Schicht gilt

$$\sqrt{2 \langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle} \approx \frac{\partial u_h}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_m, \quad (2.60)$$

mit der von-Kármán-Konstante  $\kappa$ . Des weiteren nimmt man an, dass in der der Prandtl-Schicht bei der Berechnung der Impulsflüsse vor allem der mittlere Scherspannungstensor eine Rolle spielt, so dass sich die Impulsflüsse näherungsweise nach

$$\langle \tau_{uw} \rangle = -(\langle \gamma \nu \rangle + \nu_T) \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \quad (2.61)$$

$$\langle \tau_{vw} \rangle = -(\langle \gamma \nu \rangle + \nu_T) \frac{\partial \langle \bar{v} \rangle}{\partial z} \quad (2.62)$$

berechnen lassen. Daraus und aus der Bedingung, dass das Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit gleich der Summe aus subskaligen und vom Modell aufgelösten Impulsflüssen sein muss, also dass

$$u_*^2 = \sqrt{\langle \tau_{uw} \rangle^2 + \langle \tau_{vw} \rangle^2} + \sqrt{\langle u'w' \rangle^2 + \langle v'w' \rangle^2}, \quad (2.63)$$

ergibt sich für  $v_T$  in der Prandtl-Schicht

$$v_T(z = z_p) = \frac{\kappa z_p u_*}{\Phi_m(z_p)} - \langle \mathcal{W} \rangle - \frac{\kappa z_p \sqrt{\langle u'w' \rangle^2 + \langle v'w' \rangle^2}}{u_* \Phi_m(z_p)} \quad (2.64)$$

und in den übrigen Höhen

$$v_T(z) = v_T(z_p) \frac{\kappa z_p}{u_* \Phi_m(z_p)} \sqrt{2 \langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle}. \quad (2.65)$$

Den Isotropiefaktor  $\gamma$  erhält man aus

$$\gamma = \frac{S'}{S' + \langle S \rangle},$$

wobei die gemittelte Scherspannung  $\langle S \rangle$  und das Mittel über ihre Fluktuationen  $S'$  folgendermaßen definiert sind:

$$\begin{aligned} S' &= \sqrt{2 \langle (\bar{S}_{ij} - \langle \bar{S}_{ij} \rangle) (\bar{S}_{ij} - \langle \bar{S}_{ij} \rangle) \rangle} \\ \langle S \rangle &= \sqrt{2 \langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle}. \end{aligned}$$

#### 2.4.1 Vergleich der in PALM implementierten SGS-Modelle

In den bekanntesten LES-Modellen zur Studie atmosphärischer Strömungen (Moeng 1984, Mason 1989, Schmidt und Schumann 1989 und Nieuwstadt und Brost 1986) wurde ursprünglich (und wird teilweise noch), wie in PALM, das subskalige Parametrisierungsverfahren nach Smagorinsky (z.B. bei Mason 1989) verwendet, oft in der durch Deardorff (1980) modifizierte Form (Moeng 1984, Nieuwstadt und Brost 1986, PALM). Nur Schmidt und Schumann (1989) verwenden ein aufwendigeres Parametrisierungsschema 2.Ordnung.

Smagorinsky- und Deardorff-Ansatz weisen allerdings in der Nähe von festen Rändern, also insbesondere in Bodennähe, aufgrund der oben erwähnten Annahme isotroper Turbulenz einige Mängel auf: Die bodennahe Windscherung wird mit diesen SGS-Modellen deutlich überschätzt (siehe z.B. Mason und Thomson 1992, Moeng und Sullivan 1994). Um diesen Fehler zu beseitigen, wurden in den letzten Jahren einige neue SGS-Modelle entwickelt.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein quantitativer Vergleich von Messdaten und LES-Daten vorbereitet und – soweit möglich – durchgeführt werden, der sich auch zur Bewertung von Subskalenmodellen eignet. Dazu wurde zunächst das SGS-Modell von Sullivan, McWilliams und Moeng (1994) in PALM implementiert und mit dem Standard-SGS-Modell in PALM, dem SGS-Modell nach Deardorff (1980), verglichen.

Dazu wurden Simulationen einer neutralen Grenzschicht und einer schwach konvektiven Grenzschicht mit starker Scherung des mittleren Windes – beide entsprechend den von Moeng und Sullivan (1994) und Sullivan et al. (1994) vorgestellten Simulationen – durchgeführt und ausgewertet. Im folgenden werden die Ergebnisse der Simulation einer schwach konvektiven Grenzschicht ( $\overline{w'\theta'}_0 = 0.02 \text{ K m s}^{-1}$ ) mit starker Windscherung ( $u_g = 15 \text{ m s}^{-1}$ ) entsprechend der Simulation SB3 von Sullivan et al. (1994) herausgegriffen. Somit können die beiden SGS-Modelle an sich als auch die mit PALM erzeugten Simulationsergebnisse mit den von Sullivan, McWilliams und Moeng (1994) erzeugten verglichen werden.

Abb. 2.1 zeigt die dimensionslose Windscherung

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \bar{v}_h}{\partial z} = \Phi_m$$

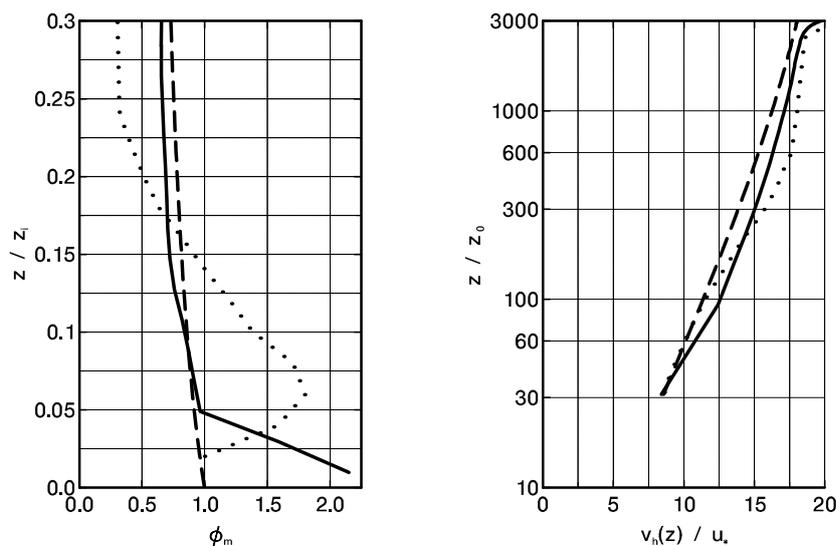


Abbildung 2.1: Dimensionslose Windscherung  $\Phi_m$  in Abhängigkeit von  $z/z_i$  (links) und dimensionsloser bodennaher Horizontalwind  $v_h$  als Funktion von  $z/z_0$  (rechts), simuliert mit dem SGS-Modell nach Deardorff (1980). Durchgezogene Linie: PALM-Simulationsergebnisse; gestrichelte Linie: theoretische Lösung; gepunktete Linie: Ergebnisse von Sullivan et al. (1994).

als Funktion der Höhe (mit der Grenzschichthöhe  $z_i$  normiert – links) sowie den dimensionslosen bodennahen Wind  $v_h/u_*$ , ebenfalls in Abhängigkeit von der Höhe (mit  $z_0$  normiert – rechts) für den Fall schwacher Konvektion und starker bodennaher Windscherung. Hier wurde das SGS-Modell nach Deardorff (1980) verwendet. Die Daten wurden mit PALM (durchgezogene Linie) und von Sullivan et al. (1994) mit dem LES-Modell von Moeng (1984) (gepunktete Linie) erzeugt. Die gestrichelte Linie stellt die theoretische Lösung nach der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie dar und ist im linken Bild identisch mit der Dyer-Businger-Funktion  $\Phi_m$  für den Impuls.

Beide Modelle zeigen in Bodennähe eine deutliche Überschätzung der bodennahen Windscherung: Bei PALM ist der Fehler in der ersten Gitterebene (in der Prandtl-Schicht) maximal, in der die Turbulenzelemente nur durch die Subskala repräsentiert werden. Da mit PALM im ersten Gitterniveau auch relativ hohe Werte für die turbulente kinetische Energie simuliert werden, ist diese Abweichung eventuell ein Hinweis auf eine fehlerhafte untere Randbedingung für die turbulente kinetische Energie. Bei Sullivan et al. (1994) tritt die maximale Windscherung oberhalb der Prandtl-Schicht in einem Übergangsbereich auf, in dem zu gleichen Teilen vom Modell aufgelöste und subskalige Turbulenzelemente existieren. Bereits ab der dritten Gitterebene zeigt PALM eine sehr gute Übereinstimmung mit der theoretischen Lösung.

Der Graph des normierten bodennahen Windes zeigt ähnliches: Für die untersten Gitterwerte ( $z/z_0 < 200$ ) zeigt PALM die größere Abweichung von der theoretischen Lösung, während für den Bereich ( $z/z_0 > 200$ ) das Modell von Moeng (1984) den größeren Fehler aufweist.

Abb. 2.2 zeigt dieselben Größen, nun aber simuliert mit dem SGS-Modell nach Sullivan et al. (1994). Während bei Sullivan et al. (1994) der neue SGS-Ansatz zu einer starken Reduk-

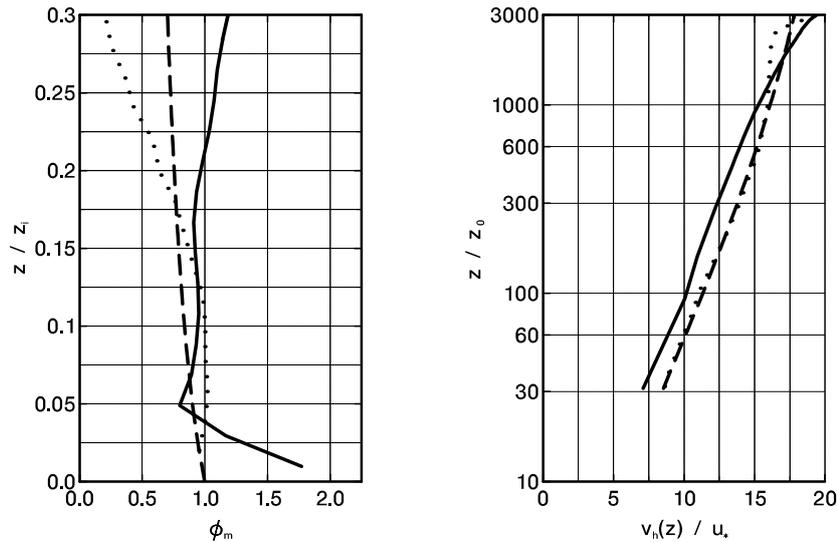


Abbildung 2.2: Dimensionslose Windscherung  $\Phi_m$  in Abhängigkeit von  $z/z_i$  (links) und dimensionsloser bodennaher Wind  $v_h$  als Funktion von  $z/z_0$  (rechts), simuliert mit dem SGS-Modell nach Sullivan et al. (1994). Durchgezogene Linie: PALM-Simulationsergebnisse; gestrichelte Linie: theoretische Lösung; gepunktete Linie: Ergebnisse von Sullivan et al. (1994).

tion der dimensionslosen Windscherung im Übergangsbereich von subskaliger zu aufgelöster Turbulenz geführt hat (von 1.75 auf ca. 0.2), ist diese bei PALM in der ersten Gitterebene nur leicht zurückgegangen (von 2.2 auf 1.8). In den übrigen dargestellten Höhen wurde keine Verbesserung gegenüber der Simulation mit dem Deardorff-SGS-Modell erreicht, allerdings sind die auftretenden Abweichungen von ähnlicher Größenordnung wie bei Sullivan et al. (1994). Bei dem normierten Horizontalwind hat die Verwendung des neuen SGS-Ansatzes bei Sullivan et al. (1994) zu einer sehr guten Übereinstimmung von theoretischer und simulierter Kurve geführt. Bei PALM stimmen dagegen nur die Kurvensteigungen überein, der Betrag des dimensionslosen bodennahen Windes wird fast im gesamten dargestellten Bereich um 2 bis 2.5 unterschritten.

Die in Abb. 2.1 und Abb. 2.2 gezeigten Unterschiede zwischen PALM und dem Modell von Moeng (1984) können zahlreiche Ursachen haben: Nahe liegend ist der Einfluss der Parametrisierung der Prandtl-Schicht. In PALM werden die Größen der Prandtl-Schicht (die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , die charakteristische Temperatur  $\vartheta_*$ , die bodennahen Impulsflüsse  $\overline{u'w'_{Pr}}$  und  $\overline{v'w'_{Pr}}$ ) lokal berechnet, während sie bei Moeng (1984) als horizontale Mittelwerte berechnet und in einem zweiten Schritt lokal modifiziert werden. Um dies zu überprüfen, wurde die Prandtl-Schicht-Parametrisierung nach Moeng (1984) testweise in PALM implementiert.

Abb. 2.3 und Abb. 2.4 stellen die Ergebnisse für die dimensionslose Windscherung und das bodennahe Windprofil mit neuer Parametrisierung der Prandtl-Schicht für das Deardorff-SGS-Modell (Abb. 2.3) und das Sullivan-SGS-Modell (Abb. 2.4) dar. Bei Verwendung des SGS-Modells nach Deardorff (1980) führt die veränderte Berechnung der Größen der Prandtl-Schicht zwar nicht zu einer Reduzierung des Maximums der dimensionslosen Windscherung am ersten Gitterpunkt (Abb. 2.3 links), aber doch dazu, dass die Windscherung mit der Höhe

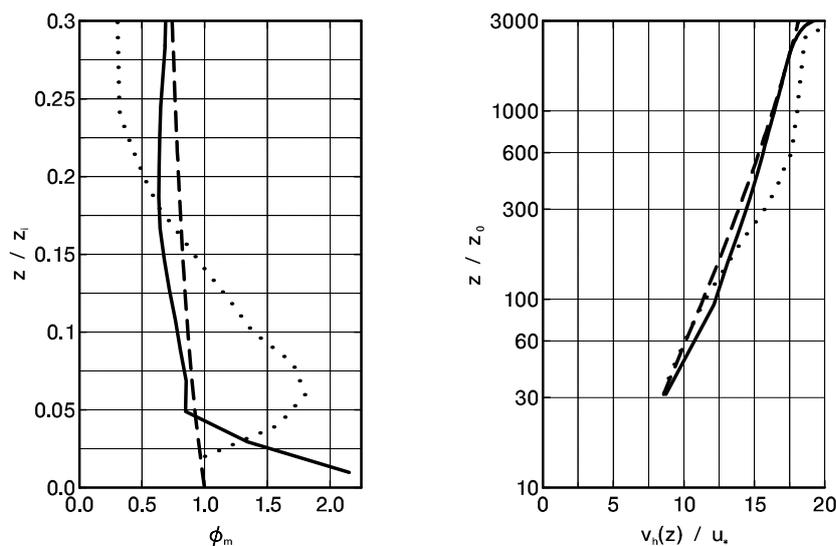


Abbildung 2.3: Dimensionslose Windscherung  $\Phi_m$  in Abhängigkeit von  $z/z_i$  (links) und dimensionsloser bodennaher Wind  $v_h$  als Funktion von  $z/z_0$  (rechts), simuliert mit dem SGS-Modell nach Deardorff (1980) und der Prandtl-Schicht-Parametrisierung nach Moeng (1984). Durchgezogene Linie: PALM-Simulationsergebnisse; gestrichelte Linie: theoretische Lösung; gepunktete Linie: Ergebnisse von Sullivan et al. (1994).

etwas schneller abnimmt. Das normierte logarithmische Windprofil (rechts) weicht nun nur noch sehr gering von der theoretischen Lösung ab.

Verwendet man aber das SGS-Modell nach Sullivan et al. (1994) in PALM zusammen mit der modifizierten Parametrisierung der Prandtl-Schicht (Abb. 2.4), so verschlechtert sich das Ergebnis im Vergleich zu Abb. 2.2 deutlich: Der Bereich, in dem die dimensionslose Windscherung überschätzt wird, hat sich im Vergleich zum alten SGS-Modell nicht verkleinert, sondern ist sogar breiter geworden. Und auch die normierte bodennahe Windgeschwindigkeit, die in Abb. 2.2 zwar einen Offset gegenüber der theoretischen Lösung zeigte, aber immerhin dieselbe Steigung aufwies, weicht hier in Betrag und Steigung deutlich von der theoretischen Lösung und den Ergebnissen von Sullivan et al. (1994) ab.

Weitere mögliche Gründe für die Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen mit PALM und von Sullivan et al. (1994) können in den unterschiedlichen Randbedingungen oder der Verwendung verschiedener numerischer Verfahren zu finden sein.

Um den Einfluss der beiden SGS-Modelle auf evtl. vorhandene Strukturen in der bodennahen Strömung zu untersuchen, sollen hier noch xy-Schnitte der Windgeschwindigkeitskomponenten gezeigt und verglichen werden (siehe Abb. 2.5). Sie stellen, da nicht gemittelt, nur eine von einzelnen Aufwindblasen beeinflusste Momentaufnahme der Strömung dar. Der Vergleich der Simulationsergebnisse von PALM für die beiden SGS-Modelle zeigt in Bodennähe ( $z = 0.06 z_i$ ) bzgl. Abhängigkeit der Strukturen vom SGS-Modell ähnliche Ergebnisse wie bei Sullivan et al. (1994) und Khanna und Brasseur (1998): In beiden Fällen treten streifenförmige Strukturen auf, auf die in Kapitel 7 noch genauer eingegangen wird. Im Falle des Deardorff-Modells sind diese Strukturen in der Windkomponente  $u$  länger und stärker ausgeprägt, während bei Verwendung des Ansatzes von Sullivan et al. (1994) (unter Verwendung des Standard-Parametrisierungsverfahren der Prandtl-Schicht in PALM) kleinere, filigranere

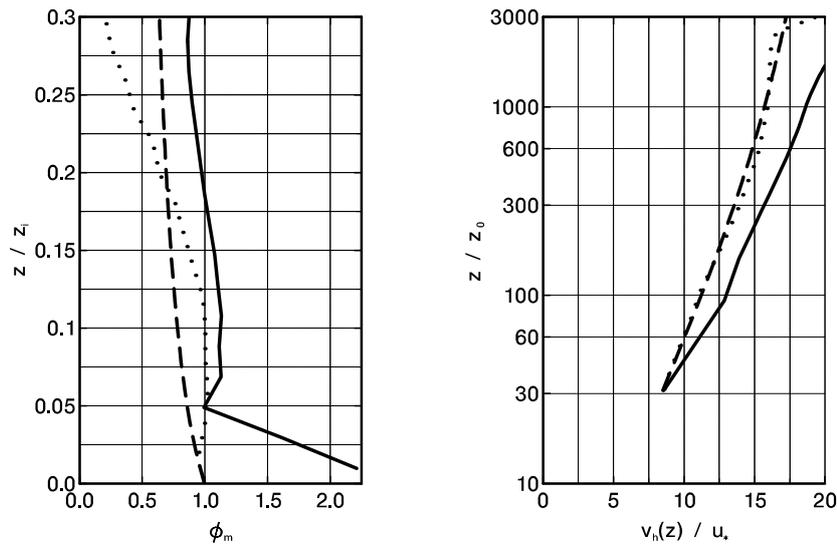


Abbildung 2.4: Dimensionlose Windscherung  $\Phi_m$  in Abhängigkeit von  $z/z_i$  (links) und dimensionloser bodennaher Wind  $v_h$  als Funktion von  $z/z_0$  (rechts), simuliert mit dem SGS-Modell nach Sullivan et al. (1994) und der Prandtl-Schicht-Parametrisierung nach Moeng (1984). Durchgezogene Linie: PALM-Simulationsergebnisse; gestrichelte Linie: theoretische Lösung; gepunktete Linie: Ergebnisse von Sullivan et al. (1994).

wirkende Strukturen auftreten, die sich allerdings zu Streifen anzuordnen scheinen. In der  $w$ -Komponente, in der die streifenförmigen Strukturen nur ansatzweise zu erkennen sind, weisen die Ergebnisse mit dem Sullivan-SGS-Modell ebenfalls filigranere Strukturen und einen geringeren Trend zur Streifenbildung auf. Diese Ergebnisse sind auf die Reduzierung der bodennahen Windscherung zurückzuführen (siehe z.B. Khanna und Brasseur 1998), denn je größer die Windscherung ist, desto stärker ist auch die turbulente Diffusion und die Ausbildung von organisierten Strukturen (siehe z.B. Weinbrecht und Raasch 2001).

Derselbe Vergleich in größerer Höhe ( $z = 0,2 z_i$ , siehe Abb. 2.6) zeigt deutlich geringere Unterschiede. In der  $w$ -Komponente treten die einzelnen Auf- und Abwindgebiete für das Sullivan-SGS-Modell etwas stärker hervor. In der  $u$ -Komponente, in der sich hier für beide SGS-Modelle ein zusammenhängendes Gebiet positiver Mittelwertsabweichungen und ein zusammenhängendes Gebiet negativer Mittelwertsabweichungen ausgeprägt haben, fällt hauptsächlich auf, dass die Lage dieser Gebiete in beiden Bildern gerade entgegengesetzt ist. Dies hängt aber nicht vom verwendeten SGS-Modell ab, sondern ergibt sich bei Konvektion über homogenem Untergrund zufällig.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass mit dem SGS-Modell von Sullivan et al. (1994) das mit PALM simulierte Windprofil in Bodennähe etwas besser mit der theoretischen Lösung übereinstimmt als mit dem SGS-Modell nach Deardorff (1980), sofern die Größen in der Prandtl-Schicht lokal nach der standardmäßig in PALM verwandten Methode berechnet werden. Verglichen mit der Verbesserung, die die Verwendung des Sullivan-SGS-Modells im LES-Modell von Moeng (1984) bewirkt hat, ist der Effekt in PALM aber gering. Mit modifizierter Parametrisierung der Prandtl-Schicht (Anpassung an das Berechnungsverfahren von Moeng (1984)) liefert sogar das Deardorff-Modell in PALM die besseren Ergebnisse. Im Vergleich mit Simulationsergebnissen von Sullivan et al. (1994) sind Unterschiede zwischen den

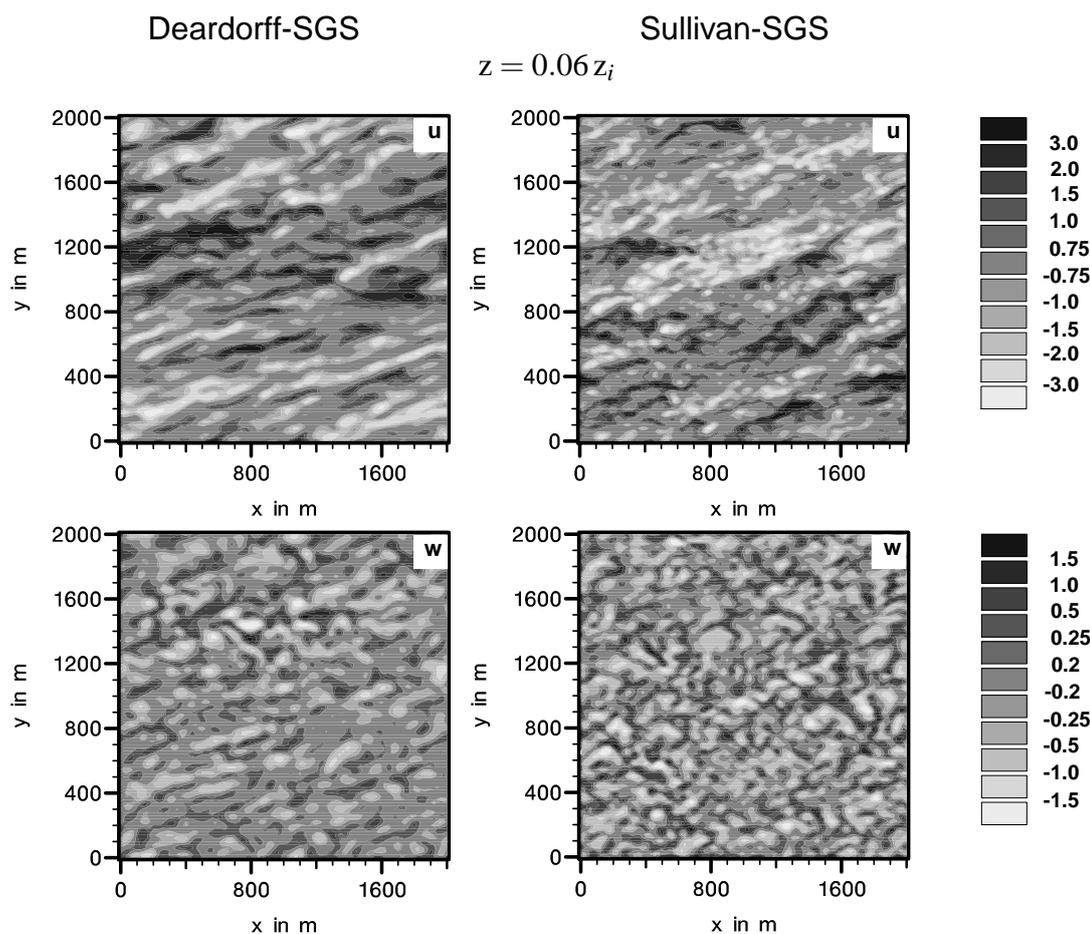


Abbildung 2.5:  $xy$ -Schnitte von  $u$  und  $w$  unter Verwendung des Deardorff-Modells (links) und des Sullivan-Modells (rechts) bei  $z = 0.06 z_i$ . Bei  $u$  sind die dunklen Bereiche positive Abweichungen vom horizontalen Mittelwert, die hellen markieren negative Abweichungen (in  $\text{m s}^{-1}$ ). Bei  $w$  stellen die dunklen Bereiche Aufwinde, die hellen Abwinde dar (in  $\text{m s}^{-1}$ ).

verwendeten LES-Modellen insbesondere in Bodennähe zu erkennen, die sich auch durch Anpassung der Prandtl-Schicht-Parametrisierung nicht beseitigen lassen. Sie hängen eventuell mit der Berechnung der turbulenten kinetischen Energie am unteren Modellrand zusammen. Dieser Punkt wird weiter untersucht.

Der Einfluss des verwendeten SGS-Modells ist maximal in der Höhe, in der turbulente Strukturen überwiegend parametrisiert werden müssen und nimmt in der hier durchgeführten Untersuchung mit zunehmender Höhe und damit zunehmendem Anteil an aufgelösten Strukturen ab. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit war die Simulation für den Vergleich mit Messdaten mit sehr hoher Auflösung geplant, um bei der LES-Validierung möglichst unabhängig von der SGS-Parametrisierung zu sein. Daher wurde PALM für diese Simulation weiterhin in seiner bewährten Standard-Version mit dem SGS-Modell nach Deardorff (1980) verwendet.

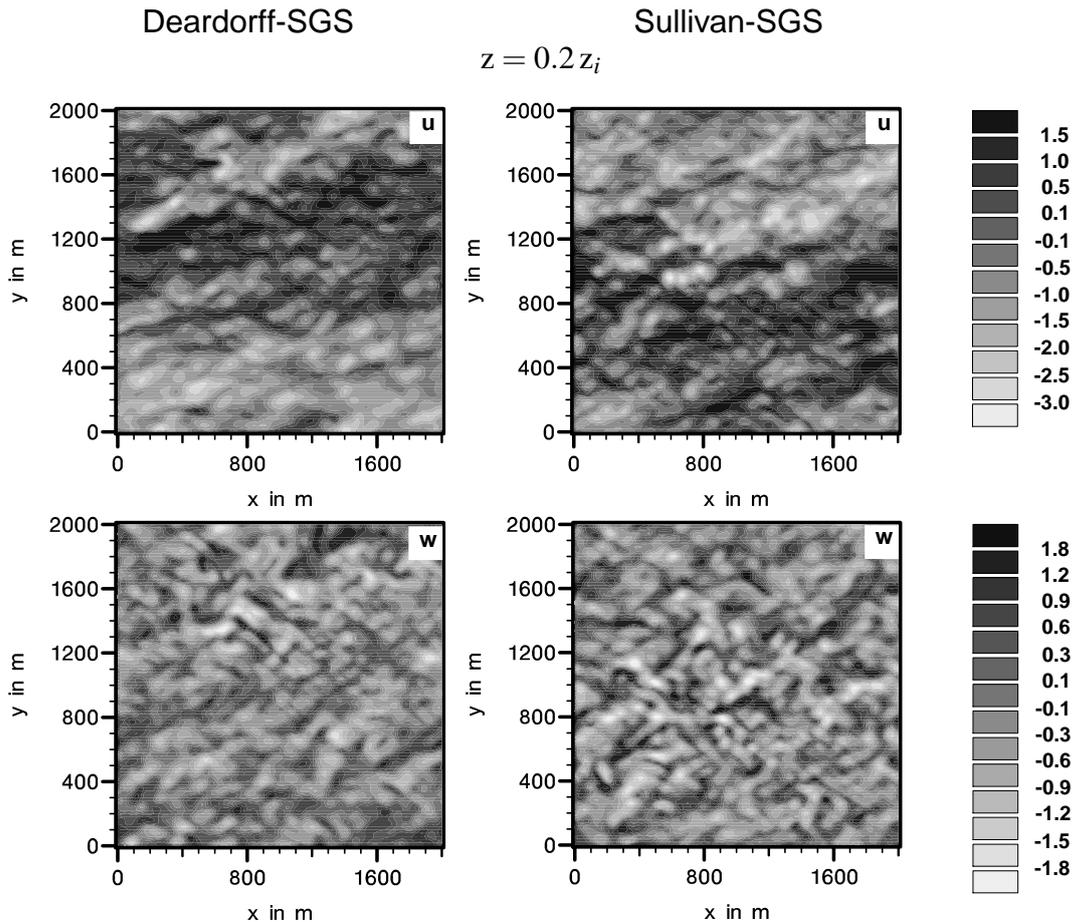


Abbildung 2.6:  $xy$ -Schnitte von  $u$  und  $w$  unter Verwendung des Deardorff-Modells (links) und des Sullivan-Modells (rechts) bei  $z = 0.2 z_i$ . Bei  $u$  markieren die dunklen Bereiche positive Abweichungen vom horizontalen Mittelwert, die hellen negative Abweichungen (in  $\text{m s}^{-1}$ ). Bei  $w$  kennzeichnen die dunklen Bereiche Aufwinde, die hellen Abwinde (in  $\text{m s}^{-1}$ ).

## 2.5 Simulationsparameter und Modellinitialisierung

Im Rahmen der Vorbereitung eines quantitativen Vergleichs mit Messdaten muss bedacht werden, dass die für das Modell nötigen Initialisierungsparameter und Randbedingungen durch zusätzliche Messungen zur Verfügung gestellt werden müssen. Die Empfindlichkeit der Simulationsergebnisse gegenüber den Initialisierungsparametern und Randbedingungen wird in Kapitel 4 noch genauer untersucht. An dieser Stelle soll zunächst die Initialisierung des Modells beschrieben werden.

Zur Initialisierung von PALM benötigt man ein Anfangstemperaturprofil und als Maß für einen eventuell vorhandenen großräumigen horizontalen Druckgradienten den geostrophischen Wind  $\vec{v}_g$ . Ferner müssen der Coriolisparameter sowie die Oberflächenrauigkeit  $z_0$  bekannt sein. Der Antrieb des Modells erfolgt im Falle der Simulation einer konvektiven Grenzschicht über den bodennahen Wärmestrom  $\overline{w'\theta'}_0$ , der wahlweise direkt vorgegeben wird oder bei Vorgabe der Oberflächentemperatur  $\theta_0$  aus bodennahen Temperatur- und Windgradienten

mit Hilfe der Prandtl-Schicht-Beziehungen

$$\frac{\partial \bar{v}_h}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_m, \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\vartheta_*}{\kappa z} \Phi_h \quad (2.67)$$

und der Definition der charakteristischen Temperatur in der Prandtl-Schicht  $\vartheta_*$

$$\vartheta_* = - \frac{\overline{w'\theta'_0}}{u_*} \quad (2.68)$$

bestimmt wird.  $v_h$  ist dabei der Horizontalwind,  $u_*$  die Schubspannungsgeschwindigkeit,  $\kappa = 0.4$  die von-Karman-Konstante und  $\Phi_m$  und  $\Phi_h$  sind die Dyer-Businger-Funktionen, die in PALM folgendermaßen formuliert sind:

$$\Phi_m = \begin{cases} 1 + 5 \cdot \text{Rif} & : \text{Rif} > 0 \\ 1 & : \text{Rif} = 0 \\ (1 - 16 \cdot \text{Rif})^{-\frac{1}{4}} & : \text{Rif} < 0 \end{cases} \quad (2.69)$$

$$\Phi_h = \begin{cases} 1 + 5 \cdot \text{Rif} & : \text{Rif} > 0 \\ 1 & : \text{Rif} = 0 \\ (1 - 16 \cdot \text{Rif})^{-\frac{1}{2}} & : \text{Rif} < 0. \end{cases} \quad (2.70)$$

Mit Rif wird hier die nach dem britischen Physiker und Mathematiker L.F. Richardson benannte Richardson-Flusszahl bezeichnet, die das Verhältnis von Energieänderung durch Auftriebskräfte zu Energieproduktion durch Scherungskräfte des Grundstroms bezeichnet und damit auch ein Maß für die Stabilität der Atmosphäre ist:

$$\text{Rif} = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'}}{w'u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}. \quad (2.71)$$

PALM kann nun mit Hilfe eines eindimensionalen Modells initialisiert werden. Unter Vorgabe des (als stationär angenommenen) Temperaturprofils, der Oberflächenrauigkeit und des geostrophischen Windes liefert es eine stationäre Lösung für das mittlere (1D) Windprofil. Das dreidimensionale Modellgebiet wird nun horizontal homogen mit dem Temperaturprofil und dem berechneten Windprofil initialisiert.

Wahlweise kann das Windprofil, das homogen für das gesamte Modellgebiet angenommen wird, auch direkt an das Modell übergeben werden, allerdings ist hier bislang nur die Vorgabe eines höhenkonstanten Windes im gesamten Modellgebiet möglich.

Sollen Oberflächeninhomogenitäten berücksichtigt werden, so können sie über die Vorgabe eines horizontal inhomogenen Wärmestroms oder der Oberflächentemperatur sowie der Bodenrauigkeit implementiert werden. Eine entsprechende Modifikation von Wind- und Temperaturprofil stellt sich dann im Laufe der 3D-Simulation ein.

Bei der Simulation einer konvektiven Grenzschicht benötigt das Modell eine gewisse Einlaufphase oder Einschwingzeit, bis turbulente Strukturen entstanden sind, die vom Modell aufgelöst werden können. Es können nur die turbulenten Wirbel vom Modell aufgelöst werden, die sich über mehrere Gitterebenen erstrecken. Erste Strukturen dieser Größe entstehen aber erst dann, wenn am Boden eine ausreichend dicke Schicht labilisiert wurde. Bis dahin wird der Wärmetransport allein durch subskalige Diffusion realisiert. Diese subskalige Diffusion sorgt also (im homogenen Fall) zunächst für die gleichmäßige Erwärmung der untersten vier

bis fünf Gitterebenen. Diese labilisierte Schicht reicht dann aus, um vom Modell aufgelöste turbulente Strukturen entstehen zu lassen, sofern horizontale Temperaturgradienten vorhanden sind. Diese werden durch das Aufprägen zufälliger Störungen der Geschwindigkeitskomponenten in der Anfangsphase der Simulation erzeugt. Setzt die aufgelöste turbulente Mischung nun ein, so ist die Konvektion erst einmal zu kräftig, da die labilisierte Schicht ungewöhnlich dick ist. Nach einiger Zeit stellt sich im Modell ein quasi-stationärer Zustand ein und die Modellergebnisse können zum Vergleich herangezogen werden (siehe z.B. Weinbrecht und Raasch 2001, Weinbrecht et al. 2002).

Durch die Abhängigkeiten von den gewählten Parametern und der Gitterweite ist allerdings die Entwicklung z.B. der bodennahen Temperaturen während dieser Einlaufphase des Modells schwer vorhersagbar.

Die Länge der Einlaufphase hängt von der verwendeten Gitterweite sowie von den Simulationsparametern ab. Um sie so gering wie möglich zu halten, wird z.B. für die Simulationen einer konvektiven Grenzschicht bzgl. des Anfangstemperaturprofils in der Regel bereits eine neutrale Schichtung im unteren Modellbereich vorgegeben, die von einer kräftigen, meist relativ dünnen Inversionsschicht begrenzt wird. Darüber wird meist eine leicht stabile Schichtung angenommen. Die neutrale Schichtung im unteren Modellbereich beschleunigt das Einsetzen der Konvektion im Modell. Allerdings ist zu bedenken, dass die Höhe der Inversion die im weiteren Modelllauf simulierte Grenzschichthöhe mitbestimmen kann.

## 2.6 Vergleich der Modellergebnisse mit Ergebnissen aus der Literatur

Um die zu erwartenden Temperaturunterschiede in den Teilflächenmitteln abschätzen zu können und die Modelldaten mit anderen Mess- und Simulationsergebnissen für konvektive Grenzschichten vergleichen zu können, wurde in der Anfangsphase des Projektes zunächst die Simulation einer idealisierten konvektiven Grenzschicht durchgeführt.

Dabei wurde ein  $486 \times 486 \times 1241 \text{ m}^3$  großes Modellgebiet untersucht. In der unteren Modellhälfte betrug die Gitterweite des Modells 1 m in alle drei Raumrichtungen. Oberhalb von 250 m Höhe wurde das Gitter in vertikaler Richtung um jeweils 8% gegenüber der darunterliegenden Gitterweite gestreckt. Das Modell wurde mit einem konstanten bodennahen Wärmestrom von  $0.1 \text{ K m s}^{-1}$  angetrieben. Um die Rechenzeit möglichst gering zu halten, wurde der Modelllauf nur mit einem schwachen geostrophischen Wind von  $1.0 \text{ m s}^{-1}$  initialisiert. Das für die Initialisierung vorgegebene Temperaturprofil war bis in 200 m Höhe neutral geschichtet, darüber lag eine 8 m mächtige Inversionsschicht mit einem Temperaturgradienten von 20 K pro 100 m. Diese soll ein zu schnelles Wachstum der Grenzschicht im Modell verhindern, damit die Grenzschicht zum einen nicht aus dem Modellgebiet „herauswächst“, zum anderen die Vertikalprofile verschiedener betrachteter Größen, die zum Vergleich mit Literaturwerten zeitlich gemittelt werden, nicht zu stark zeitlich variieren.

Es wurden in 5-Minuten-Abständen Profile folgender horizontal gemittelter Größen ausgegeben: Der Windgeschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $v$ , der potentiellen Temperatur  $\theta$ , des vertikalen turbulenten fühlbaren Wärmestroms sowie einiger statistischer Momente von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$ . Die Profile wurden zeitlich jeweils über 5 Minuten gemittelt, was etwa  $1.5 t_*$  entspricht.  $t_* = z_i/w_*$  ist die charakteristische Zeit, in der Informationen von der Oberfläche zum Grenzschichtoberrand transportiert werden können und liefert ein Maß für sinnvolle Mittelungsintervalle und Simulationszeiträume (Deardorff 1972).  $w_*$  ist hierbei die charakteristische Vertikalgeschwindigkeit in der konvektiven Grenzschicht und ist folgendermaßen defi-

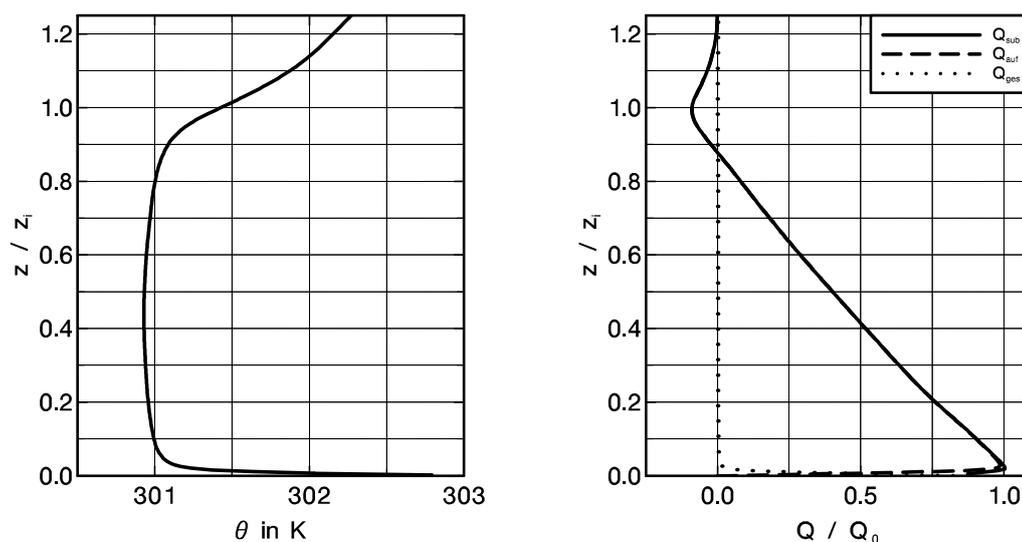


Abbildung 2.7: Mittlere Profile der potentiellen Temperatur  $\theta$  in K und des turbulenten kinematischen Wärmestroms  $Q = \overline{w'\theta'}$  in  $\text{K m s}^{-1}$  nach 30 Minuten simulierter Zeit. Die Profile sind zeitlich über 5 Minuten sowie horizontal über das gesamte Modellgebiet gemittelt. Die Höhe ist mit der Grenzschichthöhe  $z_i$  normiert und der Wärmestrom mit dem bodennahen Wert  $\overline{w'\theta'_0}$ .

niert (Deardorff 1970):

$$w_* = \left[ \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} z_i \right]^{1/3}.$$

Mittelungsintervalle sollten in jedem Fall größer als  $t_*$  sein, um sicherzustellen, dass die Ergebnisse nicht durch einzelne Aufwindblasen geprägt sind.

Die Simulation wurde im Konrad-Zuse-Zentrum für Informationstechnik Berlin (ZIB) auf 324 Prozessoren durchgeführt. Dabei wurden 19.8 Gigabyte Speicherplatz und eine Rechenzeit von ca. 30 CPU-Stunden pro Prozessor benötigt.

In Abb. 2.7 sind die zeitlich über 5 Minuten sowie horizontal über das gesamte Modellgebiet gemittelten Profile der potentiellen Temperatur und des turbulenten kinematischen Wärmestroms dargestellt. Der Wärmestrom ist dabei aufgespalten in den vom Modell aufgelösten Anteil  $Q_{\text{auf}}$  (gestrichelte Linie) und den subskaligen Anteil  $Q_{\text{sub}}$ , der parametrisiert wird (durchgezogene Linie). Die gepunktete Linie stellt die Summe der beiden, also den Gesamtwärmestrom  $Q_{\text{ges}}$ , dar. Die Profile sind typisch für die Situation einer konvektiven Grenzschicht (siehe z.B. Stull 1994). Das Temperaturprofil zeigt in der bodennahen Schicht (*surface layer*), die dominiert wird von subskaliger Diffusion, eine labile Schichtung. Darüber befindet sich ein gut durchmischter Bereich mit nahezu neutraler Schichtung, die so genannte Mischungsschicht (*mixed layer*), und den Abschluss der konvektiven Grenzschicht bildet eine kräftige Inversion. In der oberen Grenzschichthälfte ist das Temperaturprofil leicht stabil. Dies ist bedingt durch die Einmischung wärmerer Luft aus der Inversion in der Entrainmentzone, wo Luftpakete aus Aufwindgebieten durch ihre Trägheit in die Inversion hineinstoßen und sich dann wieder zurück in die Mischungsschicht bewegen. Der Wärmestrom nimmt vom Bodenwert aus in etwa linear mit der Höhe ab und wird in der Entrainmentzone, wo warme Luft aus der Inversion nach unten in die Grenzschicht hineintransportiert wird, negativ. Die

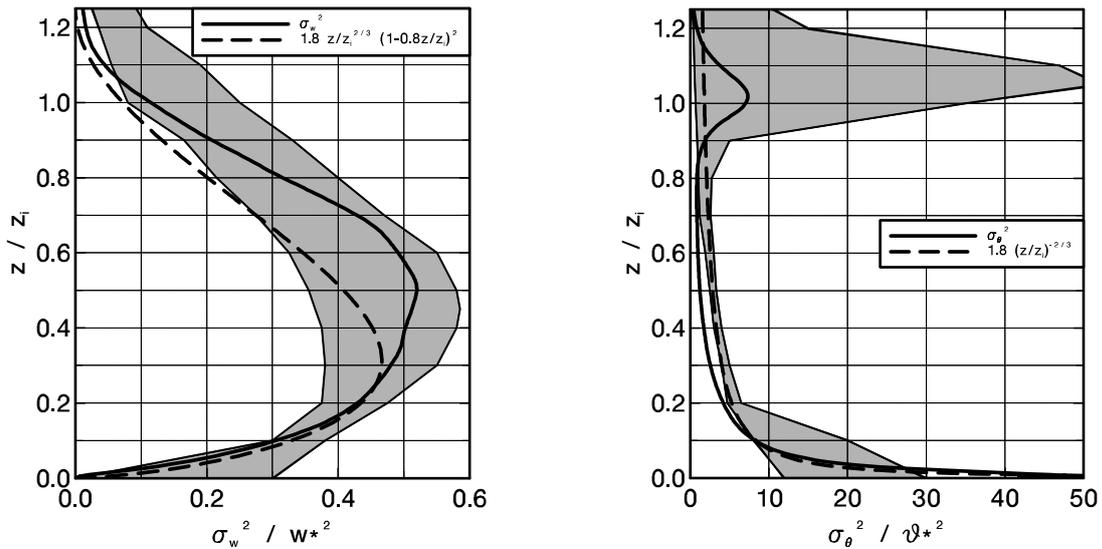


Abbildung 2.8: Mittlere Profile der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit  $\sigma_w$  – normiert mit dem Quadrat der charakteristischen Geschwindigkeit  $w_*$  – und der Varianz der potentiellen Temperatur  $\sigma_\theta$  – normiert mit dem Quadrat der charakteristischen Temperatur für eine konvektive Grenzschicht  $\vartheta_* = \overline{w'\theta'_0}/w_*$ . Die grau schraffierten Bereiche markieren den grenzschichttypischen Bereich (siehe z.B. Stull 1994) und die gestrichelte Linie gibt einfache empirische Approximationsformeln für die Varianzen in einer konvektiven Grenzschicht (*free convection prediction*) wieder (Stull 1994).

Grenzschichthöhe  $z_i$  wird in der Regel als die Höhe festgelegt, in der der turbulente fühlbare vertikale Wärmestrom sein Minimum erreicht.

In Abb. 2.8 sind die horizontal und zeitlich gemittelten Profile der räumlichen Varianz des Vertikalwindes und der potentiellen Temperatur dargestellt. Grau schraffiert sind dabei die Bereiche, die als typisch für konvektive Grenzschichten gelten (siehe z.B. Stull (1994)). Sie basieren auf Angaben von Deardorff (1974), André et al. (1978), Lenschow et al. (1980) und Smedmann und Högström (1983).

Die mit PALM simulierten Varianzen liegen hier gut im Bereich anderer Beobachtungen. Lediglich das Maximum der simulierten Temperaturvarianzen am Boden ragt mit  $\sigma_\theta^2 \approx 50 \vartheta_*^2$  aus dem schraffierten Bereich heraus. Caughey und Palmer (1979) allerdings ermittelten bei Experimenten in Minnesota und Ashchurch ebenfalls bodennahe Varianzen von bis zu  $60 \vartheta_*^2$ . Der Betrag der Temperaturvarianzen hängt offensichtlich mit der Auflösung bei den Simulationen bzw. Messungen zusammen. Die Messungen und Simulationsergebnisse aus oben genannten Quellen, die durch den grau schraffierten Bereich wiedergegeben werden, lagen nicht in vergleichbarer räumlicher Dichte vor, wie die Simulationsdaten aus dem PALM-Vergleichslauf. Entsprechend betrug bei einem Testlauf mit 10 m Gitterweite das Maximum der Temperaturvarianz am Boden nur noch etwa  $10 \vartheta_*^2$ .

Bei einem Vergleich von mit PALM durchgeführten Simulationen in einer bewölkten Grenzschicht mit den Ergebnissen anderer LES-Modelle (Schröter 2002) wurde eine ähnlich gute Übereinstimmung beobachtet.

Beide Vergleiche zeigen, dass PALM bei der Simulation von konvektiven Grenzschichten qualitativ gute und vertrauenswürdige Ergebnisse liefert.



### 3 Das Verfahren der akustischen Laufzeittomographie

Kernidee dieser Arbeit war der Vergleich eines LES-Modells mit einem Verfahren, das Daten vergleichbarer Charakteristik wie das Modell liefert. Die akustische Laufzeittomographie ist ein solches Verfahren und wurde daher für dieses Projekt ausgewählt. Im folgenden Kapitel soll daher eine kurze Erläuterung des Verfahrens der akustischen Tomographie gegeben werden. Für genauere Informationen über dieses Messverfahren sei auf die Dissertationen von Arnold (2000) und Ziemann (2000) sowie auf Veröffentlichungen der Arbeitsgruppe Akustik am Leipziger Institut für Meteorologie (LIM) hingewiesen (z.B. Arnold et al. 1999, Raabe et al. 2001, Ziemann et al. 1999).

Das Verfahren der akustischen Tomographie wird schon länger in den Bereichen der Geophysik, Ozeanographie und Medizin verwendet. Spiesberger und Fristrup (1990) sowie Wilson und Thomson (1994) haben es erstmals auch in der atmosphärischen Grenzschicht angewandt. Diese Methode nutzt den Zusammenhang von Schallgeschwindigkeit und meteorologischen Parametern, so dass aus Schalllaufzeitmessungen auf den Zustand der durchqueren Atmosphäre geschlossen werden kann. Dazu wird ein Messgebiet von Schallsendern und Empfängern umgeben. Die Sender (Druckkammerlautsprecher) senden Schallpulse von kurzer Dauer aus, die von den Empfängern aufgezeichnet werden und mit Hilfe eines Korrelationsverfahrens und der bekannten zurückgelegten Strecken dem jeweiligen Sender zugeordnet werden können. Da jeder Empfänger von jedem Sender ein Signal empfängt, ergeben sich z.B. bei sechs Sendern und fünf Empfängern dreißig gemessene Laufzeiten, die ausgewertet werden können. Aus der bekannten Entfernung jedes Sender-Empfänger-Paares und aus den Schalllaufzeiten lässt sich die Schallgeschwindigkeit ermitteln, deren raum-zeitliche Veränderlichkeit durch meteorologische Größen wie Lufttemperatur und Wind bestimmt wird. Abb. 3.1 zeigt einen Schallsender und einen Empfänger, wie sie von der Arbeitsgruppe Akustik des Leipziger Instituts für Meteorologie verwendet werden.

Aus den so gewonnenen Schallgeschwindigkeiten für die einzelnen Schallstrahlen kann man nun mit Hilfe inverser Modellierung eine räumliche Verteilung der Schallgeschwindigkeit und damit der sie bestimmenden meteorologischen Größen erhalten.

Untersuchungen von Arnold (2000) und Ziemann (2000) haben gezeigt, dass bei der Durchquerung von relativ kleinen Messgebieten (Kantenlängen von bis zu 500 m) der Fehler, der bei Annahme einer geradlinigen Schallausbreitung bei der inversen Modellierung entsteht, vernachlässigbar klein ist. Daher wurde für die vorliegenden Messungen eine geradlinige Schallausbreitung angenommen.

Die Laufzeit eines akustischen Signals entlang eines Schallstrahls  $t_{\text{Strahl}}$  kann ohne weitere Annahmen folgendermaßen bestimmt werden:

$$t_{\text{Strahl}} = \int_{\text{Strahl}} \frac{dl}{c_{\text{eff}}} . \quad (3.1)$$

$dl$  ist hierbei der zurückgelegte Streckenabschnitt.

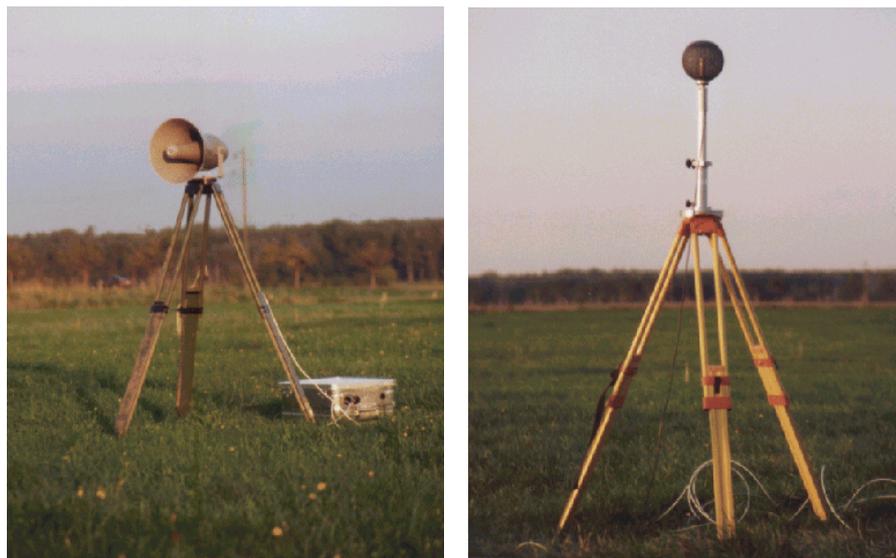


Abbildung 3.1: Sender (links) und Empfänger (rechts), wie sie bei der akustischen Laufzeit-tomographie von der Arbeitsgruppe Akustik des LIM verwendet werden (Raabe et al. 2002).

Dabei setzt sich die effektive Schallgeschwindigkeit  $c_{\text{eff}}$  aus einer rein temperaturabhängigen Komponente, der so genannten Laplaceschen Schallgeschwindigkeit  $c_L$ , und der Windkomponente in Schallausbreitungsrichtung zusammen:

$$c_{\text{eff}} = c_L + \vec{n}_{\text{Strahl}} \vec{v}. \quad (3.2)$$

$\vec{n}_{\text{Strahl}}$  ist hierbei der Einheitsvektor in Schallstrahlrichtung und  $\vec{v}$  der Windvektor. Für  $c_L$  gilt im Falle trockener Luft:

$$c_L = \sqrt{\gamma RT} \quad (3.3)$$

wobei  $\gamma$  das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten der Luft bei konstantem Druck  $c_p$  und konstantem Volumen  $c_v$  ( $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ ) und  $R$  die Gaskonstante trockener Luft ist. Bei feuchter Luft wird die aktuelle Temperatur in der Definition von  $c_L$  durch die so genannte virtuelle akustische Temperatur  $T_{av}$  ersetzt. Zwischen virtueller akustischer Temperatur, aktueller Temperatur und der spezifischen Feuchte der Luft  $q$  herrscht dabei folgender Zusammenhang:

$$T_{av} = T(1 + 0.513q). \quad (3.4)$$

In Abb. 3.2 ist beispielhaft ein typischer Messaufbau der akustischen Laufzeit-tomographie in der Atmosphäre zu sehen. Die Sender (S) und Empfänger (R) sind als schwarze Kästchen markiert und mit S1 bis S6 bzw. R1 bis R5 gekennzeichnet. Jeder Empfänger kann die Signale von jedem Sender empfangen, so dass sich für dieses Beispiel von sechs Sendern und fünf Empfängern dreißig Schallstrahlen ergeben. Diese sind in der Abbildung als verbindende Pfeile zwischen Sendern und Empfängern dargestellt.

Unter Verwendung eines iterativen algebraischen Rekonstruktionsverfahrens (z.B. der Simultanen Iterativen Rekonstruktions-Technik SIRT) kann, im Gegensatz zu verschiedenen stochastischen Rekonstruktionsverfahren wie sie in der Ozeanographie oder bei Wilson und Thomson (1994) Verwendung finden, das Problem (Gleichung 3.1) direkt linearisiert und die

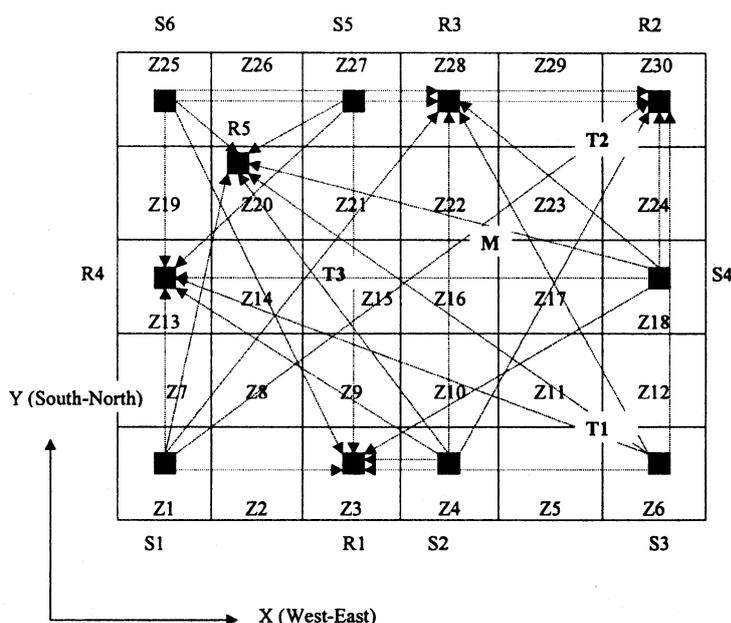


Abbildung 3.2: Beispiel für den Aufbau des Messfeldes bei akustischen Laufzeitmessungen. Die Sender und Empfänger sind durch schwarze Kästchen dargestellt und mit S1 bis S6 bzw. R1 bis R5 gekennzeichnet. Die Schallstrahlen werden durch die verbindenden Pfeile symbolisiert. T1 bis T3 kennzeichnen die Position zusätzlich im Messfeld positionierter Thermoelemente und M markiert den Standort eines 12m-Mastes, über dem Messfeld liegt das rechtwinklige Auswertegitter mit den Gitterzellen Z1 bis Z30.

Absolutwerte der meteorologischen Größen bestimmt werden (e.g. Raabe et al. 2001). Dazu wird das Messgebiet mit einem Gitter unterlegt (siehe Abb. 3.2 - hier sind die einzelnen Gitterzellen mit Z1 bis Z30 durchnummeriert). Dieses Gitter hat in der Regel eine Gitterweite von 20 – 50 m, je nach Sender- und Empfängeranzahl bzw. Schallstrahldichte des Messgebietes. Für jede Gitterzelle erhält man nach der Rekonstruktion eine mittlere Temperatur. Dazu wird das folgende Gleichungssystem gelöst:

$$t_i = \sum_{j=1}^J s_j l_{ij} \quad \text{mit} \quad s_j = \frac{1}{c_j} . \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnet Index  $i$  den Schallstrahl,  $j$  die Gitterzelle und  $J$  die Anzahl der Gitterzellen, in die das Messgebiet unterteilt wurde.  $c_j$  ist die Schallgeschwindigkeit in Gitterzelle  $j$  und  $s_j$ , der Kehrwert der Schallgeschwindigkeit  $c_j$ , wird als Langsamkeit bezeichnet.

Zur Lösung dieses Gleichungssystems muss für  $c_j$  die Laplacesche Schallgeschwindigkeit  $c_L$  eingesetzt werden, denn diese hängt, im Unterschied zur effektiven Schallgeschwindigkeit  $c_{\text{eff},j}$  nur noch von den Raumkoordinaten  $x, y$  und  $z$ , also von der Lage der Gitterzelle  $j$  ab, während die effektive Schallgeschwindigkeit auch noch von der Orientierung des Schallstrahls abhängt (daher  $c_{\text{eff},j}$  statt  $c_{\text{eff}}$ ). Daher ist bereits vor der Durchführung dieses Rekonstruktionsalgorithmus die Trennung des Einflusses der verschiedenen meteorologischen Parameter, oder doch zumindest die Abtrennung der richtungsabhängigen Parameter wie des mittleren Windes nötig.

### 3.1 Separation verschiedener Einflussgrößen der effektiven Schallgeschwindigkeit

In der Atmosphäre hängt die Schallgeschwindigkeit im wesentlichen von der Lufttemperatur und dem Windvektor, aber auch von der Luftfeuchte ab (Arnold 2000). Um diese verschiedenen Einflüsse zu separieren, müssen einige Annahmen bzgl. der räumlichen Verteilung dieser Größen gemacht und spezielle Verfahren eingesetzt werden: So wird hier vorausgesetzt, dass die Luftfeuchtigkeit innerhalb des Messgebietes horizontal homogen ist. Der Fehler, der durch diese Annahme gemacht wird, ist in der Regel sehr gering, da Änderungen der absoluten Feuchte um  $\pm 1 \text{ g kg}^{-1}$  eine Schwankung der effektiven Schallgeschwindigkeit um nur  $\leq 0.1 \text{ m s}^{-1}$  hervorrufen, was wiederum Temperaturschwankungen von  $\pm 0.2 \text{ K}$  entspricht (Arnold 2000). So wird an einer Stelle im Messgebiet ein Feuchtesensor aufgestellt und die dort gemessene Feuchte für das gesamte Messgebiet angenommen.

Zur Trennung von Temperatur- und Windeinfluss auf die effektive Schallgeschwindigkeit können unterschiedliche Verfahren eingesetzt werden (Ziemann 2000; Arnold 2000). Zum einen kann für die Teilflächen des Untersuchungsgebietes das Verfahren der reziproken Messstrecken (ähnlich wie bei Ultraschallanemometern) genutzt werden. Aus zwei parallel verlaufenden Schallstrecken mit entgegengesetzter Orientierung kann die Windgeschwindigkeit in Richtung dieser Schallstrecken bestimmt werden und zusammen mit einem weiteren, dazu senkrecht stehendes Schallstreckenpaar stehen genug Informationen zur Verfügung, um  $x$ - und  $y$ -Komponente des Windvektors zu bestimmen. Dabei wird allerdings implizit vorausgesetzt, dass entlang der Schallstrecken eine gleichförmige Schallausbreitung stattfindet, was bei längeren Strecken nicht mehr gegeben ist. Außerdem benötigt man eine sehr große Anzahl an Sendern und Empfängern, um diese Informationen in entsprechend hoher räumlicher Auflösung zu bekommen. Ein weiterer Nachteil ist, dass sich kleine Fehler in der Laufzeitmessung stark auf die Bestimmung von Windrichtung und -geschwindigkeit auswirken (Arnold 2000).

Eine weitere Möglichkeit zur Trennung von Wind- und Temperatureinfluss ist die Verwendung eines iterativen Verfahrens, bei dem je nach Schallstrahldichte entweder jeweils größere Teilgebiete des Messgebietes oder das gesamte Messgebiet einbezogen werden. Für das ausgewählte Gebiet wird dann die Windgeschwindigkeit und -richtung so lange variiert, bis die räumliche Streuung (Mittelwertsabweichung) der Schallgeschwindigkeiten  $c_i$  pro Schallstrahl  $i$  minimal ist:

$$\frac{1}{n} \sum_i |c_i - \langle c \rangle| \rightarrow \text{Minimum}. \quad (3.6)$$

$\langle \psi \rangle$  bezeichnet dabei das horizontale Mittel einer Größe  $\psi$  über das ausgewählte Gebiet.  $c_i$  setzt sich hier folgendermaßen zusammen:

$$c_i = c_{\text{eff},i} - \langle \vec{v} \rangle \cdot \vec{n}_i.$$

Als Ergebnis erhält man eine mittlere horizontale Windgeschwindigkeit und -Richtung (entweder für das gesamte Messgebiet oder für die einzelnen größeren Teilgebiete) und bestimmt für jede Sender-Empfänger-Kombination eine Schallgeschwindigkeit, bei der der Einfluss des mittleren Windes subtrahiert wurde:

$$c = c_{\text{eff}} - \langle \vec{v} \rangle \cdot \vec{n}.$$

Diese Schallgeschwindigkeiten werden nun mit Hilfe des Tomographiealgorithmus weiterverarbeitet und daraus die horizontale Temperaturverteilung bestimmt. Anders als die Laplace'sche Schallgeschwindigkeit

$$c_L = c_{\text{eff}} - \vec{v} \cdot \vec{n}$$

enthalten diese Schallgeschwindigkeiten allerdings noch Windfluktuationen, die beim weiteren Auswerten zu Problemen führen können. In Kapitel 6, wo die Wirkung des tomographischen Auswerteverfahrens auf simulierte Daten untersucht wird, wird auch diese Problematik noch einmal genauer beleuchtet werden.

Zusammenfassend ist die akustische Tomographie ein bodengebundenes Fernerkundungsverfahren, das im Vergleich zu anderen Fernerkundungsverfahren eine relativ hohe Auflösung bietet und durch die berührungslose Messung garantiert, dass die gemessenen Daten nicht durch die Messapparaturen beeinflusst werden. Es sind auch Messungen über unwegsamem Gelände möglich. Nach der Auswertung der gemessenen Laufzeiten und Sender-Empfänger-Distanzen ist die Form bzw. Charakteristik der Daten als Flächen- oder Volumendaten über die jeweilige Gitterzelle ideal für den Vergleich mit Modelldaten, die ebenfalls in Form von Mittelwerten über ein Gittervolumen vorliegen, geeignet. Die Frage, ob und inwieweit die untersuchten Felder durch das tomographische Auswerteverfahren beeinflusst werden, wird in Kapitel 6 behandelt.



## 4 Empfindlichkeitsstudie mit dem Modell PALM

Zahlreiche Vergleiche in der Vergangenheit haben gezeigt, dass LES-Modelle für gut durchmischte konvektive Grenzschichten gute Ergebnisse liefern. Dabei wurden z.B. Vertikalprofile mittlerer Größen wie Wind und Temperatur sowie statistischer Momente der Wind- und Temperaturfelder verglichen (z.B. Caughey und Palmer 1979) oder statistische Momente von Wind und/oder Temperatur in Abhängigkeit vom Stabilitätsparameter  $-z_i/L$  betrachtet (z.B. Johansson et al. 2001). Wegen der oft hohen Streuung der Messdaten und da Messungen und Simulation zwar prinzipiell ähnliche Grenzschichten zum Thema hatten, aber nicht für denselben atmosphärischen Zustand durchgeführt wurden, waren diese Vergleiche stets qualitativ und daher für eine Validierung von LES-Modellen nicht geeignet (und auch nicht vorgesehen).

Bei einem quantitativen Vergleich zwischen Simulations- und Messdaten, wie er im Rahmen dieser Arbeit angestrebt wird, geht es prinzipiell um die Überprüfung der Fähigkeiten des Modells, bei vorgegebenen Rand- und Anfangsbedingungen Temperatur- und Windverteilungen sowie bodennahe Impuls- und Temperaturflüsse korrekt wiederzugeben. Dabei stellt sich die Frage nach Fehlerbalken oder Ungenauigkeiten der verglichenen Größen sowohl bei den Messdaten als auch bei den Simulationsdaten. Moene und Michels (2002) haben dazu bereits ein Verfahren zur Abschätzung des statistischen Fehlers in LE-Simulationsdaten entwickelt. In dieser Arbeit wurde besonderes Augenmerk darauf gelegt, dass die simulierte Situation so gut wie möglich der Situation während des Experiments entsprechen sollte. Dies bedeutet, dass die Modellparameter, also Initialisierungsparameter und Randbedingungen, durch (evtl. zusätzliche) Messungen bereitgestellt werden müssen. Da Messungen aber immer mit einem Fehler behaftet sind, stellt sich die Frage nach der Auswirkungen dieser Messfehler auf die Simulationsergebnisse. In diesem Kapitel wird dieser Frage besondere Aufmerksamkeit gewidmet: Im Rahmen einer Empfindlichkeitsstudie – einer Reihe von Simulationen mit variierten Eingangsparametern – wurde untersucht, wie stark der Einfluss der verschiedenen Eingangsparameter auf die Modellergebnisse – insbesondere auf die hier betrachteten Vergleichsgrößen horizontale Mitteltemperatur  $\langle\theta\rangle$  und Temperaturvarianz  $\sigma_\theta^2$  – ist und welche Anforderungen an die Messungen zur Bereitstellung dieser Größen gestellt werden müssen. Ziel dieser Studie ist also die Quantifizierung des Einflusses ungenauer Eingangsparameter und die Formulierung von Genauigkeitsanforderungen an zukünftige Vergleichsmessungen.

Bei den so genannten Eingangsparametern des Modells, den Initialisierungsparametern und Randwerten, handelt es sich konkret um die Oberflächenrauigkeit  $z_0$ , ein Temperaturprofil, mit dem das gesamte Modellgebiet homogen initialisiert wird und den geostrophischen Wind  $\vec{v}_g$ . Desweiteren wird dem Modell entweder der bodennahe Wärmestrom oder die Oberflächentemperatur – nach Bedarf in zeitlicher Entwicklung – vorgegeben, um den Wärmeeintrag und damit den Antrieb für die Konvektion zu bestimmen (ausführlicher siehe Kapitel 2.5).

Im Rahmen der im folgenden beschriebenen Empfindlichkeitsstudie wurden daher die Oberflächenrauigkeit sowie der geostrophische Wind variiert. Da sich das initiale Temperaturprofil schwer als ganzes variieren lässt und die im Rahmen dieses Projektes geplan-

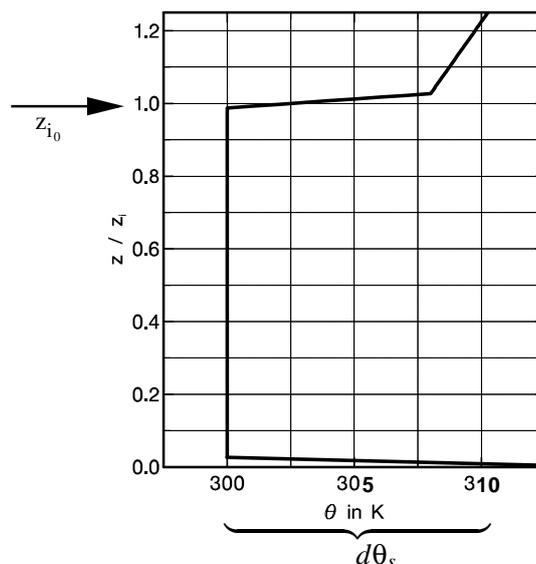


Abbildung 4.1: Skizze eines typischen Temperaturprofils zur Initialisierung der Simulation einer konvektiven Grenzschicht. Die Höhe der Inversion des initialen Temperaturprofils  $z_{i_0}$  und die Temperaturdifferenz zwischen Oberflächentemperatur und Temperatur der neutralen Schicht  $d\theta_s$  wurden bei der Empfindlichkeitsstudie variiert.

ten Simulationen mit vorgegebener Oberflächentemperatur durchgeführt wurden, wurden als zu variiierende Parameter zwei markante Punkte des Temperaturprofils herausgegriffen: Die Differenz zwischen Oberflächentemperatur und darüberliegender Temperatur des neutral geschichteten Bereichs  $d\theta_s$  und die Höhe der Inversionsschicht im initialen Profil  $z_{i_0}$  (siehe Abb.4.1). Die Differenz zwischen Oberflächentemperatur und der Temperatur der darüberliegenden Luftschicht bietet sich auch deshalb als Parameter an, da die Temperaturen am Boden und in der atmosphärischen Grenzschicht in der Regel mit unterschiedlichen Messgeräten bestimmt werden, z.B. mit Hilfe eines Strahlungsthermometers an der Erdoberfläche und mit pt-Thermometern an Messmasten, und deshalb in unterschiedlicher Genauigkeit vorliegen.

Obwohl die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit unter Vorgabe der Oberflächentemperatur durchgeführt wurden, wurde für die Empfindlichkeitsstudie der Vollständigkeit halber auch der bodennahe Wärmestrom  $\overline{w'\theta'}_0$  als alternative Rand- und Antriebsgröße variiert.

Wenn im Rahmen dieser Studie der Einfluss ungenauer Eingangsparameter auf die Simulationsergebnisse quantifiziert wird, soll insbesondere auch die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf zukünftige Simulationen und „Vergleichsfälle“ gewährleistet werden. Dies impliziert zum einen die Erfassung der Höhenabhängigkeit der Vergleichsgröße, da die Höhe, in der die Daten ausgewertet werden, bei zukünftigen Vergleichen variieren kann, sowie zum anderen die Untersuchung des Einflusses der Modellauflösung.

Die Quantifizierung des Einflusses von Ungenauigkeiten in den Simulationsparametern ist für quantitative Vergleiche zwischen Simulation und Messung generell eine wichtige Voraussetzung. Allerdings wurde die Empfindlichkeitsstudie im Rahmen dieses Projektes aus Zeitgründen vor allem für den Vergleich von LES-Daten mit Daten der akustischen Laufzeittomographie entworfen und wurde daher nur für eine konvektive Grenzschicht und mit Blick auf die hier verwendeten Vergleichsgrößen durchgeführt.

Modelllauf	$d\theta_s$ in K	$z_0$ in m	$u_g$ in $\text{m s}^{-1}$	$z_{i_0}$ in m
S0	10.0	0.01	4.0	1000.0
ST1	11.0	0.01	4.0	1000.0
ST2	12.0	0.01	4.0	1000.0
ST3	15.0	0.01	4.0	1000.0
SR1	10.0	0.05	4.0	1000.0
SR2	10.0	0.1	4.0	1000.0
SR3	10.0	0.15	4.0	1000.0
SR4	10.0	0.3	4.0	1000.0
SR5	10.0	0.5	4.0	1000.0
SU1	10.0	0.01	3.0	1000.0
SU2	10.0	0.01	5.0	1000.0
SU3	10.0	0.01	10.0	1000.0
SZ1	10.0	0.01	4.0	700.0
SZ2	10.0	0.01	4.0	800.0
SZ3	10.0	0.01	4.0	1100.0
	$\overline{w'\theta'_0}$ in $\text{K m s}^{-1}$			
SH1	0.05	0.01	4.0	1000.0
SH2	0.075	0.01	4.0	1000.0
SH3	0.1	0.01	4.0	1000.0
SH4	0.15	0.01	4.0	1000.0
SH5	0.2	0.01	4.0	1000.0

Tabelle 4.1: Auflistung der durchgeführten Simulationen und der jeweils variierten Parameter für die Empfindlichkeitsstudie mit dem LES-Modell PALM

## 4.1 Initialisierung

Für die Empfindlichkeitsstudie wurde eine konvektive Grenzschicht simuliert. Dabei bestand das Modellgebiet in allen Simulationen aus  $100 \times 100 \times 60$  Gitterpunkten bei einer Gitterweite von 50 m in jede Raumrichtung. Oberhalb von 1400 m wurde das vertikale Gitter je Gitterebene jeweils um den Faktor 1.1 gestreckt, um in diesem Bereich die Gitterpunktzahl zu reduzieren und damit Speicherplatz und Rechenzeit zu sparen. Die initiale Oberflächentemperatur betrug 300 K. Bis zu einer Höhe von 1000 m wurde eine neutrale Schichtung angenommen, begrenzt von einer 200 m dicken Inversionsschicht mit einem Temperaturgradienten von 5 K/100 m. Oberhalb von 1200 m wurde das Modellgebiet mit einer leicht stabilen Schichtung von 0.5 K pro 100 m initialisiert. Die im Rahmen der Empfindlichkeitsstudie durchgeführten Modellläufe mit den entsprechenden Parametervariationen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Die simulierte Zeit betrug für alle Läufe drei Stunden, was in etwa dem 18-fachen der charakteristischen Zeit  $t_*$  entspricht. Um den Einfluss einer räumliche Mittelung auf ein gröberes Gitter, wie sie bei der Simulation zum Vergleich mit akustischen Tomographiedaten nötig sein wird, auch in der Empfindlichkeitsstudie mit berücksichtigen zu können, wurden zusätzlich horizontale Schnitte des Temperatur- und Windfeldes auf ein gröberes Gitter von 500 m Gitterweite gemittelt und in 15 s-Intervallen in zwei verschiedenen Höhen ausgegeben.

Die statistischen Momente des horizontalen Temperaturfeldes, insbesondere die räumliche Varianz dieser Größe, entsprechen in etwa den Größen, die für den Vergleich mit Daten der akustischen Tomographie zur Verfügung stehen. Die Temperaturvarianz ist hier daher die simulierte Größe, deren Abhängigkeit von den Eingangsdaten untersucht wird.

Des Weiteren wurden in 15-Minuten-Abständen Vertikalprofile des mittleren Horizontalwindes, der horizontal gemittelten potentiellen Temperatur und der räumlichen Varianzen von  $u, v, w$  und  $\theta$  ausgegeben. Alle Profile wurden zeitlich über 15 Minuten ( $\approx 1.5 t_*$ ) gemittelt.

Um sicherzustellen, dass die verschiedenen Modellläufe zum Vergleichszeitpunkt ein ähnliches Stadium erreicht haben, musste ausgeschlossen werden, dass die Modelleinschwingphase durch unterschiedliche Initialisierungsparameter und Randbedingungen von Lauf zu Lauf variiert (siehe Kapitel 2.5). Daher wurde jeder Lauf zunächst mit denselben Parametern von S0 initialisiert und erst nach einer Stunde simulierter Zeit die gewünschte Größe geändert. Bis dahin hatte sich bereits ein quasi-stationärer Zustand eingestellt. Ein Vergleich mit Simulationsergebnissen, bei denen von Anfang an der gewünschte Simulationsparameter geändert wurde, zeigte allerdings nur marginale Unterschiede.

## 4.2 Durchführung und Ergebnisse

Da das Verfahren der akustischen Laufzeittomographie Informationen über die räumliche bzw. flächenhafte (horizontale) bodennahe Temperaturverteilung liefert, wurde hier insbesondere der Einfluss von Variationen der Eingangsparameter auf die Vergleichsgröße „horizontale Temperaturvarianz“  $\sigma_\theta^2$  untersucht (siehe Kapitel 5).

Abbildung 4.2 zeigt die räumlichen Temperaturvarianzen  $\sigma_\theta^2$  als Funktion der variierten Initialisierungsparameter und Randwerte. Die Darstellung der räumlichen Varianzen in zwei verschiedenen Höhen – in 225 m Höhe (entspricht der 5. vertikalen Gitterebene) und 475 m Höhe (10. Gitterebene) – macht hierbei die Abhängigkeit der horizontalen Temperaturvarianzen von der Höhe deutlich. Als Funktion von der Rauigkeitslänge ergibt sich für die Temperaturvarianz ein logarithmischer Zusammenhang, was aufgrund der logarithmischen Wind- und Temperaturbeziehungen in der unteren Grenzschicht nicht verwunderlich ist. Für alle anderen Parameter ergibt sich in erster Näherung ein linearer Verlauf.

Im weiteren Verfahren sollte nun die Höhenabhängigkeit des Einflusses der Modelleingangsparameter auf die Temperaturvarianzen untersucht werden. Ziel ist die Darstellung des absoluten und/oder relativen Fehlers in der Vergleichsgröße als Funktion der Höhe.

Für eine Variable  $\psi$ , die Funktion von Parameter  $a$  ist, ergibt sich der absolute Fehler  $\Delta\psi$  zu

$$\Delta\psi = \frac{\partial\psi}{\partial a}\Delta a \quad (4.1)$$

und der relative Fehler  $\delta\psi$  zu

$$\delta\psi := \frac{\Delta\psi}{\psi} = \frac{\frac{\partial\psi}{\partial a}\Delta a}{\psi}, \quad (4.2)$$

oder in verkürzter Schreibweise:

$$\delta\psi = \frac{\partial_a\psi\Delta a}{\psi}.$$

Statt der Bezeichnung „Fehler“ findet man in der Literatur auch die synonym verwendeten Bezeichnungen „Ungenauigkeit“ oder „Genauigkeit“.

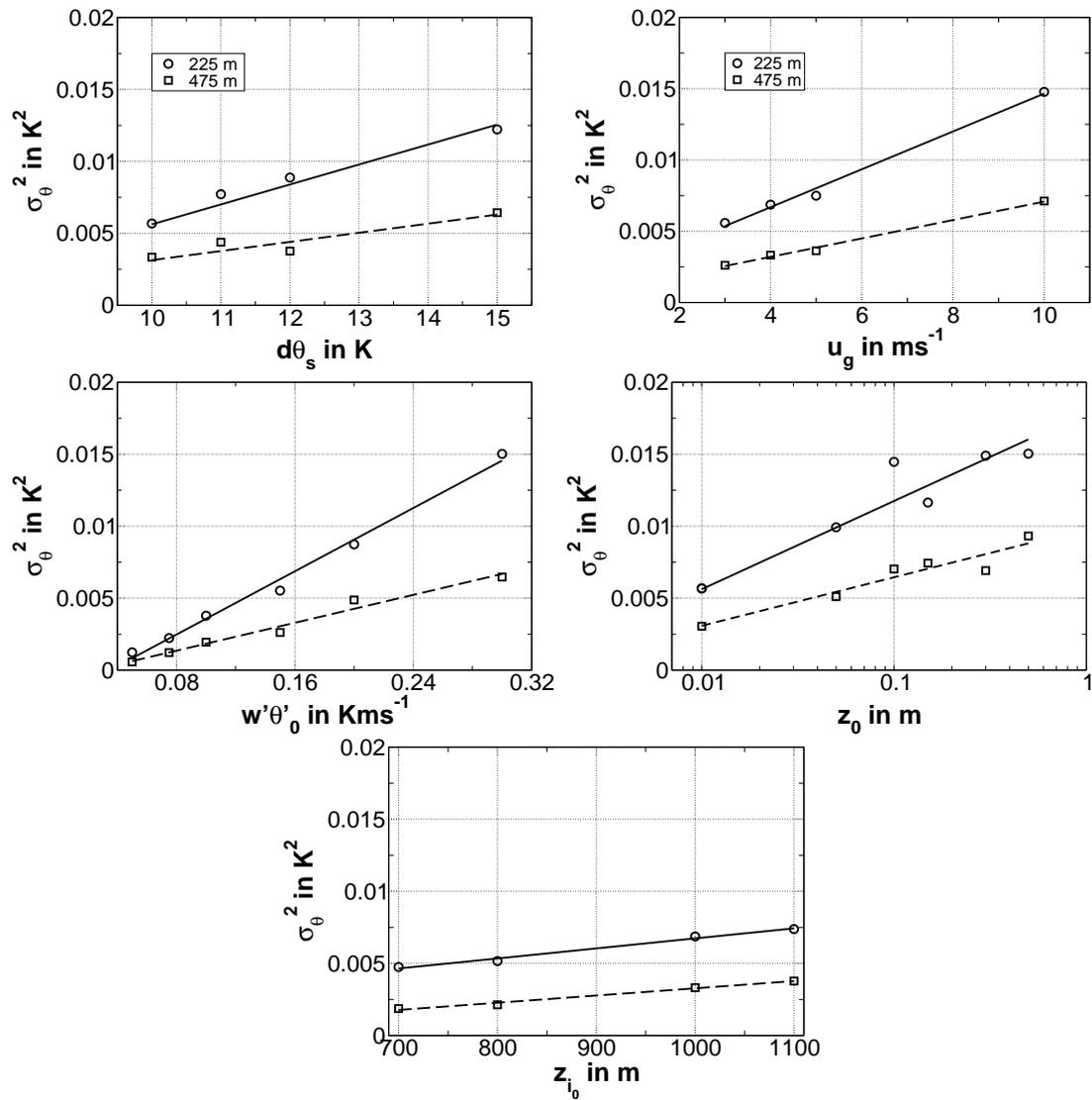


Abbildung 4.2: Räumliche Temperaturvarianz  $\sigma_\theta^2$  in  $\text{K}^2$ , analysiert in zwei verschiedenen Modellniveaus ( $\circ$ :  $z = 225$  m,  $\square$ :  $z = 475$  m), in Abhängigkeit von den verschiedenen Simulationsparametern  $d\theta_s$ ,  $u_g$ ,  $\overline{w'\theta'_0}$ ,  $z_0$  und  $z_{i0}$ . Die eingezeichneten Geraden sind lineare Regressionsgeraden.

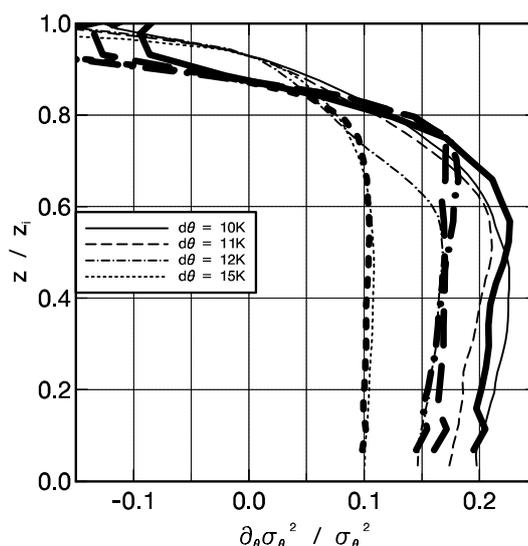


Abbildung 4.3: Fehlerquotient der Temperaturvarianz bzgl. der oberflächennahen Temperaturdifferenz ( $\partial_\theta \sigma_\theta^2 / \sigma_\theta^2$ ) in Abhängigkeit von  $z/z_i$  und von  $d\theta$ . Die dünnen Kurven stellen Simulationsergebnisse mit halbiertem Gitterweite dar.

Desweiteren sei an dieser Stelle noch die Größe

$$\frac{\delta\psi}{\Delta a} = \frac{\partial_a \psi}{\psi} \quad (4.3)$$

eingeführt, die im weiteren als „Fehlerquotient“ bezeichnet werden soll.

Um nun im weiteren Verfahren die Höhenabhängigkeit der Varianzen und damit des Einflusses der Modelleingangsparameter zu untersuchen, wurde in allen Höhen die Temperaturvarianz in Abhängigkeit von den variierten Parametern untersucht. Unter Annahme einer linearen Abhängigkeit für vier der fünf Variablen (siehe Abb. 4.2) wurde in jeder Höhe  $z$  eine Geradengleichung bestimmt und Geradensteigung und  $y$ -Achsenabschnitt in Abhängigkeit von der Höhe untersucht um gemäß den Gleichungen 4.1 und 4.2 Aussagen über den absoluten bzw. relativen Fehler der räumliche Temperaturvarianz machen zu können. Für den Parameter  $z_0$  wurde entsprechend der Ergebnisse aus Abb. 4.2 ein logarithmischer Zusammenhang angenommen und die Geradensteigung für die Größe  $\ln z$  bestimmt.

Außerdem wurden Simulationen mit halbiertem Gitterweite durchgeführt, um zusätzlich die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Modellauflösung zu überprüfen.

Abbildung 4.3 zeigt exemplarisch für den variierten Modelleingangsparameter  $d\theta_s$ , den Fehlerquotienten  $\delta\sigma_\theta^2 / \Delta(d\theta)$  (siehe Gleichung 4.3) in Abhängigkeit von der Höhe  $z/z_i$  und von der bodennahen Temperaturdifferenz  $d\theta$ . Die verschiedenen Kurven markieren dabei die verschiedenen Werte von  $d\theta_s$ , mit denen Simulationen durchgeführt wurden. Die dünn gezeichneten Kurven sind die Ergebnisse der höher aufgelösten Simulationen. Dabei zeigt sich, dass  $\delta\sigma_\theta^2 / \Delta(d\theta)$  innerhalb der Mischungsschicht nahezu höhenkonstant ist und erst in der Entrainmentzone stark abnimmt. Die Simulationsergebnisse verschiedener Modellauflösungen unterscheiden sich dabei in den meisten Fällen nur geringfügig. Entsprechend fielen auch die Ergebnisse für die übrigen variierten Parameter aus (ohne Abbildung), so dass für den relativen Fehler der Temperaturvarianz Unabhängigkeit von der Modellauflösung und der Höhe angenommen werden kann.

Allerdings ist noch eine Abhängigkeit des Fehlerquotienten von dem variierten Parameter selbst zu erkennen. In Abb. 4.4 ist daher der Fehlerquotient der Temperaturvarianz ( $\delta\sigma_\theta^2/\Delta EP$ ) als Funktion des jeweiligen Eingangsparameters EP dargestellt. Für alle Größen ergibt sich eine Abnahme des Fehlerquotienten mit Zunahme des Simulationsparameters. Für  $d\theta_s$ ,  $u_g$  und  $z_{i0}$  ergibt sich in erster Näherung eine lineare Abnahme des Fehlerquotienten mit dem Eingangsparameter während die Funktionen  $\delta\sigma_\theta^2/\Delta(\overline{w'\theta'}_0)$  und  $\delta\sigma_\theta^2/\Delta(\ln z_0)$  Hyperbeln sind.

### 4.3 Diskussion der Ergebnisse

Aus den im Rahmen der Empfindlichkeitsstudie untersuchten Abhängigkeiten der Temperaturvarianz von den Initialisierungs- und Randwerten lassen sich nun einfache Formeln zur Abschätzung des Fehlers in den simulierten Temperaturvarianzen ableiten, die im Bereich der Mischungsschicht gültig sind.

Dazu wird angenommen, dass die Messfehler der jeweiligen Eingangsgröße der Standardabweichung  $\sigma$  dieser Größenverteilung entsprechen, d.h. dass allgemein für den wahren Wert  $a_w$  der Messgröße  $a$  gilt:

$$a_w = a \pm \Delta a = a \pm \sigma_a .$$

Nach dem Gauss'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz (siehe Bronstein und Semendjajew 1987) ergibt sich dann für die Standardabweichung  $\sigma_\psi$  einer Größe  $\psi = \psi(a, b, \dots)$ :

$$\sigma_\psi^2 = \left(\frac{\partial\psi}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial b}\right)^2 \sigma_b^2 + \dots \quad (4.4)$$

und der relative Fehler  $\delta\psi$  dieser Größe  $\psi$  kann folgendermaßen angegeben werden:

$$\delta\psi = \frac{\sigma_\psi}{\psi} . \quad (4.5)$$

Aus der Empfindlichkeitsstudie ergeben sich Näherungsformeln für den Fehlerquotienten  $\partial_{EP}\sigma_\theta^2/\sigma_\theta^2$  der folgenden Form:

$$\partial_{u_g}\sigma_\theta^2/\sigma_\theta^2 = 0.19 - 0.012u_g , \quad (4.6)$$

$$\partial_{d\theta_s}\sigma_\theta^2/\sigma_\theta^2 = 0.399 - 0.020d\theta_s , \quad (4.7)$$

$$\partial_{z_{i0}}\sigma_\theta^2/\sigma_\theta^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} - 1.4 \cdot 10^{-6}z_{i0} , \quad (4.8)$$

$$\partial_{\ln z_0}\sigma_\theta^2/\sigma_\theta^2 = \frac{1}{6.1 + 0.9 \ln z_0} , \quad (4.9)$$

$$\partial_{\overline{w'\theta'}_0}\sigma_\theta^2/\sigma_\theta^2 = \frac{1}{\overline{w'\theta'}_0 - 0.037} . \quad (4.10)$$

Dabei handelt es sich um Zahlenwertgleichungen, wobei die Werte in SI-Einheiten einzusetzen sind bzw. sich in den entsprechenden SI-Einheiten ergeben. Damit ergibt sich für  $\delta\sigma_\theta^2$  (bei Vorgabe der Oberflächentemperatur im Modell)

$$\begin{aligned} \delta\sigma_\theta^2 = & [(0.19 - 0.012u_g)^2(\Delta u_g)^2 + (0.399 - 0.020d\theta_s)^2(\Delta d\theta_s)^2 \\ & + (2.5 \cdot 10^{-3} - 1.4 \cdot 10^{-6}z_{i0})^2(\Delta z_{i0})^2 + \left(\frac{1}{6.1 + 0.9 \ln z_0}\right)^2 (\Delta \ln z_0)^2]^{\frac{1}{2}} . \end{aligned} \quad (4.11)$$

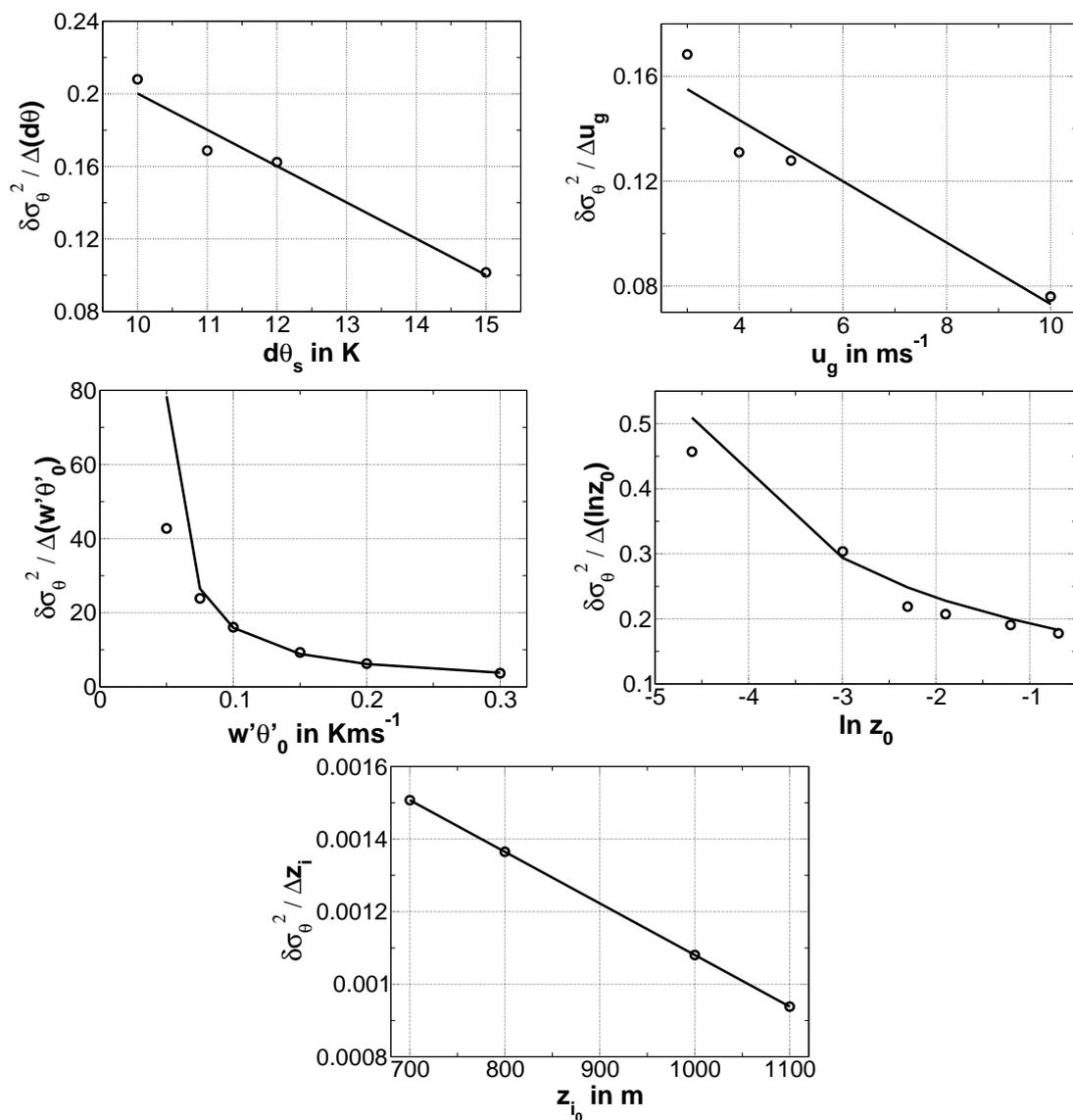


Abbildung 4.4: Fehlerquotient der Temperaturvarianz  $\delta\sigma_\theta^2 / \Delta EP$  als Funktion der Temperaturdifferenz an der Oberfläche  $d\theta_s$ , der geostrophischen Windgeschwindigkeit  $u_g$ , des bodennahen Wärmestroms  $w'\theta'_0$ , der Rauigkeitslänge  $z_0$  und der initialen Grenzschichthöhe  $z_{i_0}$ . Die Linien kennzeichnen den näherungsweisen Kurvenverlauf.

Zur Verdeutlichung der oben dargestellten Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudie und des Einflusses der Initialisierungsparameter und Randbedingungen auf die simulierten Temperaturvarianzen soll hier diese Rechnung einmal für fiktiv angenommene Werte von realistischen Größenordnungen durchgeführt werden. Für einen geostrophischen Wind  $u_g$  von  $5 \text{ m s}^{-1}$ , eine initiale Inversionshöhe  $z_{i_0}$  von 1000 m, eine bodennahe Temperaturdifferenz  $d\theta_s$  von 10 K und eine Rauigkeitslänge von 0.01 m erhält man bei angenommenen Messfehlern in den Eingangsparametern von  $\Delta u_g = \pm 1 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\Delta d\theta_s = \pm 1 \text{ K}$ ,  $\Delta z_{i_0} = \pm 50 \text{ m}$  und  $\Delta(\ln z_0) = \pm \ln 2$  (d.h.  $z_0$  ist bis auf den Faktor 2 bekannt) einen relativen Fehler  $\delta\sigma_\theta^2$  von etwa  $\pm 43\%$ . Für einen quantitativen Vergleich, der zur Bewertung des LES-Modells herangezogen werden soll, ist dies zu ungenau! Hier wären, in Anlehnung an die bei einem LES-Vergleich für eine konvektive Grenzschicht von Nieuwstadt et al. (1993) auftretenden Unterschiede zwischen den LE-Simulationsergebnissen, Genauigkeiten von  $\pm 10\%$  angemessen.

Um den Einfluss der einzelnen Eingangsparameter auf die simulierten Temperaturvarianzen miteinander vergleichen oder gegeneinander abschätzen zu können, sei hier noch einmal jeder Parameter und seine Auswirkungen auf die Temperaturvarianz einzeln betrachtet.

Ungenauigkeiten in der Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und erstem Gitterpunkt  $d\theta_s$  bewirken einen relativen Fehler  $\delta\sigma_\theta^2$  in den Temperaturvarianzen von 0.1 bis  $0.2 \cdot \Delta(d\theta_s)$  (siehe Abb. 4.4). Typische Messgenauigkeiten von 1 K für die Oberflächentemperatur bewirken daher für den hier untersuchten Bereich der Temperaturdifferenzen (10 bis 15 K) eine relative Ungenauigkeit in den simulierten Varianzen von 10 bis 20%. Bei geringeren Temperaturdifferenzen von wenigen Kelvin, wie sie z.B. in der morgendlichen Grenzschicht auftreten, kann die resultierende relative Ungenauigkeit in den simulierten Varianzen bis zu 30% betragen.

Wie Abb. 4.4 für den geostrophischen Wind  $u_g$  zeigt, liegt hier die relative Genauigkeit zwischen  $0.06$  und  $0.18 \cdot \Delta u_g$ . Mit Radiosonden kann der mittlere Wind in der Höhe mit einer Genauigkeit von bis zu  $\pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$  bereitgestellt werden. Daraus würde sich ein relativer Fehler von nur 0.6 bis 1.8% in den simulierten Varianzen ergeben, was für einen geringen Einfluss des geostrophischen Windes auf die Simulationsergebnisse spricht. Allerdings wird mit Hilfe der Radiosonden nicht der geostrophische Wind sondern der aktuelle Wind gemessen. Für die Initialisierung muss also noch abgeschätzt werden, in welcher Höhe der aktuelle Wind gleich dem geostrophischen Wind ist. Im Falle einer baroklinen Atmosphäre, in der der geostrophische Wind nicht höhenkonstant ist, sondern sich auch oberhalb der Inversion noch mit der Höhe ändert, gibt es einen gewissen Ermessensspielraum, der sich in einer höheren Fehlerabschätzung widerspiegelt. Nimmt man daher also einen Fehler  $\Delta u_g \approx \pm 0.5 \text{ m s}^{-1}$  an, so ergibt sich daraus in den simulierten Temperaturvarianzen ein relativer Fehler von 3.0 bis 9.0%

Alternativ könnte der geostrophische Wind auch aus dem horizontalen Druckgradienten abgeleitet werden. In diesem Fall müsste wiederum durch Fehlerfortpflanzungsrechnung die Ungenauigkeit des geostrophischen Windes aus Druck- und Längenangaben bestimmt werden.

Die initiale Grenzschichthöhe ist nicht wie der geostrophische Wind, die Rauigkeitslänge oder die Oberflächentemperatur ein Modelleingangsparameter oder Randwert, der direkt angegeben wird, sondern sie ergibt sich implizit aus dem Initialisierungsprofil für die potentielle Temperatur (siehe Kapitel 2.5). Im Laufe der Simulation wird die Grenzschichthöhe aus der Höhe des Minimums im Wärmestrom bzw. der Temperaturinversion berechnet und kann als Kontrollparameter für die Entwicklung der Grenzschicht mit gemessenen Grenzschichthöhen verglichen werden. Allerdings wird, wie die Ergebnisse dieser Studie zeigen, die Entwicklung der Grenzschicht auch durch die Wahl der Inversionshöhe im Anfangstemperaturprofil beein-

flusst. Aus Abb. 4.4 ist eine relative Ungenauigkeit der simulierten Temperaturvarianzen von  $0.0008$  bis  $0.0016 \cdot \Delta z_{i_0}$  abzulesen. Nimmt man eine Genauigkeit von  $\Delta z_i$  von  $\pm 20$  m an, ergibt sich daraus eine Ungenauigkeit von  $1.6$  bis  $3.2\%$ , also in etwa eine Größenordnung kleiner als bei der oberflächennahen Temperaturdifferenz.

Besonders groß ist der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die simulierten Temperaturvarianzen. Dies gilt hier in besonderem Maße, weil die im Rahmen dieses Projektes durchgeführten Simulationen bei vorgegebener Oberflächentemperatur durchgeführt wurden, und nicht – wie ebenfalls mit dem Modell möglich – bei vorgegebenem oberflächennahen Wärmestrom. So beeinflusst die gegebene Rauigkeitslänge zusätzlich zum Impulsfluss auch den im Modell berechneten Wärmestrom über den Zusammenhang

$$\overline{w'\theta'}_0 = -u_* \vartheta_* ,$$

(siehe Gl. 2.68), wobei sowohl  $u_*$  als auch  $\vartheta_*$  von  $z_0$  abhängen.

Für den hier untersuchten Bereich von Rauigkeitslängen beträgt die Ungenauigkeit in den simulierten Temperaturvarianzen in etwa  $0.1$  bis  $0.5 \cdot \Delta \ln z_0$ . Nimmt man an, dass  $z_0$  in etwa auf einen Faktor 2 genau bestimmt werden kann (d.h.  $\Delta(\ln z_0) = \ln 2$ ), so ergibt sich daraus eine relative Unsicherheit von  $\pm 7$  bis  $\pm 35\%$ .

Eine gewünschte Genauigkeit in den (rein von  $z_0$  abhängigen) simulierten Temperaturvarianzen von  $< \pm 10\%$  wäre nach den Ergebnissen dieser Studie nur dann zu erreichen, wenn  $z_0$  mindestens auf einen Faktor 1.5 genau bestimmt würde (bei Rauigkeiten um  $0.1$  m). Aus Abb. 4.4 folgt, dass bei geringeren Rauigkeiten um  $0.01$  m die Bestimmung sogar noch genauer erfolgen muss, und zwar auf den Faktor 1.2 genau, um noch die gewünschte Genauigkeit in den Simulationsdaten zu gewährleisten. In Anbetracht der Tatsache, dass die Rauigkeitslänge für zurückliegende Vergleiche nur aus der Oberflächenbeschaffenheit (z.B. Ackerland oder Grasbewuchs) aus Tabellen nach Oke (1987) abgeleitet wurde und dabei von einer Genauigkeit von  $\pm 100$  bis  $200\%$  ausgegangen werden kann, sind die oben genannten Genauigkeitsanforderungen schwer zu realisieren. In zukünftigen Experimenten wird es daher erforderlich sein, zusätzliche Mastmessdaten zur Bestimmung von  $z_0$  heranzuziehen. Allerdings bleibt dabei die Schwierigkeit, ein ausreichend großes Gelände mit homogener Oberfläche zu finden, da Inhomogenitäten in der Oberflächenbeschaffenheit die Bestimmung von  $z_0$  erschweren bzw. verfälschen.

Wie schon beschrieben, ist die starke Abhängigkeit der Ergebnisse von der Rauigkeitslänge auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Simulationen unter Vorgabe der Oberflächentemperatur durchgeführt wurden und in diesem Fall die Rauigkeit bei der Berechnung des bodennahen fühlbaren Wärmestroms eine große Rolle spielt. Zum Vergleich wurden ebenfalls Simulationen mit vorgegebenem und variiertem Wärmestrom durchgeführt, um abzuschätzen, ob sich dieser leichter mit der nötigen Genauigkeit bereitstellen ließe. Auch hier ergibt sich eine starke Abhängigkeit des relativen Fehlers  $\delta\sigma_0^2$  vom Wert des bodennahen Wärmestroms. Je geringer der Wärmestrom, desto größer ist der relative Fehler der untersuchten Temperaturvarianz. Für die im Rahmen der Empfindlichkeitsstudie untersuchten Bereiche zwischen  $0.05$  und  $0.3 \text{ K m s}^{-1}$  ergeben sich nach Abb. 4.4 Ungenauigkeiten von  $\delta\sigma_0^2 = \pm 5$  bis  $\pm 60 \cdot \overline{\Delta w'\theta'}_0$ . Nimmt man nun an, dass der fühlbare turbulente vertikale Wärmestrom mit einer Genauigkeit von  $\overline{\Delta w'\theta'}_0 \approx 0.008 \text{ K m s}^{-1}$  bestimmt wird, ergibt sich eine Unsicherheit  $\delta\sigma_0^2$  von etwa  $4$  bis  $48\%$ . Insbesondere in den frühen Morgenstunden, auf die wir uns im Rahmen dieses Projektes konzentrieren, ist der beobachtete Wärmestrom noch gering und die zu erwartenden Fehler daher relativ groß, so dass durch die Vorgabe des Wärmestroms keine Verbesserung der Genauigkeiten zu erwarten ist. In diesem Zusammenhang ist auf ein zusätzliches Problem bei der experimentellen Bestimmung eines für eine homogene Fläche repräsentativen turbulenten

Modellparameter	Messfehler	relativer Fehler von $\sigma_\theta^2$
$d\theta_s$	$\Delta(d\theta_s) = \pm 1.0 \text{ K}$	10% ( $d\theta = 15 \text{ K}$ ) bis 30% (10 K)
$u_g$	$\Delta u_g = \pm 0.5 \text{ m s}^{-1}$	3% ( $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ ) bis 9% ( $3 \text{ m s}^{-1}$ )
$z_{i0}$	$\Delta z_i = \pm 20 \text{ m}$	1.6% ( $z_i = 1100 \text{ m}$ ) bis 3.2% (700 m)
$z_0$	$\Delta \ln z_0 = \pm \ln 2$	7% ( $z_0 = 0.5 \text{ m}$ ) bis 35% (0.01 m)
$w'\theta'_0$	$\Delta w'\theta'_0 = \pm 0.008 \text{ K m s}^{-1}$	4% ( $0.3 \text{ K m s}^{-1}$ ) bis 48% ( $0.05 \text{ K m s}^{-1}$ )

Tabelle 4.2: Die variierten Initialisierungsparameter und Randbedingungen mit den angenommenen Ungenauigkeiten und den daraus resultierenden relativen Fehlern in den Temperaturvarianzen für den untersuchten Parameterbereich.

Wärmestroms aufmerksam zu machen: Kanda et al. (2002) haben mit Hilfe einer Modellstudie gezeigt, dass in Abhängigkeit vom mittleren Wind auch über homogenem Gelände der durch *eddy covariance* - Methode ermittelte Wärmestrom teilweise stark vom mittleren Wärmestrom für das Gebiet abweichen kann und daher Punktmessungen nicht unbedingt repräsentativ für das Messgelände sind, auf dem sie stattfinden.

In Tabelle 4.2 sind die Fehlerabschätzungen für die einzelnen Parameter noch einmal abzulesen. Dabei wird wiederum deutlich, dass die Parameter, von denen die Stärke des Auftriebs im Modell abhängt, also der bodennahe Wärmestrom bzw. die bodennahe Temperaturdifferenz und die Oberflächenrauigkeit, den größten Einfluss auf die Temperaturvarianzen im Modell haben und daher besonders genau bestimmt werden müssen.

Um insgesamt eine Genauigkeit von  $\pm 10\%$  in den simulierten Temperaturvarianzen zu erhalten, müsste man bei den oben angenommenen Werten  $u_g = 5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $d\theta_s = 10 \text{ K}$ ,  $z_{i0} = 1000 \text{ m}$  und  $z_0 = 0.01 \text{ m}$  z.B. folgende Messgenauigkeiten fordern:  $\Delta u_g = 0.24 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\Delta(d\theta) = 0.24 \text{ K}$ ,  $\Delta(\ln z_0) = 0.15 = \ln 1.16$  (dies entspricht einer maximalen Abweichung für  $z_0$  von  $+16\%$  bzw.  $-14\%$ ) und  $\Delta z_{i0} = 12 \text{ m}$ . Dies ist allerdings nur eine hypothetische Abschätzung und muss entsprechend der technischen Möglichkeiten bei den jeweiligen Messungen evtl. noch zugunsten der einen oder anderen Größe modifiziert werden. Kann beispielsweise die Oberflächenrauigkeit nicht mit der entsprechenden Genauigkeit bestimmt werden, müssen die anderen Größen zum Ausgleich mit umso höherer Genauigkeit gemessen werden.

Zusammengefasst zeigen die Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudie, dass für die Durchführung eines quantitativen Vergleichs von Messdaten mit LES-Daten hohe Anforderungen an die Genauigkeit der durch Messungen bereitzustellenden Modelleingangsparameter zu stellen sind. Insbesondere die für den Antrieb des Modells wichtigen Größen, wahlweise Oberflächentemperatur und die Rauigkeitslänge oder bodennaher fühlbarer Wärmestrom, stellen dabei eine große Hürde dar (siehe Tabelle 4.2). Es ist noch zu überprüfen, inwieweit Unterschiede in den Varianzen, die z.B. auf die Verwendung verschiedener subskaliger Parametrisierungsmodelle zurückzuführen sind, die Unsicherheiten aufgrund ungenauer Eingangsparameter überwiegen. Erste Tests im Rahmen dieser Arbeit ergaben für die Verwendung der beiden in PALM implementierten SGS-Modelle Differenzen in den Temperaturvarianzen, die in der Größenordnung der hier für den Beispielfall abgeschätzten Ungenauigkeiten lagen. Demnach wären also deutlich höhere Genauigkeiten nötig, als die hier angenommenen, um durch quantitative Vergleiche mit Messdaten SGS-Modelle validieren zu können.

Wie sich nun diese Ergebnisse auf den im Rahmen dieser Arbeit geplanten Vergleich auswirken und welche Genauigkeiten sich bei der akustischen Tomographie ergeben, wird in Kapitel 5 behandelt.



# 5 Vergleich von Tomographiedaten und LES-Daten

Ein erstmaliger Vergleich von LES-Daten mit Messdaten der akustischen Laufzeittomographie ist zentrales Thema dieser Arbeit. Dabei ist ein Ziel die Durchführung eines quantitativen Vergleichs in Hinblick auf

1. eine mögliche Evaluierung des LES-Modells und
2. den Vergleich und die Bewertung verschiedener SGS-Modelle.

Das Verfahren der akustischen Laufzeittomographie bietet sich dabei wegen seines Datenformats besonders an (siehe Kapitel 1). Allerdings zeigte die Empfindlichkeitsstudie aus Kapitel 4 auch mögliche Schwierigkeiten auf. Allgemein ist festzuhalten, dass bei der Durchführung eines ersten quantitativen Vergleichs mit Daten einer relativ neuen Messmethode zunächst einige Voraussetzungen eingehalten und Vergleichsbedingungen durchdacht werden müssen. In diesem Kapitel werden im folgenden diese Punkte beschrieben und erste Vergleichsergebnisse präsentiert und diskutiert.

## 5.1 Prinzipielle Voraussetzungen für einen quantitativen Vergleich

Um einen quantitativen Vergleich zwischen Messung und Simulation durchzuführen, müssen einige Voraussetzungen getroffen und die Vergleichssituation durchdacht werden. Im hiesigen Fall eines ersten Vergleichs von Messungen mit dem Verfahren der akustischen Tomographie mit LES-Daten lassen sich folgende Voraussetzungen formulieren:

- Die Vergleichssituation sollte so ausgewählt werden, dass das Messsignal (und das Signal in den Simulationsdaten) möglichst groß ist, insbesondere bei einem ersten Vergleich. Das Verfahren der akustischen Tomographie wurde für den Vergleich ausgewählt, weil es Temperaturfelder in räumlicher Auflösung und in einem zum LES-Datenformat vergleichbaren Format liefert. Daher sollte für den Vergleich eine Situation ausgewählt werden, die starke räumliche Temperaturfluktuationen, d.h. große Temperaturvarianzen, erzeugt. Von Seiten der Grobstruktursimulation sollte außerdem eine Situation ausgewählt werden, die sich relativ einfach simulieren lässt, und für die das Modell nachweislich qualitativ gute Ergebnisse liefert. Beides ist für eine konvektive Grenzschicht der Fall (siehe Kapitel 2.6 und Schröter 2002). Daher bietet sich eine solche Situation zur Durchführung des Vergleiches an.
- Für einen ersten Vergleich sollten die zu untersuchenden Verhältnisse so einfach wie möglich gehalten sein. Daher sollte der Vergleich zunächst auf horizontal homogene Oberflächenstrukturen begrenzt sein.

- Aus demselben Grund müssen advective Einflüsse z.B. von nahen Waldflächen vermieden werden.
- Wie in Kapitel 2.5 beschrieben, wird im Modell bei Vorgabe der Oberflächentemperaturen zur Berechnung des bodennahen Wärmestroms, also des Wärmeeintrags in das Modellgebiet, die Definition der charakteristischen Temperatur (Gleichung 2.68) herangezogen ( $\overline{w'\theta'_0} = -u_*\theta_*$ ). Damit man mit diesem Berechnungsverfahren z.B. bei bodennah labiler Temperaturschichtung auch einen positiven Wärmestrom erhält, muss allerdings ein mittlerer Wind vorhanden sein, denn sonst wird die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und damit der bodennahe Wärmestrom  $\overline{w'\theta'_0}$  Null.

Auf der anderen Seite bewirkt ein zu starker mittlerer Wind aufgrund des im Modell für den Zeitschritt angewandten CFL-Kriteriums einen sehr kleinen Zeitschritt und damit eine zu lange Rechenzeit. Außerdem nimmt mit Zunahme des mittleren Windes das Rauschen in den akustischen Tomographiemessungen zu.

Die ausgewählte Situation muss also eine Situation mit schwachem mittleren Wind sein.

- Da es sich prinzipiell um einen quantitativen Vergleich von LES-Daten mit experimentellen Daten handelt, der zur möglichen Evaluierung von PALM geeignet sein soll, sollten die Simulationsergebnisse soweit wie möglich unabhängig von dem verwendeten SGS-Verfahren sein. Dazu müssen vorhandene turbulente Strukturen in der Messhöhe vom Modell bereits aufgelöst werden. Bei einer Messhöhe von 2 m bedeutet dies im optimalen Fall die Wahl einer Modellgitterweite von 0.5 m oder weniger. Bei einer solch hohen Modellauflösung und begrenzten Rechenzeit- und Speicherplatzressourcen ergibt sich eine Einschränkung der Größe des Modellgebietes. Um aber den Einfluss der Modellgrenzen auf die Simulationsergebnisse vernachlässigen zu können, müssen die vorhandenen konvektiven Strukturen deutlich kleiner als das Modellgebiet sein. Daher können nur Grenzschichten von relativ geringer Dicke ( $z_i = 100 - 200$  m) simuliert werden. Solche Grenzschichthöhen treten vor allem in den frühen Morgenstunden auf, in einer Zeitspanne zwischen erstem Einsetzen der Konvektion und dem Erreichen der Restschicht des Vortags. Damit ist auch der Vergleichszeitraum begrenzt, denn mit Erreichen der Restschicht setzt so schnelles Wachstum ein, dass die turbulenten Strukturen in dieser Phase aus dem Modellgebiet herauswachsen würden und damit nicht mehr simuliert werden könnten.
- Für das LES-Modell müssen Randbedingungen vorgegeben und das Modell muss initialisiert werden. Entsprechend benötigte Daten müssen daher während des Vergleichsexperiments durch (evtl. zusätzliche) Messungen bestimmt und für die Vergleichssimulation zur Verfügung gestellt werden.
- Die Unsicherheiten in den zu vergleichenden Datensätzen (aus Messungen und LES) müssen bekannt sein.

Dabei sind auch die Auswirkung von Unsicherheiten in den zur Initialisierung und zur Vorgabe der Randbedingungen des LES-Modells zur Verfügung gestellten Parametern auf die Simulationsergebnisse zu untersuchen und zu quantifizieren. Diesem Punkt wurde mit der Durchführung der Empfindlichkeitsstudie (siehe Kapitel 4) Rechnung getragen.

Zusammenfassend ist für den Vergleich zwischen LES-Simulationsdaten und Messdaten der akustischen Tomographie eine Wetterlage auszuwählen, die sich durch schwachen Wind

auszeichnet und bei der sich eine flache konvektive Grenzschicht entwickelt. Die Messungen sollten über homogenem Gelände stattfinden und nicht im advektiven Einflussbereich von deutlich anders strukturierten Oberflächen (wie z.B. Wald- oder Wasserflächen) liegen. Der Vergleichszeitraum ist durch die Einschränkungen bzgl. der Größe des Modellgebietes auf die frühen Morgenstunden begrenzt.

## 5.2 Technische Vorbereitungen für den Vergleich

Für die optimale Realisierung des Vergleichs von LES-Daten mit Messdaten, gewonnen durch die akustische Laufzeittomographie, waren von technischer Seite einige Vorbereitungen zu treffen:

Zunächst mussten die Datensätze aus LE-Simulation und akustischer Tomographiemessung auf dasselbe Format gebracht werden. Dazu wurde PALM um die Möglichkeit ergänzt, die auf einem hochauflösenden Gitter ( $\Delta x = 0.5$  m bzw. 1.0 m) vorhandenen Felder der Windkomponenten und der potentiellen Temperatur arithmetisch auf das gröbere, bei der tomographischen Auswertung verwendete Gitter ( $\Delta x = 20$  m bis 50 m), zu mitteln. Damit eine effiziente Durchführung dieser Mittelung auch auf Massiv-Parallelrechnern garantiert ist, wurde dieser Vorgang parallelisiert.

Desweiteren wurde die Möglichkeit implementiert, im Modell akustische Laufzeitmessungen zu simulieren, um neben dem Vergleich der direkt simulierten und auf das tomographische Gitter gemittelten Temperaturen auch die Möglichkeit zu bieten, Schalllaufzeiten bzw. daraus gewonnene Informationen zu vergleichen. Da bei der tomographischen Auswertung der gemessenen Schalllaufzeiten von geradliniger Schallausbreitung ausgegangen wird (siehe Kapitel 3), wird diese Annahme auch für die Simulation der Schallausbreitung im Modell gemacht. Über eine Parameterdatei ist es möglich, die Positionen von „virtuellen“ Sendern und Empfängern innerhalb des Modellgebietes vorzugeben. Für jede Sender-Empfänger-Kombination, also jeden über dem Mess- und Modellgebiet vorkommenden Schallstrahl, werden nun die Strahlabschnitte innerhalb der durchkreuzten Modellgitterzellen bestimmt und aus den dort vorliegenden Temperaturen und Windkomponenten die effektiven Schallgeschwindigkeiten errechnet:

$$c_{ij} = \sqrt{\gamma RT_j} + \vec{n}_i (u_j \vec{e}_x + v_j \vec{e}_y) .$$

Dabei ist  $c_{ij}$  die effektive Schallgeschwindigkeit in Richtung des Strahls  $i$  in Gitterzelle  $j$ ,  $\vec{n}_i$  stellt den Einheitsvektor in Schallausbreitungsrichtung des Schallstrahls  $i$  dar und  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  sind die Einheitsvektoren in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung. Die effektive Schallgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung des Schallstrahls wurde in Kapitel 3 eingeführt und war folgendermaßen definiert (siehe Gleichung 3.2):

$$c_{\text{eff}} = c_L + \vec{n}_{\text{Strahl}} \vec{v} .$$

Entsprechend ergibt sich die Zeit  $t_{ij}$ , in der ein Schallstrahl  $i$  die Modellgitterzelle  $j$  durchquert, zu

$$t_{ij} = \frac{s_{ij}}{c_{ij}} ,$$

wobei  $s_{ij}$  die Länge des entlang des Schallstrahls  $i$  innerhalb der Modellgitterzelle  $j$  zurückgelegten Streckenabschnitts ist. Zur Berechnung der Gesamtschalllaufzeit je Schallstrahl werden dann die jeweiligen Laufzeiten über alle Gitterzellen aufsummiert:

$$t_i = \sum_{j=1}^{N_j} t_{ij}$$

mit  $N_j$  = Anzahl der Modellgitterzellen. In den Zellen  $j$ , die der Schallstrahl  $i$  nicht durchquert, ist  $t_{ij} = 0$ .

In Kapitel 3 wurde die virtuelle akustische Temperatur  $T_{av}$  (siehe Gl. 3.4) eingeführt, über die bei der Berechnung der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit  $c_L$  der Einfluss der Luftfeuchte mit berücksichtigt wird. Da die in diesem Projekt durchgeführten Modellläufe ohne Feuchte gerechnet wurden und da das Modell so initialisiert wurde, dass die aktuelle Temperatur  $T$  am Boden mit der potentiellen Temperatur  $\theta$  übereinstimmt, wurde bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit in einer Höhe von 2 m über Grund die potentielle Temperatur anstatt der virtuellen akustischen Temperatur eingesetzt. Der dadurch entstehende Fehler liegt in dieser geringen Höhe bei 0.02 – 0.03 K und ist daher vernachlässigbar.

Desweiteren wurde die Berechnung der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit sowie der effektiven Schallgeschwindigkeiten in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung ( $c_{\text{eff},x}$ ,  $c_{\text{eff},y}$ ,  $c_{\text{eff},z}$ ) und deren Ausgabe in Form von zweidimensionalen Schnitten innerhalb des Modellgebietes implementiert.

### 5.3 Das Experiment in Lindenberg im Herbst 1999

Im Rahmen der Aufgaben des Deutschen Wetterdienstes (DWD) zur operationellen Wettervorhersage und Wetter- und Klimaberatung sowie zum Monitoring von Klima- und Umweltprozessen ist das Meteorologische Observatorium Lindenberg (MOL) als Teil des DWD-Geschäftsbereiches Forschung und Entwicklung verantwortlich für Forschungsarbeiten zur experimentellen Erfassung und Interpretation der physikalischen Struktur der Atmosphäre vom Boden bis in die Stratosphäre.

Ein Sachgebiet beschäftigt sich insbesondere mit der qualitätsgerechten messtechnischen Erfassung von Zustands- und Prozessgrößen an der Erdoberfläche und innerhalb der Atmosphärischen Grenzschicht sowie deren Interpretation und Bereitstellung für numerische Modellrechnungen und zur Validierung von Satellitendaten. Um die Fragestellung nach der Repräsentativität der Messungen z.B. auf dem Gemeinsamen Messfeld (GM) Falkenberg für das umliegende Gelände zu bearbeiten, wurde das Leipziger Institut für Meteorologie im Herbst 1999 beauftragt, akustische Laufzeitmessungen durchzuführen. Mit Hilfe der akustischen Tomographie sollte festgestellt werden, inwieweit für das GM Falkenberg z.B. horizontale Homogenität gegeben ist.

Die Messkampagne fand im Zeitraum vom 20.09. bis 13.10.1999 statt. Schalllaufzeitmessungen wurden dabei in den zwei Perioden mit trockener Witterung vom 23.09. bis 25.09. und vom 12.10. bis 13.10. durchgeführt.

Das tomographische Messfeld mit einer Ausdehnung von 200 m  $\times$  240 m war so ausgerichtet, dass es sich im wesentlichen an den Grenzen des GM Falkenberg orientierte, jedoch im Westen ca. 50 m in eine landwirtschaftlich genutzte Fläche hineinragte. Trotz der unterschiedlich ausgeprägten Vegetation auf der Wiese und dem angrenzenden Feld kann annähernd von einer gleichen Bewuchshöhe von 3 – 5 cm ausgegangen werden. Abb. 5.1 zeigt den Aufbau des tomographischen Messfeldes. Die Sender und Empfänger wurden in einer Höhe von 2 m über Grund aufgestellt. Sie wurden so verteilt, dass die Überdeckung der Fläche mit Schallstrahlen optimiert ist und die Signaleinsätze an den Empfängern aus der Geometrie des Messfeldes den einzelnen Sendern zugeordnet werden können.

Die Position der Sender und Empfänger wurde trigonometrisch vermessen. Mit einem elektrooptischen (Infrarot-) Tachymeter wurden die Distanzen zwischen jedem Sender-Empfänger-Paar bestimmt. Mit diesem Verfahren lassen sich Abstände zwischen zwei Punkten

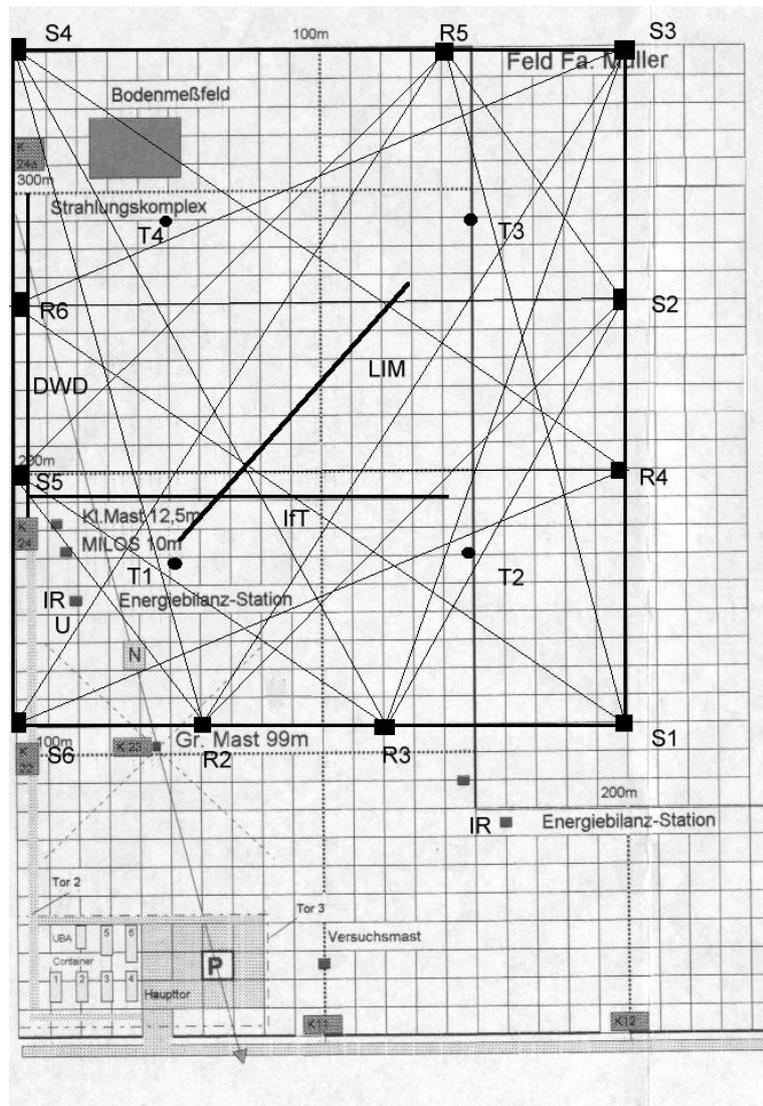


Abbildung 5.1: Lage des tomographischen Messfeldes innerhalb des GM Falkenberg nahe Lindenberg. Die Sender sind mit S1 bis S6, die Empfänger mit R2 bis R5 bezeichnet. Die dünnen Linien symbolisieren die Schallstrahlen zwischen Sendern und Empfängern. Die Punkte T1 bis T4 kennzeichnen die Positionen der zusätzlich installierten Temperaturfühler und die dicken Linien die Scintillometermessstrecken – ein Scintillometer wurde vom DWD, ein weiteres vom Institut für Troposphärenforschung (IFT) und das dritte vom Leipziger Institut für Meteorologie (LIM) betrieben. Die Scintillometer waren allerdings am 24.09.99 nicht im Einsatz. Ansonsten sind die Positionen der permanent installierten Messgeräte des MOL eingezeichnet.

mit einer Genauigkeit von  $\pm 1$  cm ermitteln, und durch mehrmaliges Vermessen lässt sich diese Unsicherheit sogar noch verringern. Allerdings liegen bei der akustischen Tomographie aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Geräte (insbesondere der Lautsprecher) die Messgenauigkeiten nur bei  $\pm 10$  cm.

Tagsüber erfolgten die Messungen im Abstand von 30 s, nachts wurde zur Verminderung störender Geräusche und zur Reduzierung der Datenmenge nur alle 5 Minuten eine Messung ausgelöst.

Ergänzend zu den akustischen Sondierungen wurde an vier Punkten innerhalb des Messfeldes die Temperatur in 2 m Höhe mit einer thermoelektrischen Temperaturmessanlage und an einem Punkt im Messfeld die Luftfeuchte bestimmt. Außerdem werden am Meteorologischen Observatorium Lindenberg routinemäßig Radiosondenaufstiege (alle 6 h) und Mastmessungen von Windgeschwindigkeit und Temperatur durchgeführt (Lindenberger Säule) sowie drei Energiebilanzstationen betrieben. Insbesondere die Mastmessungen konnten zur Initialisierung des LES-Modells herangezogen werden.

### 5.3.1 Die Wetterlage

Für den Vergleich wurden die Daten des 24.09.99 ausgewählt. Die Wetterlage an diesem Tag war geprägt durch ein sich bereits abschwächendes Hochdruckgebiet mit Kern über dem Südosten Deutschlands und durch ein Tiefdruckgebiet mit Kern über Nordirland. Abb. 5.2 zeigt einen Ausschnitt der Bodenwetterkarte für Mitteleuropa um 00 Uhr UTC.

Bei schwachem bis mäßigem Südwestwind wurden am MOL Tageshöchsttemperaturen um  $23^{\circ}\text{C}$  verzeichnet. In der nach Deutschland eingeflossenen, stark erwärmten Meeresluft entstanden am Nachmittag nördlich und östlich von Berlin kleinräumige Schauer, von denen auch Lindenberg betroffen war (siehe z.B. Verein Berliner Wetterkarte e.V. 1999). Die frühen Morgenstunden nach Einsetzen der Konvektion, in denen die Grenzschicht wegen der noch zu überwindenden nächtlichen Inversionsschicht nur 100 – 200 m hoch reichte, waren wegen der ungestörten Einstrahlung und des schwachen Windes optimal für den Vergleich geeignet.

## 5.4 Erster Vergleich

Da der Vergleich zwischen Messdaten und Simulationsdaten zur Evaluierung des LES-Modells PALM dienen soll, müssen die entsprechenden Simulationsdaten auch in einem Bereich gewonnen werden, in dem das Modell turbulente Wirbel schon auflösen kann (siehe Kapitel 2.1). Simulierte, horizontal gemittelte Profile des turbulenten Wärmestroms zeigen, dass turbulente Strukturen etwa ab der 4. – 5. Gitterebene über Grund vom Modell überwiegend aufgelöst werden können, während die bodennahen kleineren Strukturen überwiegend parametrisiert werden müssen. Bei einer aus technischen Gründen vorgegebenen Messhöhe von 2 m über Grund müsste daher für den geplanten quantitativen Vergleich die Modellauflösung sehr hoch (Gitterweite von 0.5 m) gewählt werden. Dennoch wurde zunächst aus Mangel an zur Verfügung stehender Rechenzeit eine Vergleichssimulation mit einem Meter Gitterweite durchgeführt, bevor durch Beantragung zusätzlicher Rechenzeitressourcen auch die Simulation mit 0.5 m Gitterweite durchführbar wurde. Die gröber aufgelöste Simulation diente dabei als weitere Testsimulation, die Schwierigkeiten im Vergleich mit Messdaten offenbarte und damit wichtige Informationen für den höher aufgelösten Simulationslauf lieferte.

Für diese erste Simulation wurde PALM zunächst mit  $350 \times 350 \times 260$  Gitterpunkten und einer Gitterweite von 1 m in alle Raumrichtungen betrieben. Oberhalb von 220 m, also oberhalb der konvektiven Grenzschicht, wurde das vertikale Gitter um jeweils 10% gegenüber

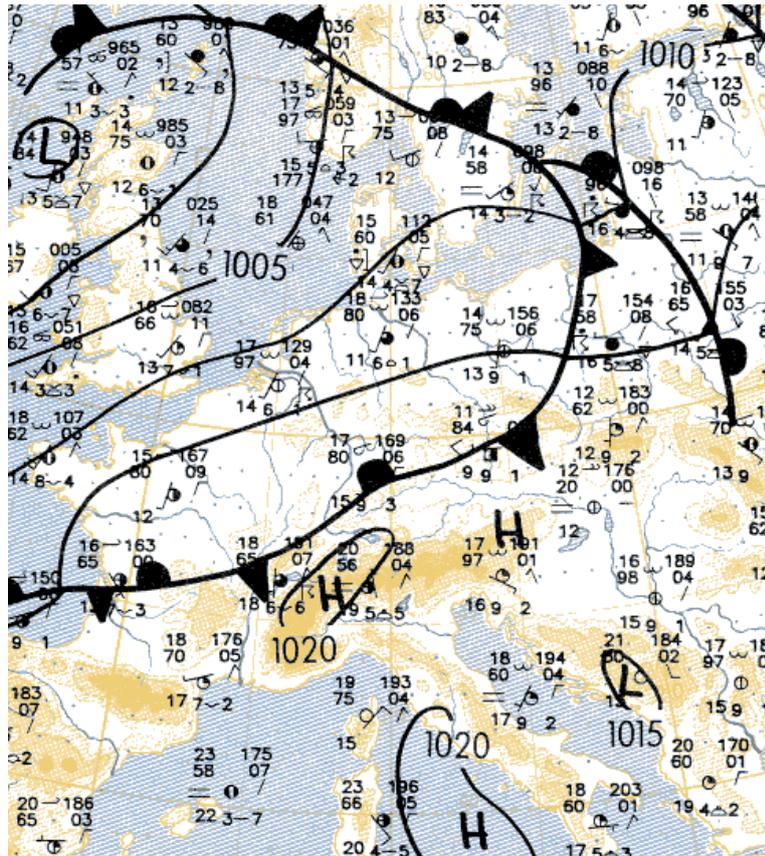


Abbildung 5.2: Wetterlage über Mitteleuropa - Ausschnitt aus der Bodenwetterkarte vom 24.9.99, 00 UTC (Deutscher Wetterdienst 1999).

der darunterliegenden Gitterweite gestreckt. Das Modell wurde mit einem geostrophischen Wind von  $4 \text{ m s}^{-1}$  initialisiert. Das Temperaturprofil war bis in 120 m Höhe neutral geschichtet, darüber war die Schichtung bis zur Modellobergrenze stabil mit einem Gradienten von  $2.5 \text{ K pro } 100 \text{ m}$ . Die Oberflächentemperatur am unteren Modellrand betrug anfangs  $288 \text{ K}$  und wurde entsprechend vorliegender Messdaten regelmäßig erhöht.

Die Simulation wurde auf dem Parallelrechner des Konrad-Zuse-Zentrums für Informationstechnik in Berlin (ZIB) durchgeführt. Auf 100 Prozessoren waren für eine Stunde simulierte Zeit 288 CPU-Stunden Rechenzeit nötig.

Wegen des großen Rechenzeitbedarfs wurde der Vergleich in zwei Teile unterteilt: Nach etwa einer halben Stunde simulierter Zeit wurde ein erster Vergleich durchgeführt, um für die Fortführung der Simulation eventuelle Korrekturen anbringen zu können. Danach wurde die Simulation für eine weitere halbe Stunde fortgesetzt.

Zur Auswertung wurden alle 4 Minuten Profile der Windkomponenten, der potentiellen Temperatur und einiger statistischer Momente von Wind- und Temperaturverteilung ausgegeben, die jeweils über die letzten 4 Minuten gemittelt wurden.

$xz$ -Schnitte aus der Mitte des Modellgebietes und Horizontalschnitte von Windkomponenten, potentieller Temperatur, Laplacescher Schallgeschwindigkeit und Komponenten der effektiven Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen wurden in 5-Minuten-Intervallen ausgegeben und stellen, da nicht zeitlich gemittelt, nur eine Momentaufnahme zum jeweili-

gen Ausgabezeitpunkt dar.

Laufzeitmessungen wurden in Anlehnung an die Messfrequenzen im Vergleichsexperiment alle 30 s simuliert, und eine räumliche Mittelung von potentieller Temperatur und Windkomponenten in Messhöhe zur Anpassung an das tomographische Gitter sowie die Ausgabe dieser „Teilflächenmittel“ erfolgte in 15 s-Abständen.

Da der Vergleich über homogenem Gelände durchgeführt wurde, sind die Positionen von Auf- und Abwindgebieten zufällig verteilt. Ein direkter Vergleich der horizontalen Temperaturfelder aus Modell und Messung ist daher wenig aufschlussreich. Als Vergleichsgrößen werden deshalb die statistischen Momente der Temperaturverteilung auf dem tomographischen Gitter, insbesondere die horizontale Mitteltemperatur  $\langle \theta \rangle$  und die räumliche Temperaturvarianz

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\theta_i - \bar{\theta})^2,$$

mit  $\theta_i$  der potentiellen Temperatur der Gitterzelle  $i$  und  $N$  der Anzahl der Gitterzellen, herangezogen.

Mit der akustischen Tomographie wird in der Regel die virtuelle akustische Temperatur und daraus unter Zuhilfenahme zusätzlicher Feuchtemessungen die aktuelle Temperatur bestimmt, während in PALM die potentielle Temperatur prognostiziert wird. Zur Vereinfachung des Vergleichs wurde in diesem Fall bei der Umrechnung des durch Mastmessungen bereitgestellten Anfangstemperaturprofils von aktueller in potentielle Temperatur nach  $\theta = T(p/p_0)^{R/c_p}$  für  $p_0$  statt 1000 h Pa der an der Lindenberger Wetterstation gemeldete Bodendruck eingesetzt. Damit ist gewährleistet, dass aktuelle und potentielle Temperatur in der Vergleichshöhe identisch sind. Bei den nun folgenden Vergleichen zwischen simulierten und aus Laufzeitmessungen bestimmten potentiellen bzw. aktuellen Temperaturen wird daher der Einfachheit halber nur von „Temperaturen“ die Rede sein.

Abb. 5.3 zeigt Horizontalschnitte der potentiellen Temperatur, wie sie auf dem LES-Modellgitter simuliert wird (oben) und wie sie sich – zum Vergleich mit den Tomographiedaten – auf ein gröberes Gitter mit 50 m Gitterweite gemittelt ergibt (unten links). Zum Vergleich ist ebenfalls ein Horizontalschnitt der direkt aus Tomographiedaten gewonnenen Temperatur abgebildet (unten rechts).

Die LES-Simulation liefert ein detailliertes Bild der Temperaturverteilung mit schmalen warmen Aufwindgebieten und großflächigen, kühleren Abwindgebieten. Durch die Mittelung werden die filigranen Strukturen geglättet, doch bleiben großflächige warme oder kalte Gebiete auch auf dem groben Gitter erhalten. Allerdings erkennt man, dass wegen der Struktur von warmen Auf- und kalten Abwindgebieten durch die Mittelbildung die schmalen Temperaturmaxima stärker geglättet werden als die großflächigen Minima.

Die zufällig verteilte Lage von Auf- und Abwindgebieten in Simulation und Messung zeigt auch, dass ein direkter Vergleich der Felder nicht möglich ist.

Abb. 5.4 zeigt den räumlichen Mittelwert der Temperatur aus simulierten und gemessenen bzw. aus Tomographiedaten rekonstruierten Daten. Abgesehen von einem Offset der beiden Temperaturen, der auf einen Initialisierungsfehler zurückzuführen ist, zeigen die Kurven in der ersten halben Stunde auch leicht unterschiedliche Temperaturanstiege mit der Zeit. In der Simulation steigt die Temperatur mit der Zeit etwas schneller an. Dies ist ein Hinweis entweder auf stärkere Konvektion im Modell oder auf eine zu niedrige simulierte Grenzschichthöhe. Denn je flacher die Grenzschicht ist, desto kleiner ist auch das Luftvolumen, das erwärmt wird und desto schneller steigt die mittlere Temperatur an.

Betrachtet man für den gleichen Zeitraum, also die erste halbe Stunde des Vergleichszeit-

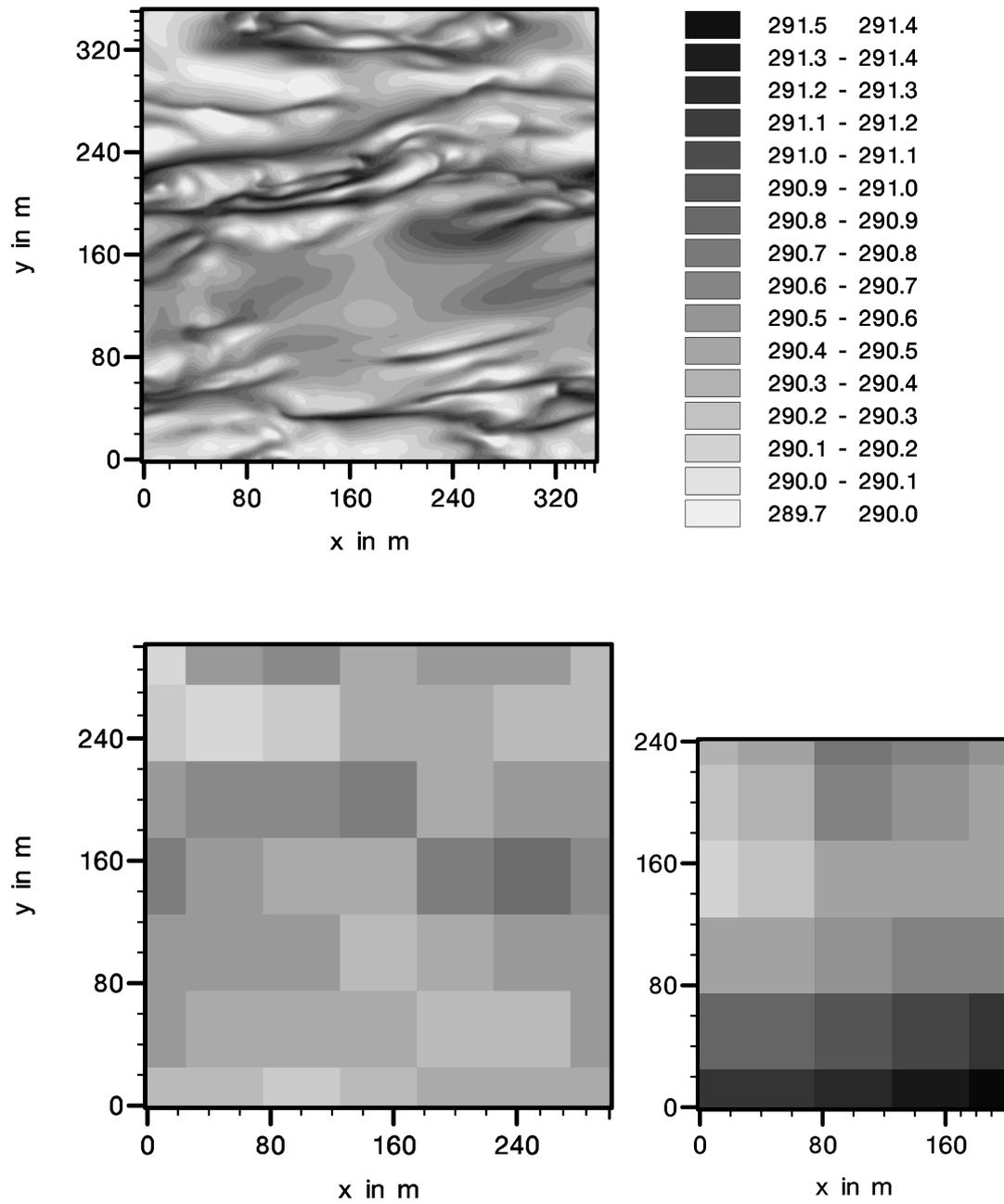


Abbildung 5.3: Horizontalschnitte der simulierten Temperatur in 2 m Höhe – oben: auf dem LES-Modellgitter, unten links: auf das tomographische Gitter gemittelt, unten rechts: tomographisch ermitteltes Temperaturfeld. Zahlenwerte in K.

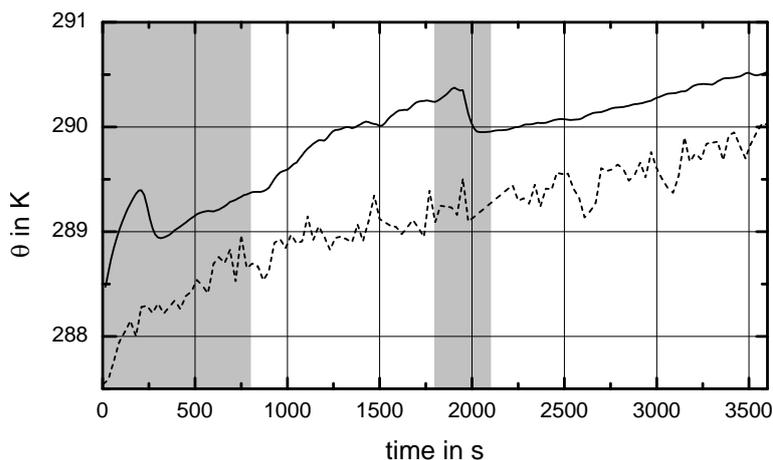


Abbildung 5.4: Räumlicher Mittelwert der Temperatur in K in 2 m Höhe, in zeitlicher Entwicklung dargestellt. Durchgezogene Linie: Simulation, gestrichelte Linie: akustische Tomographie. Die grau schraffierten Bereiche markieren die Zeiträume, in denen die Grenzschicht noch nicht quasi-stationär war.

raums, die räumlichen Temperaturvarianzen aus gemessener und simulierter Temperaturverteilung (Abb. 5.5), so stimmen in diesem Bereich Simulationsdaten und Tomographiedaten recht gut überein. Dies spricht wiederum für eine Übereinstimmung der Konvektionsstärke in beiden Fällen in diesem Zeitraum.

Um den Temperaturverlauf besser wiederzugeben, wurde nach einer halben Stunde eine Korrektur an den Simulationsparametern vorgenommen. Da die Grenzschichthöhe während der Simulation berechnet wird und das Temperaturprofil in dieser Phase nicht mehr geändert werden kann, wurde die Oberflächentemperatur reduziert, um den ins Modell eingehenden Wärmestrom zu senken und die Konvektion zu schwächen. Tatsächlich zeigt Abb. 5.4 nach der Korrektur in der zweiten Hälfte des Vergleichszeitraums eine bessere Übereinstimmung der Anstiegsraten der Temperaturen mit der Zeit. Die Temperaturvarianzen dagegen (Abb. 5.5) zeigen nun deutliche Abweichungen und sind für die simulierten Temperaturen deutlich geringer als die aus dem Tomographieverfahren gewonnenen. Unter der Annahme, dass der Temperaturanstieg das bessere Kriterium zum Vergleich der Konvektionsstärke in Simulation und Experiment ist, bedeutet dies, dass die Temperaturvarianzen aus den Simulationsdaten zu gering und/oder die Varianzen aus den Messungen zu hoch bestimmt wurden.

## 5.5 Zweiter Vergleich

Da mit einem Meter Gitterweite die turbulenten Prozesse in 2 m Höhe nur zu etwa 50% vom LES-Modell aufgelöst werden können, wurde ein zweiter Vergleichslauf mit höherer Auflösung durchgeführt. Der Modelllauf wurde mit  $700 \times 700 \times 350$  Gitterpunkten und einer Gitterweite von 0.5 m in alle Raumrichtungen durchgeführt, was eine extrem hohe Auflösung für die Simulation einer konvektiven Grenzschicht darstellt. Die horizontale Gitterweite ist äquidistant und die vertikale Gitterweite wird oberhalb von 150 m (also oberhalb der Mischungsschicht) um den Faktor 1.1 zum jeweils nächsten Gitterniveau hin gestreckt.

Da bei Vergleichslauf 1 während der ersten Hälfte des Vergleichszeitraums die simulierten Winddaten die Mastmesswerte unterschritten, wurde der zweite Modelllauf nun mit einem

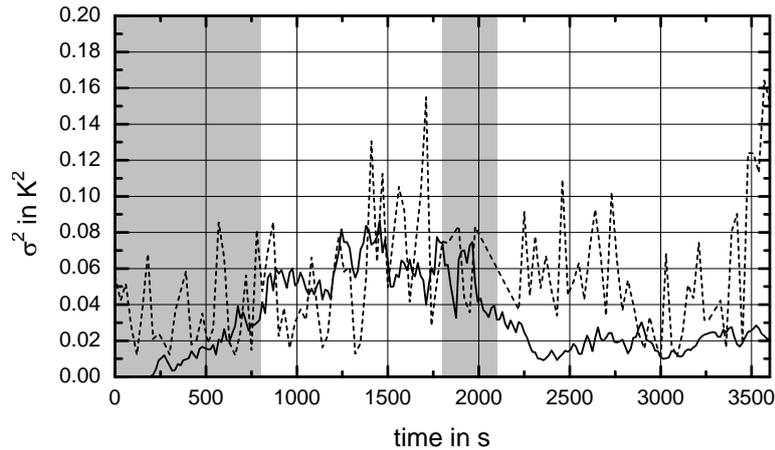


Abbildung 5.5: Räumliche Varianz der Temperatur in  $K^2$  in 2 m Höhe, dargestellt in zeitlicher Entwicklung. Durchgezogene Linie: Simulation, gestrichelte Linie: akustische Tomographie. Die grau schraffierten Bereiche markieren wieder die Zeiträume, in denen die Grenzschicht nicht quasi-stationär war.

etwas höheren geostrophischen Wind von  $u_g = 5 \text{ m s}^{-1}$  ( $v_g = 0 \text{ m s}^{-1}$ ) initialisiert.

Um die Probleme bei der Initialisierung des ersten Vergleichslaufes, insbesondere was den Einfluss der Einschwingphase des Modells betrifft (siehe Kapitel 2.5), beim zweiten Vergleichslauf zu umgehen oder zumindest zu verringern, wurde nun ein Modellvorlauf durchgeführt, der die Modelleinschwingphase umfassen sollte. Nach Ende des Vorlaufes sollte das Temperaturprofil mit dem gemessenen übereinstimmen. Um also zum Ende des hier durchgeführten Vorlaufes das gemessene Temperaturprofil mit einer neutralen Schicht bis in etwa 135 m Höhe und einer stabilen Schicht mit einem Temperaturgradienten von ca. 0.6 K pro 100 m darüber zu erhalten, wurde das Modell zunächst mit einer schwach stabilen Schicht mit einem Gradienten von 0.92 K pro 100 m bis in eine Höhe von 131 m initialisiert. Darüber wurde eine kräftige Inversion mit einem Gradienten von 2.63 K pro 100 m bis in eine Höhe von 364 m angenommen. Oberhalb dieser Inversion wurde in der simulierten Atmosphäre bis zum oberen Modellrand eine schwach stabile Schichtung vorgegeben. Die Oberflächentemperatur wurde mit 287.5 K vorgegeben und zu Beginn des Vorlaufes um 1.14 K erhöht, so dass sich im Laufe des Modellvorlaufes eine flache konvektive Grenzschicht ausbilden konnte. Nach einer Vorlaufzeit von ca. 10 Minuten hatte sich eine quasi-stationäre Grenzschicht ausgebildet.

Da die Temperaturentwicklung während der Einschwingphase ebenso wie die Länge der Einschwingphase von den Modellparametern wie z.B. der Gitterweite und dem vorgegebenen Temperaturprofil abhängt, ist sie schwer vorherzusagen. Es wären daher mehrere Probeläufe nötig, bis sich als Ergebnis des Vorlaufes das gewünschte Temperaturprofil ergibt. Die Durchführung mehrerer Probeläufe war allerdings aufgrund der hohen Auflösung der Simulation und den begrenzten Rechenzeitressourcen in diesem Fall nicht möglich. Daher ergab sich hier zum Ende des Modellvorlaufes keine vollständige Übereinstimmung des simulierten und des gemessenen Temperaturprofils, sondern die simulierte mittlere Grenzschichttemperatur wich um etwa 0.5 K von der gemessenen ab. Da aber für den Antrieb der Konvektion die bodennahe Temperaturdifferenz und nicht die mittlere Grenzschichttemperatur selbst eine Rolle spielt, ist der Einfluss dieses Fehlers gering und konnte durch entsprechende Anpassung der vorgegebenen Oberflächenwerte ausgeglichen werden.

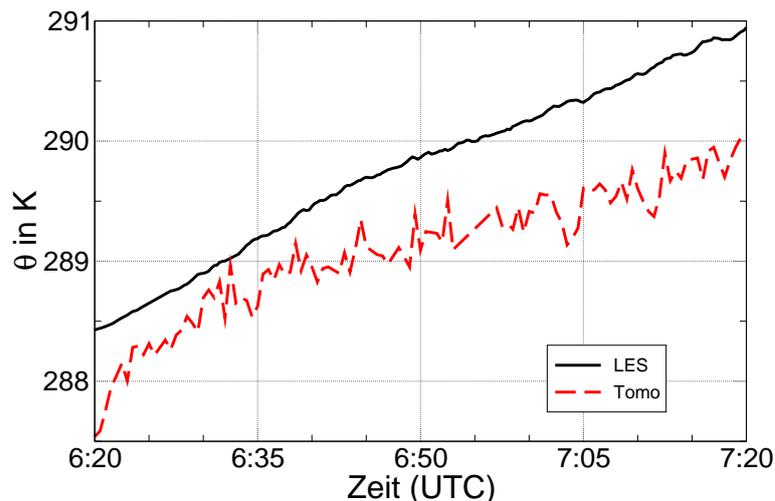


Abbildung 5.6: Horizontaler Mittelwert der Temperatur in K in 2 m Höhe, in zeitlicher Entwicklung dargestellt (von 6:20 bis 7:20 UTC am 24.09.99). Die durchgezogene Linie stellt die Simulationsdaten dar, die gestrichelte Linie die Tomographiedaten.

Während des Hauptlaufes wurde die Oberflächentemperatur unter Berücksichtigung des Temperatur-Offsets nach dem Modellvorlauf regelmäßig an die vorliegenden Messwerte angepasst.

Der Modelllauf wurde wiederum auf dem Massivparallelrechner des ZIB durchgeführt. Zur Simulation eines Zeitraums von einer Stunde (plus 10 Minuten Vorlauf) wurden ca. 860 CPU-Stunden Rechenzeit (das entspricht 35 Tagen und 20 Stunden) auf 350 Prozessorlementen verbraucht. Diese enormen Rechenzeitanforderungen lassen leider keine Parameterstudien oder Wiederholungsläufe zu.

Die Ausgabegrößen, Ausgabeintervalle und zeitlichen Mittelungsperioden wurden entsprechend wie beim ersten Vergleichslauf gewählt.

Abb. 5.6 zeigt die horizontal gemittelte Temperatur in 2 m Höhe, wie sie sich aus den LES-Daten und den Tomographiedaten ergibt. Wegen des separat durchgeführten Vorlaufes muss hier keine Einschränkung des Vergleichszeitraums vorgenommen werden. Sofort fällt auf, dass die Mitteltemperatur aus Messdaten größere Fluktuationen aufweist, was sich auf Ungenauigkeiten der Laufzeitmessungen zurückführen lässt.

Wie die Abbildung zeigt, nimmt die mittlere simulierte Temperatur in 2 m über Grund in den ersten 10 Minuten des Vergleichszeitraums zunächst langsamer, dann aber schneller zu als die mittlere Temperatur aus tomographischen Messungen. Während die Mitteltemperatur aus experimentell gewonnenen Daten bis 6:30 UTC mit etwa 0.07 K pro Minute zunimmt und danach nur noch um ca. 0.02 K pro Minute ansteigt, nimmt die mittlere potentielle Temperatur aus LES-Daten zunächst um 0.05 K pro Minute bis 6:45 UTC zu, danach um etwa 0.03 K pro Minute. Nach einer Stunde resultieren diese unterschiedlichen Anstiegsraten in einer zusätzlichen Temperaturdifferenz von 0.3 K.

Ein stärkerer Temperaturanstieg lässt wiederum stärkere Konvektion, z.B. aufgrund eines kräftigeren bodennahen turbulenten Wärmestroms vermuten. Der bodennahe turbulente Temperaturfluss  $\overline{w'\theta'_0}$  ist als „Antriebsgröße“ für Konvektion im Modell eine zentrale Größe, auf deren Änderung die Modellergebnisse sensibel reagieren. Da der turbulente Temperaturfluss im Modell einerseits über die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  von der bodennahen Wind-

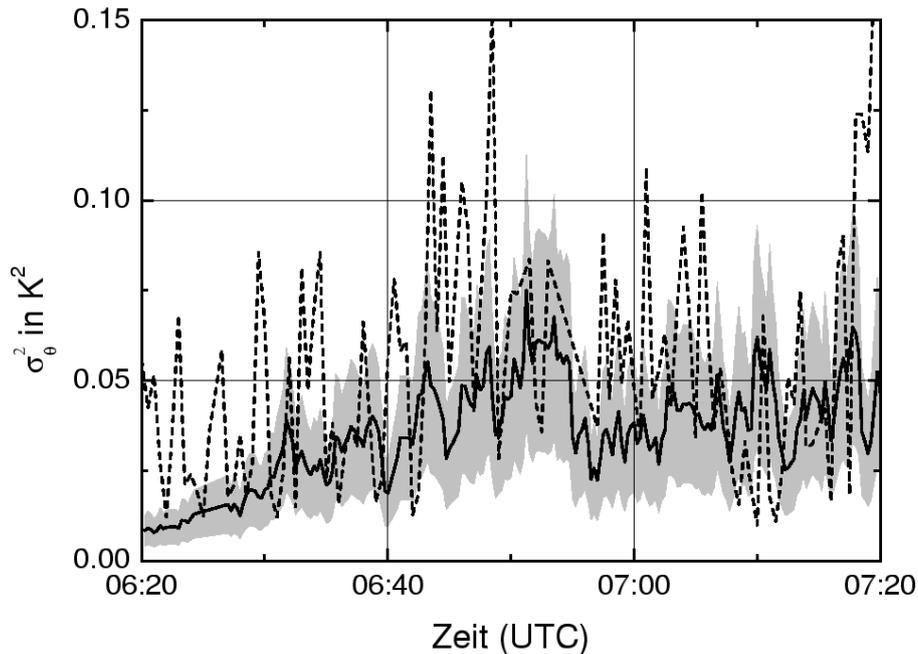


Abbildung 5.7: Räumliche Varianzen der Temperatur  $\sigma_\theta^2$  in  $\text{K}^2$  in 2 m Höhe, dargestellt im Zeitraum von 6:20 - 7:20 UTC am 24.09.99: durchgezogene Linie: LES-Daten, gestrichelte Linie: Tomographie-Daten. Der grau unterlegte Bereich markiert den Unsicherheitsbereich, der nach den Ergebnissen der Empfindlichkeitsstudie aus den vorgegebenen Eingangsparametern und deren Messfehlern resultiert.

scherung abhängt, andererseits über die charakteristische Temperatur der Prandtlschicht  $\vartheta_*$  vom bodennahen Temperaturgradienten und über beide Größen von der Oberflächenrauigkeit, spielen hier gleich mehrere der in Kapitel 4 beschriebenen Anfangs- und Randbedingungen des Modells eine wichtige Rolle.

Abb. 5.7 zeigt die räumlichen Temperaturvarianzen in ihrer zeitlichen Entwicklung, wie sie sich aus den LES-Temperaturen und den Tomographiedaten ergeben. Mit den Ergebnissen der Empfindlichkeitsstudie aus Kapitel 4 wurden hier die möglichen Schwankungen der simulierten Varianzen in Abhängigkeit von den Modelleingangsgrößen und deren Messgenauigkeiten berechnet. Dieser Unsicherheitsbereich ist in Abb. 5.7 grau unterlegt. Die Größe des „Fehlerbereiches“ ( $\pm 50\%$ ) zeigt, dass mit den momentan möglichen Genauigkeiten zur Bestimmung des geostrophischen Windes, der bodennahen Temperaturdifferenz bzw. der Oberflächentemperatur und der Oberflächenrauigkeit ein quantitativer Vergleich von Modell- und Messdaten noch nicht möglich ist. Anteilig für die einzelnen Modelleingangsparameter formuliert, beträgt die rein auf die Bestimmungsgenauigkeit der Oberflächenrauigkeit zurückzuführende Unsicherheit in der Temperaturvarianz ca. 35%, ebenfalls 35% für die oberflächennahe Temperaturdifferenz, ca. 7% für den geostrophischen Wind und 5% für die initiale Inversionshöhe. Qualitativ zeigen simulierte und „gemessene“ Varianzen einen ähnlichen zeitlichen Verlauf. Allerdings übersteigen die Messwerte, wie schon im ersten Vergleich mit der größeren Simulation, wiederum die simulierten Varianzen, teilweise liegen sie sogar noch deutlich oberhalb des markierten Unsicherheitsbereiches der LES-Daten.

Mögliche Gründe für diese teilweise großen Abweichungen zwischen Simulationsdaten und Messdaten der akustischen Tomographie werden im folgenden diskutiert.

## 5.6 Auftretende Probleme

Für die deutlichen quantitativen Abweichungen zwischen den simulierten und aus Laufzeitmessungen abgeleiteten Temperaturvarianzen gibt es – zusätzlich zu den in Kapitel 4 behandelten Ungenauigkeiten in den Modelleingangsparametern – mehrere mögliche Erklärungen:

- Messfehler bei der Laufzeitmessung und der Bestimmung der Sender-Empfänger-Distanzen können zu einer deutlichen Erhöhung der räumlichen Varianzen führen.
- Bei dem Verfahren der akustischen Tomographie müssen die verschiedenen Einflüsse, die auf die effektive Schallgeschwindigkeit einwirken, separiert werden. Dabei werden z.B. für die Feuchte, aber auch für den Wind implizit bestimmte Annahmen bzgl. ihrer räumlichen Verteilung gemacht (siehe Kapitel 3, Arnold 2000). So wird vorausgesetzt, dass die Luftfeuchtigkeit innerhalb des Messgebietes horizontal homogen ist. Der Fehler, der durch diese Annahme gemacht wird, ist in der Regel allerdings sehr gering, da Änderungen der absoluten Feuchte um  $\pm 1 \text{ g kg}^{-1}$  eine Schwankung der effektiven Schallgeschwindigkeit um nur  $\leq 0.1 \text{ m s}^{-1}$  hervorrufen, was wiederum Temperaturschwankungen von  $\pm 0.2 \text{ K}$  vortäuscht (Arnold 2000).

Für die Trennung von Temperatur- und Windeinfluss auf die effektive Schallgeschwindigkeit wird ein iteratives Verfahren angewandt (Arnold 2000), bei dem wiederum angenommen wird, dass das Windfeld horizontal nur moderate Schwankungen aufweist bzw. horizontal homogen ist. Kleinräumige Windschwankungen in der konvektiven Grenzschicht, die wie Temperaturschwankungen ebenfalls räumliche Fluktuationen der effektiven Schallgeschwindigkeit bewirken, werden so irrtümlich dem Temperaturfeld zugeordnet und sorgen so für erhöhte Temperaturvarianzen in den Tomographiedaten.

Inwieweit das tomographische Auswerteverfahren sich auf die Ergebnisse für mittleren Wind und Temperaturverteilung auswirkt, soll ein interner Vergleich von tomographisch ausgewerteten simulierten Laufzeiten mit dem direkt im Modell prognostizierten Temperatur- und Windfeld in Kapitel 6 zeigen.

- Bei der Simulation wurde absolute Homogenität in der Verteilung der Oberflächentemperatur und der Bodenrauigkeit angenommen. Möglicherweise war das Messfeld nicht ausreichend homogen oder durch Advektion beeinflusst von einer inhomogenen Umgebung. Simulationen von Raasch und Harbusch (2001) haben gezeigt, dass eine Inhomogenität der Oberfläche einen großen Einfluss auf die Varianzen von Temperatur- und Windgeschwindigkeit haben.
- Mit zunehmender Auflösung der Simulationen werden die Varianzen aus den simulierten Temperatur- und Windfeldern größer, da in zunehmendem Maße auch kleinräumige Schwankungen mit berücksichtigt werden können. Daher ist zu erwarten, dass mit weiterer Reduzierung der Gitterweite die simulierten Temperaturvarianzen zunehmen.
- Nicht zuletzt kann die Verwendung des SGS-Modells nach Deardorff (1980), das bekanntermaßen erhöhte Diffusion aufweist, durch eben diese Eigenschaft zu einer stärkeren Glättung von kleinräumigen bodennahen Temperaturfluktuationen und damit zu einer Verkleinerung der bodennahen Temperaturvarianzen führen. Außerdem bewirkt die Überschätzung der bodennahen Windscherung ebenfalls eine Zunahme der turbulenten Diffusion mit den eben beschriebenen möglichen Folgen.

## 5.7 Vergleich der Schallgeschwindigkeiten

Um die Gründe für die Abweichungen der Temperaturvarianzen zu untersuchen, weiter einzugrenzen und zu quantifizieren, wurde nach weiteren Vergleichsmöglichkeiten zwischen PALM-Simulationsdaten und Tomographiedaten gesucht.

Da sich aus dem Tomographieverfahren die effektive Schallgeschwindigkeit  $c_{\text{eff}}$  direkt ergibt und die LES-Simulation alle Informationen liefert, um diese zu berechnen, wurden auch diese zum Vergleich herangezogen. Außerdem fallen bei Durchführung des Trennungsalgorithmus noch der mittlere Horizontalwind sowie die Laplacesche Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl an, die ebenfalls mit den aus Simulationsdaten berechneten Größen verglichen werden können. Exemplarisch wurde dieser Vergleich nur mit den hochaufgelösten Simulationsdaten (aus Vergleichslauf 2) durchgeführt. Die Ergebnisse dieses Vergleiches werden hier im folgenden vorgestellt.

### 5.7.1 Effektive Schallgeschwindigkeiten

Die direkten gemessenen Größen bei der akustischen Laufzeittomographie sind die Schalllaufzeiten für die einzelnen Schallstrahlen. Zu Beginn einer Messkampagne werden einmal die Strecken der einzelnen Schallstrahlen, d.h. die Sender-Empfänger-Abstände, bestimmt. Aus diesen Größen kann man für jeden Schallstrahl eine über die jeweilige Schallstrecke  $s$  gemittelte effektive Schallgeschwindigkeit

$$c_{\text{eff}} = \frac{s}{t} = c_L + \vec{v}_h \cdot \vec{n}$$

berechnen.  $t$  ist hierbei die für das entsprechende Sender-Empfänger-Paar bestimmte Laufzeit,  $\vec{n}$  der Einheitsvektor in Schallstrahlrichtung und  $\vec{v}_h$  der Horizontalwind. Diese Größe scheint zunächst, da sie sich direkt aus den Messungen ergibt, als weitere Vergleichsgröße zwischen Tomographie- und LES-Daten in Frage zu kommen.

Bei genauerer Untersuchung stellt sich allerdings die starke Abhängigkeit dieser Größe vom mittleren Wind als Problem heraus: Die effektiven Schallgeschwindigkeiten der Schallstrahlen hängen stark von der Orientierung der einzelnen Schallwege relativ zum mittleren Wind ab, da die Windkomponente in Schallausbreitungsrichtung linear in die effektive Schallgeschwindigkeit eingeht. Daher hat der mittlere Wind großen Einfluss auf die Mittelwertsabweichung und damit auch die Varianzen dieser Größe. Wären z.B. alle Schallstrahlen innerhalb des Messgebietes nur entweder in Richtung des mittleren Windes oder genau entgegengesetzt ausgerichtet, so würden sich die Werte der effektiven Schallgeschwindigkeit unterschiedlich ausgerichteter Strahlen – von Unterschieden in der rein temperaturabhängigen Laplaceschen Schallgeschwindigkeit einmal abgesehen – um  $2\langle \vec{v}_h \rangle$  unterscheiden (wobei  $\langle \dots \rangle$  das horizontale Mittel bezeichnet) und die Varianzen von  $c_{\text{eff}}$  lägen bei etwa  $|\langle \vec{v}_h \rangle|^2$ . Für einen mittleren Wind von  $4 \text{ m s}^{-1}$  ergäbe sich damit eine Varianz von  $16 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ .

Nehmen wir nun stattdessen an, dass nur die Hälfte der Schallstrahlen in oder entgegen der Richtung des mittleren Windes ausgerichtet, und die andere Hälfte senkrecht zum Wind orientiert sei, so dass die  $c_{\text{eff}}$ -Werte dieser Schallstrahlen vom Wind unbeeinflusst wären, so ergäbe sich nur noch eine quadratische Mittelwertsabweichung von  $0.5|\langle \vec{v}_h \rangle|^2$ , also für den mittleren Wind  $|\langle \vec{v}_h \rangle| = 4 \text{ m s}^{-1}$  eine Varianz  $\sigma_{c_{\text{eff}}}^2 = 4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Natürlich sind im realen Messfeld die Schallstrahlen nicht in solcher Regelmäßigkeit relativ zum mittleren Wind ausgerichtet, aber die letzte Annahme liefert dennoch eine glaubwürdige Abschätzung der Varianzen aus effektiven Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl.

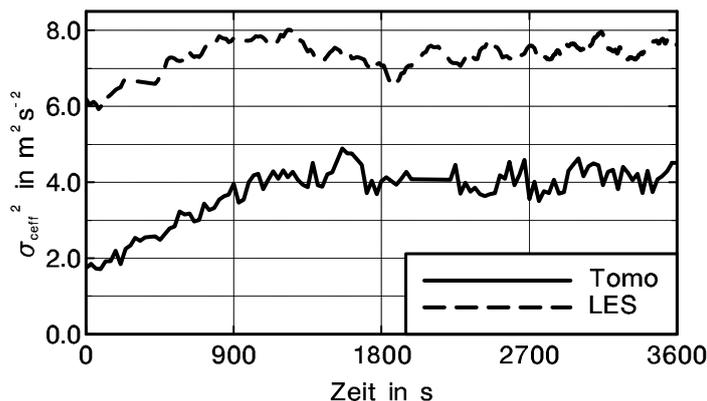


Abbildung 5.8: Varianz der effektiven Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl in  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ . Durchgezogene Linie: aus Tomographiemessung, gestrichelte Linie: aus LE-Simulationen.

In Abb. 5.8 sind die Varianzen der effektiven Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl im zeitlichen Verlauf dargestellt. Die Abbildung zeigt zum einen eine große Abweichung zwischen den Tomographie- und den LES-Daten, wobei die aus der LES-Simulation gewonnenen Varianzen um  $3 \text{ bis } 4 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$  größer sind. Zum anderen ist das Verhältnis von Fluktuationen zur Varianz in beiden Fällen für die Untersuchung und den Vergleich von Fluktuationen zu gering, was auf den Einfluss des mittleren Windes zurückzuführen ist.

Der Unterschied in den Varianzen ist nun leicht durch die Überschätzung des mittleren Windes in der LE-Simulation zu erklären: Während in 2 m Höhe innerhalb des Vergleichszeitraums am Mast nur Windgeschwindigkeiten von  $1.5 - 2.8 \text{ m s}^{-1}$  gemessen wurden, nahm in der Simulation der bodennahe Wind mit einsetzender Konvektion in etwa von  $1.3$  auf  $3.8 \text{ m s}^{-1}$  zu.

### 5.7.2 Laplacesche Schallgeschwindigkeiten

Durch den großen Einfluss des mittleren Windes, der durch die unterschiedliche Orientierung der Schallstrahlen im Messgebiet relativ zum mittleren Wind zustande kommt, erscheint das Feld der effektiven Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl als alternative Vergleichsgröße zur Temperatur ungeeignet. Daher wurde als nächstes das Feld der Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl, also nach der Abtrennung des mittleren Windes durch den in Kapitel 3 kurz vorgestellten iterativen Algorithmus untersucht. Dabei ist die Bezeichnung „Laplacesche Schallgeschwindigkeit“ in diesem Zusammenhang nicht ganz korrekt, da durch den verwendeten „Trennungsalgorithmus“ nur der Einfluss des mittleren Windes eliminiert werden kann, und räumliche Windfluktuationen noch die sich hier ergebenden Schallgeschwindigkeiten beeinflussen. In Formeln ausgedrückt heißt dies, dass sich die Laplacesche Schallgeschwindigkeit nach der Formel

$$c_L = c_{\text{eff}} - \vec{v}_h \cdot \vec{n} = c_{\text{eff}} - v_h \cos \alpha$$

berechnet (siehe Gl. 3.2), während die sich hier ergebende Größe folgendermaßen zusammengesetzt ist:

$$c'_L = c_{\text{eff}} - \langle \vec{v}_h \rangle \cdot \vec{n} = c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha .$$

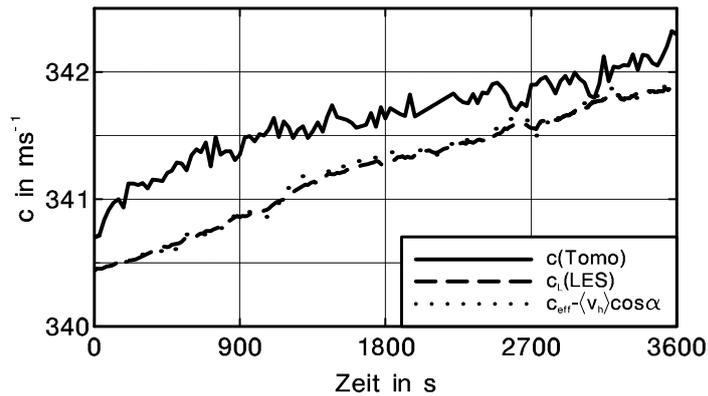


Abbildung 5.9: Mittelwerte der Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl nach Abtrennung des mittleren Windes in  $\text{m s}^{-1}$  in zeitlicher Entwicklung. Durchgezogene Linie:  $c(\text{Tomo})$  aus Tomographiemessungen, gestrichelte Linie:  $c_L(\text{LES})$  – Laplacesche Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl aus LES-Daten berechnet, strichpunktierte Linie:  $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$  – aus LES-Daten berechnete effektive Schallgeschwindigkeit abzüglich des Einflusses durch den mittleren Horizontalwind.

$\alpha$  ist hierbei der jeweilige Winkel zwischen Schallstrahl und Windvektor. Da die letztgenannte Größe bei der weiteren tomographischen Auswertung allerdings wie die Laplacesche Schallgeschwindigkeit gehandhabt wird, wird sie hier auch weiterhin so genannt.

Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die Zeitreihen des Mittelwerts und der Varianz der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit. Dabei bezeichnet  $c(\text{Tomo})$  die Schallstrahlwerte aus den Tomographiemessungen nach Durchführung des iterativen Trennungsalgorithmus, bei dem ein mittlerer Wind abgezogen wird.  $c_{\text{eff}} - \langle \vec{v}_h \rangle \cdot \vec{n}(\text{LES}) = c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$  (mit  $\alpha$  gleich dem jeweiligen Winkel zwischen Schallstrahl und mittlerem Windvektor) ist die entsprechende Größe aus LES-Daten berechnet, und  $c_L(\text{LES})$  ist die Laplacesche (also rein temperaturabhängige) Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl, wie sie sich aus den LES-Daten bestimmen lässt. Die Varianzen dieser Größe ist, im Unterschied zu den beiden erstgenannten, nicht durch Fluktuationen des Windfeldes beeinflusst.

Die mittleren Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten aus Tomographie und Simulation in Abb. 5.9 zeigen eine Abweichung von maximal  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ , wobei der Wert aus den Tomographiedaten den aus LES-Daten übersteigt. Dies ist insofern verwunderlich, als sich bei der horizontalen Temperaturverteilung ein umgekehrtes Bild zeigte (siehe Abb. 5.4 und 5.6) und die simulierten Temperaturen über den mit Hilfe der akustischen Tomographie bestimmten lagen. Eine mögliche Erklärung ist bei der Umrechnung von Schallgeschwindigkeiten in Temperaturen zu suchen: Zum einen ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen  $\gamma = c_p/c_v$  selbst schwach temperaturabhängig und kann daher von dem im Modell verwendeten Wert  $\gamma = 1.4$  leicht abweichen (Ziemann 2002), zum anderen kann dies ein Hinweis auf Fehler bei der Umrechnung der akustischen virtuellen Temperatur in die aktuelle Temperatur sein.

Die Varianzen dieser Größen zeigen allerdings ein ganz anderes Bild (siehe Abb. 5.10): Sie sind um eine Größenordnung kleiner als die der effektiven Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl, was auf die „Abtrennung“ des mittleren Windes zurückzuführen ist. Außerdem überwiegen nun die Varianzen aus den Daten der Tomographiemessung die aus LES-Daten um fast eine Größenordnung, verglichen mit den Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten aus LES-Daten sogar um fast zwei Größenordnungen.

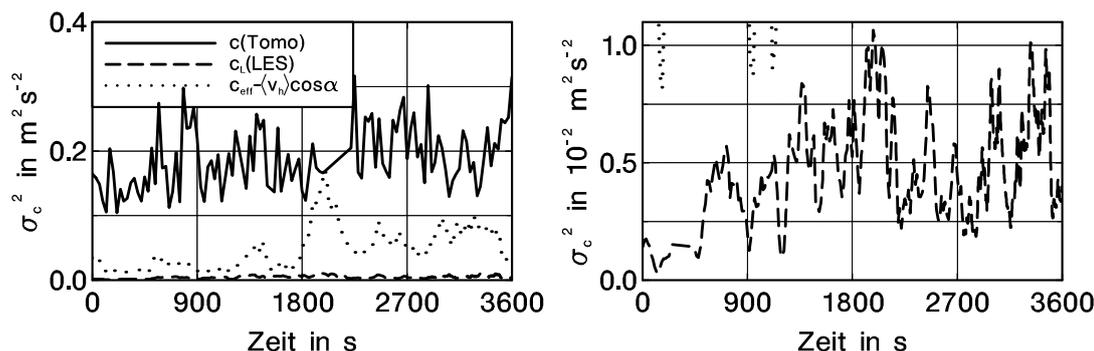


Abbildung 5.10: Varianzen der Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl nach Abtrennung des mittleren Windes in  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$  in zeitlicher Entwicklung. Linien wie in Abb. 5.9. Die Varianzen der simulierten Laplaceschen Schallgeschwindigkeit sind wegen ihrer geringen Werte noch einmal vergrößert dargestellt (rechts).

Auf der Suche nach einer Begründung für diese Abweichung werden zunächst die zu erwartenden Varianzen für die rein temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit  $c_L$  und für die effektive Schallgeschwindigkeit abzüglich des mittleren Windeinflusses theoretisch und mit Hilfe der Temperaturvarianzen aus Abb. 5.7 abgeschätzt.

Aus der Abhängigkeit von Laplacescher Schallgeschwindigkeit und Temperatur nach der Formel

$$c_L = \sqrt{\gamma R T}$$

lässt sich für die Varianz von  $c_L$  und  $T$  näherungsweise folgender Zusammenhang herleiten:

$$\begin{aligned} c &= a\sqrt{T} \\ c_0 + \Delta c &= a\sqrt{T + \Delta T} \\ &\approx a\sqrt{T_0} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_0}\right) \\ &= c_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_0}\right) \\ \rightarrow \Delta c &= c_0 \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_0}. \end{aligned}$$

Mit  $c_0 = \bar{c}$  und  $T_0 = \bar{T}$  ergibt sich damit für die Varianzen von Schallgeschwindigkeit und Temperatur

$$\frac{\langle \Delta c \rangle^2}{c_0^2} = \frac{1}{2} \frac{\langle \Delta T \rangle^2}{T_0^2}$$

und damit, dass die Varianzen von  $T$  bzw.  $\theta$  in etwa um den Faktor zwei größer sind als die Varianzen von  $c_L$ .

Da im Modell die Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten aus den prognostizierten Temperaturen berechnet werden, lässt sich hier natürlich auch der oben berechnete Zusammenhang der Varianzen von  $\theta$  und  $c_L$  beobachten. Die Varianzen der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl sind gegenüber den räumlichen Varianzen von  $c_L$  aus dem Horizontalfeld nochmals geringer, da die Werte pro Schallstrahl einer weiteren Mittelung (über die jeweilige

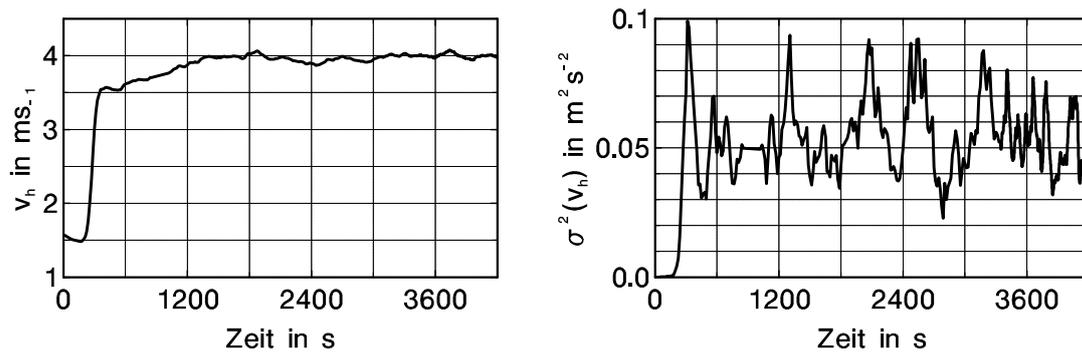


Abbildung 5.11: Räumlicher Mittelwert (links) und räumliche Varianzen (rechts) der horizontalen Windgeschwindigkeit (aus LES-Daten).

Schallstrecke) unterzogen wurden und jede Mittelung in der Regel einen glättenden Einfluss hat.

Die Varianzen der Schallgeschwindigkeit aus Tomographiedaten sind dagegen sogar höher als die entsprechenden Temperaturvarianzen (man vergleiche Abb. 5.7 und Abb. 5.10)! Um zu überprüfen, inwieweit der Grund hierfür in den noch enthaltenen Windfluktuationen zu suchen ist, wurde aus den direkt prognostizierten Temperatur- und Windfeldern der Simulation zusätzlich die effektive Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl abzüglich des mittleren Windes  $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$  berechnet sowie die Varianz der horizontalen Windgeschwindigkeit  $v_h$  aus den Simulationsdaten untersucht.

In Abbildung 5.11 sind räumlicher Mittelwert und Varianz des Horizontalwindes aus LES-Simulationsergebnissen dargestellt. Dabei ist in diesem Bild die Modelleinschwingphase mit enthalten: Bei einsetzender Konvektion nimmt der bodennahe mittlere Wind zu und zeitgleich setzen turbulente Fluktuationen der horizontalen Windgeschwindigkeit. Daraus ergeben sich Varianzen zwischen  $0.03$  und  $0.1 \text{ m s}^{-1}$ , im Mittel liegen sie bei  $0.06 \text{ m s}^{-1}$ , was sich auch in der Varianz von  $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$  widerspiegelt. Allerdings liegen die Varianzen der Schallgeschwindigkeit aus Tomographiedaten noch einmal um den Faktor 4 über denen von  $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$ , was noch eine andere Ursache als nur den Einfluss von Windfluktuationen vermuten lässt.

Eine mögliche Erklärung bietet die Analyse der Messfehler bei der akustischen Tomographie: Bei der akustischen Tomographie können mit dem aktuell eingesetzten Messgeräten die Schalllaufzeiten auf  $0.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  genau gemessen werden, was bei typischen Laufzeiten von ca.  $0.3 \text{ s}$  einen Fehler von  $\pm 0.1\%$  ausmacht. Die Sender-Empfänger-Abstände können auf  $10 \text{ cm}$  genau bestimmt werden. Dies ergibt bei durchschnittlicher Schallstrecke von  $100 \text{ m}$  ebenfalls einen relativen Fehler von  $\pm 0.1\%$ . Für die effektive Schallgeschwindigkeit ergibt sich damit ein Fehler von  $0.45 \text{ m s}^{-1}$ , was eine Varianz von  $0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  zur Folge hat. Dies entspricht in etwa der beobachteten Varianz der Tomographiedaten aus Abb. 5.10.

Um diese These weiter zu untermauern, wurde den simulierten Laufzeiten und den Sender-Empfänger-Distanzen zufällige Fehler der oben angegebenen Größen aufgeprägt und daraus und unter Abzug des mittleren Windes die Laplacesche Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl berechnet. Diese Größe ist nun, zusammen mit den entsprechenden Mittelwerten und Varianzen der Schallgeschwindigkeiten aus Tomographiedaten ( $c(\text{Tomo})$  aus Abb. 5.9) in Abb. 5.12 dargestellt. Die Mittelwerte zeigen die schon bekannte Abweichung, aber die Varianzen stimmen sehr gut überein.

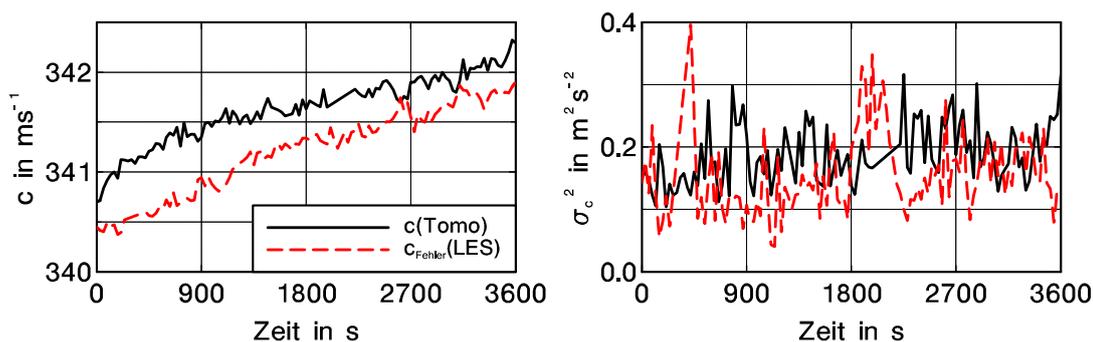


Abbildung 5.12: Vergleich der Mittelwerte (links) und Varianzen (rechts) der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit aus LES-Daten pro Schallstrahl nach Addition eines zufälligen Fehlers (gestrichelte Linie) mit den entsprechenden Daten aus Tomographiemessungen (durchgezogene Linie).

Durch das Tomographieverfahren werden die Daten bei der weiteren Prozessierung geglättet und damit die Varianzen verkleinert, so dass im Endeffekt hier die Temperaturvarianzen betragsmäßig kleiner als die der eben untersuchten Schallgeschwindigkeit sind. Um weitere und genauere Aussagen über den Einfluss der tomographischen Messmethode auf die Ergebnisse zu machen, wurde ein „interner“ Vergleich zwischen LE-simulierten und tomographisch ausgewerteten Laufzeitmessungen und den direkt prognostizierten LES-Daten durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 6 vorgestellt.

## 5.8 Vergleich mit zusätzlichen Messdaten

Während der Messkampagne in Lindenberg im Herbst 1999 wurden zusätzlich Wind- und Temperaturmessungen in verschiedenen Höhen an einem 99 m-Mast durchgeführt. Außerdem finden täglich Radiosondenaufstiege an der Wetterstation in Lindenberg statt. Diese Daten stehen ebenfalls für einen Vergleich mit den Simulationsdaten zur Verfügung.

Dieser Vergleich wird allerdings nur unter Vorbehalt durchgeführt, da die Temperatur- und Windprofile aus der Simulation einer horizontalen Mittelbildung unterzogen wurden, während die Mastmesswerte lokale Messungen darstellen. Wegen des relativ kurzen Vergleichszeitraums in einer Phase beginnender oder sich verstärkender Konvektion kann in diesem Fall eine Filterung der Zeitreihen die räumliche Mittelbildung nicht ersetzen.

Abb. 5.13 zeigt Temperatur- und Windprofile des ersten Vergleichslaufes (1 m Gitterweite) und aus Mastmessungen um 6:50 UTC und 7:20 UTC. Die Temperaturprofile zeigen eine gute Übereinstimmung. Lediglich zu Beginn des Vergleichszeitraums (6:20 UTC) gibt es Abweichungen, da zur Rechenzeiterparnis das Modell bereits mit einer neutralen Schicht initialisiert wurde, während die Mastmessungen noch eine bodennahe Inversion zeigen, die allerdings durch die einsetzende Konvektion schnell abgebaut wird. Insbesondere die Temperatur in der Mischungsschicht ist in Simulation und Mastmessungen um den gleichen Betrag angestiegen.

Die Windprofile machen die Schwierigkeit bei der Initialisierung deutlich: Während das Windprofil bei der Initialisierung noch in allen Höhen unter dem am Mast gemessenen und unter den Radiosondenwerten liegt (eventuell hat sich in der Nacht ein Grenzschichtstrahlstrom ausgebildet), zeigt sich bei den 7:20 UTC-Werten bereits ein umgekehrtes Bild: Die

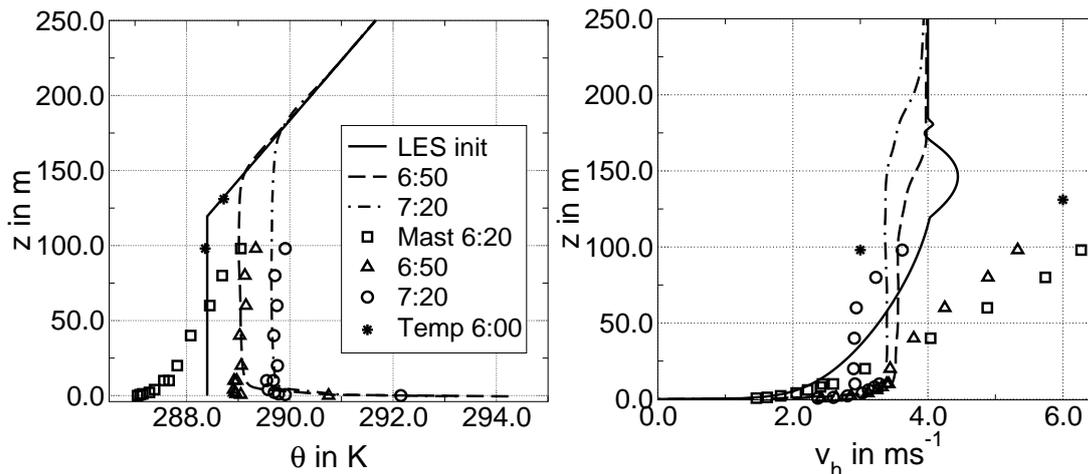


Abbildung 5.13: Vertikalprofile der potentiellen Temperatur in K und des Horizontalwindes in  $\text{ms}^{-1}$  um 6:50 und 7:20 UTC des 24.09.99. (Zwischen- und Endzeitpunkt von Vergleichslauf 1) – Linien: Simulationsergebnisse (1m Gitterweite), \*: Temp, andere Symbole: Mastmessungen zu verschiedenen Zeitpunkten.

Simulationsdaten liegen bis in etwa 80 m Höhe über den gemessenen Werten. Lediglich die bodennahen Messwerte stimmen mit den Simulationsdaten überein.

Abb. 5.14 zeigt im Vergleichslauf 2 simulierte und gemessene Temperatur- und Windprofile im Zeitraum von 6:20 UTC bis 7:20 UTC im Abstand von etwa 10 Minuten. Für Vergleichslauf 2 wurde das initiale Temperaturprofil dem gemessenen Profil besser angepasst und dann ein Vorlauf von 10 Minuten durchgeführt. Zwischen 6:50 und 7:00 UTC zeigt sich in den Messdaten nur eine sehr geringer Temperaturanstieg in der Mischungsschicht, in der Simulation dagegen eine relativ große. In diesem Zeitraum hatte auch die räumliche Mitteltemperatur in 2 m Höhe (siehe Abb. 5.7) für die Simulationsdaten einen zu hohen Anstieg gezeigt. Die hierdurch hervorgerufene Temperaturdifferenz in der Mischungsschicht bleibt bis zum Ende des Vergleichszeitraums erhalten. Die letzten drei Profile stimmen ansonsten aber wieder recht gut überein.

Die Windprofile zeigen dagegen wieder große Abweichungen. Nur bodennah liegen die unteren zwei bis drei Messwerte auf den simulierten Kurven. Darüber ist der simulierte Wind deutlich stärker als der gemessene. Diese Abweichung ergab sich aus der Schwierigkeit, den geostrophischen Wind aus den Messdaten korrekt abzuleiten: Zum Zeitpunkt der Initialisierung nimmt der am Mast gemessene Wind mit der Höhe zu.

Als weitere Kontrollgröße für die Simulationsergebnisse wurden die Grenzschichthöhen  $z_i$ , abgeleitet aus in 15 Minuten-Intervallen stattfindenden SODAR-Messungen<sup>1</sup>, genutzt. Abb. 5.15 zeigt die Grenzschichthöhen aus den Simulationen 1 und 2 (bestimmt aus der Höhe, in der der turbulente Temperaturfluss minimal wird) sowie die aus SODAR-Messungen bestimmten Werte in ihrer zeitlichen Entwicklung. Aus SODAR-Daten kann die Grenzschichthöhe dabei mit einer Genauigkeit von  $\pm 20$  m bestimmt werden. Durch den anfänglich starken Anstieg von  $z_i$  erkennt man deutlich, dass Vergleichslauf 1 die Modelleinschwingphase mit einschließt, während sie in Vergleichslauf 2 abgeschnitten wurde. Zwischen 6:35 und

<sup>1</sup>SODAR: *SONic Detection And Ranging* – auch akustisches RADAR genannt, ist ein bodengebundenes Fernerkundungsverfahren zur Messung vertikaler Wind- und Temperaturprofile im Höhenbereich von 40 m bis ca. 600 m über Grund

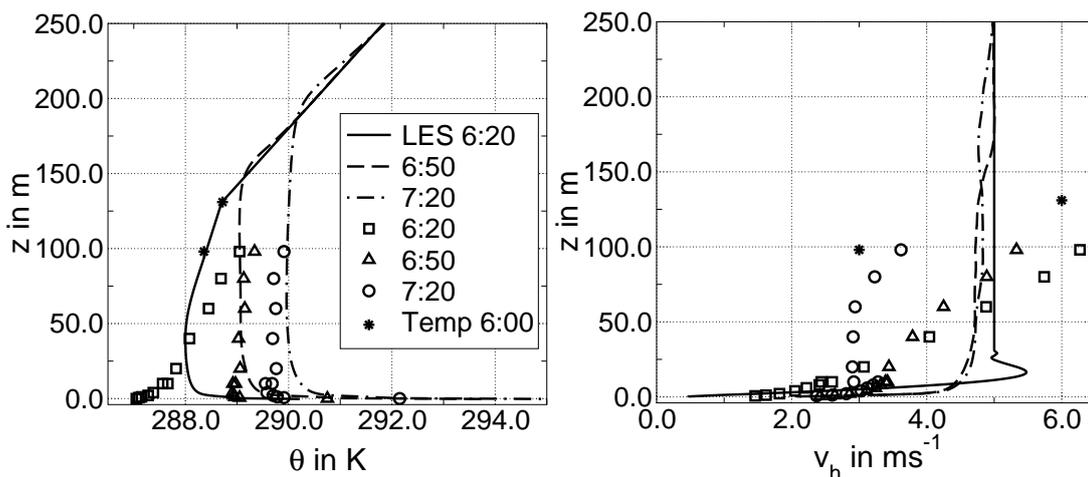


Abbildung 5.14: Vertikalprofile der potentiellen Temperatur in K und des Horizontalwindes in  $\text{m s}^{-1}$  um 6:20, 6:50 und 7:20 UTC des 24.09.99 (Vergleichslauf 2). Die durchgezogenen Linien stellen die Simulationsergebnisse dar, \* die Messwerte des 6:00 UTC-Temps und die übrigen Symbole die Mastmesswerte zu verschiedenen Zeitpunkten.

6:55 UTC stimmen simulierte und gemessene Grenzschichthöhe gut überein. Der Messwert von 7:05 UTC weicht allerdings nach unten ab, so dass davon auszugehen ist, dass in der letzten Phase des Vergleichszeitraums insbesondere Simulation 2 die Grenzschichthöhe etwas überschätzt. Die 7:20 UTC-Werte liegen dagegen wieder nah beieinander.

Zusammenfassend hat dieser erste Vergleich von LES-Daten mit Daten der akustischen Tomographie einige Probleme deutlich gemacht: Zum einen hat bereits die Empfindlichkeitsstudie gezeigt, dass die Modelleingangsgrößen mit großer Genauigkeit bestimmt werden müssen, um überhaupt einen quantitativen Vergleich und die Validierung von PALM zu ermöglichen. Ein quantitativer Vergleich ist natürlich auch für die ursprünglich geplante Validierung von SGS-Modellen notwendig, kann hier aber bei Ungenauigkeiten der LES-Daten, die in der Größenordnung der Unterschiede in den Varianzen aufgrund der Verwendung verschiedener SGS-Modelle liegen, nicht durchgeführt werden. Für zukünftige Experimente heißt dies, die nötigen Rand- und Anfangsbedingungen des Modells möglichst genau zu bestimmen. Insbesondere die Rauigkeitslänge, die im vorliegenden Experiment nur aus Tabellen für den beobachteten Bewuchs abgelesen wurde, muss bei zukünftigen Experimenten aus gemessenen Windprofilen bestimmt werden. Im Rahmen des Nachfolgeprojektes zur Untersuchung turbulenter Flüsse über inhomogenem Untergrund, an dem zusätzlich zur Universität Hannover und Universität Leipzig auch die TU Braunschweig mit dem hubschrauber-gestützten Turbulenzmessgerät HELIPOD beteiligt ist, werden diese Anforderungen bereits berücksichtigt.

Zum anderen sind weit größere Probleme allerdings noch im Bereich der akustischen Tomographie selbst zu lösen: So muss dringend überprüft werden, wie die Genauigkeit der Laufzeitmessungen und Bestimmung der Schallstrecken verbessert werden kann, um sicherzustellen, dass sich das Messsignal aus dem allgemeinen Rauschen hervorhebt. Des Weiteren ist der Algorithmus zur Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die effektive Schallgeschwindigkeit zu verbessern. Hier sind zukünftig reziproke Laufzeitmessungen für jeden Schallstrahl geplant, so dass pro Schallstrahl ein mittlerer Wind bestimmt werden kann. Dafür ist allerdings die doppelte Anzahl an Schallsendern und -empfängern nötig. Es bleibt abzuwar-

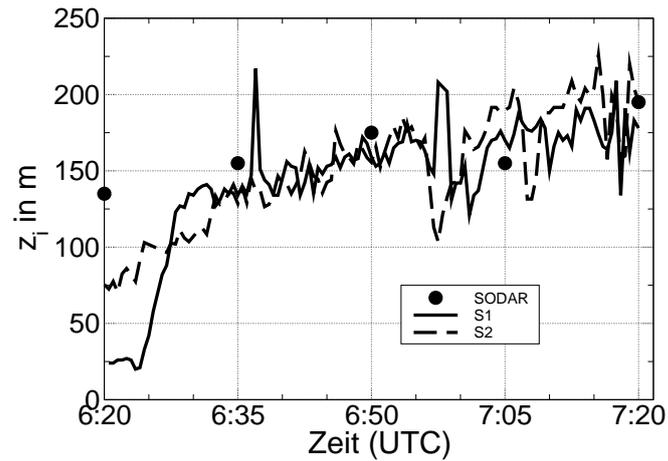


Abbildung 5.15: Die Grenzschichthöhe  $z_i$  in m im zeitlichen Verlauf – durchgezogene Linie: Vergleichslauf 1; gestrichelte Linie: Vergleichslauf 2, ●: aus SODAR-Messungen.

ten, ob die zukünftig geplanten Verbesserungen des Verfahrens der akustischen Tomographie in der Atmosphäre die Messgenauigkeiten auf das nötige Maß erhöhen.



## 6 Überprüfung des tomographischen Verfahrens

Neben dem prinzipiellen Vergleich von LES-Daten mit Tomographiedaten und der Idee der Evaluation des LES-Modells besteht mit Hilfe von LE-Simulationen auch die Möglichkeit, den Tomographiealgorithmus zu überprüfen. Dazu wurde das Modell so erweitert, dass Schalllaufzeitmessungen simuliert werden können (siehe Kapitel 5.2). Nach Anwendung des tomographischen Auswertalgorithmus auf die so simulierten Laufzeiten können die resultierenden Daten mit den „direkten“ Modellausgaben verglichen und somit das Verfahren überprüft werden. Dabei können die vom Modell prognostizierten Größen (Windkomponenten und potentielle Temperatur) hier als „wahre“ Größen angenommen werden, mit den „gemessenen“, d.h. mit den aus den simulierten Laufzeiten mit Hilfe des tomographischen Verfahrens bestimmten Größen, verglichen werden. Dieser „interne“ Vergleich bietet insbesondere die Möglichkeit, Vergleiche nach den einzelnen Teilschritten der tomographischen Auswertung zu unternehmen. Die Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

Die Anwendung der tomographischen Auswertalgorithmen auf die simulierten Laufzeiten wurde von Klaus Arnold (Trennungsalgorithmus) und Astrid Ziemann (SIRT-Algorithmus) vom Leipziger Institut für Meteorologie übernommen.

Im weiteren Verlauf des Kapitels werden die direkt aus prognostizierten Temperatur- und Windfeldern berechneten Vergleichsgrößen jeweils mit „LES“ gekennzeichnet, während die aus simulierten Laufzeiten durch Anwendung des tomographischen Auswertverfahrens ermittelten Größen mit „Tomo“ gekennzeichnet werden.

### 6.1 Vergleich auf Basis der Lindenberg-Vergleichssimulation

Während der Vergleichssimulation mit Messdaten aus dem Lindenberg-Experiment 1999 wurden alle dreißig Sekunden Laufzeitmessungen simuliert und die simulierten Laufzeiten ausgegeben. In Anknüpfung an das vorige Kapitel soll nun der Einfluss des Auswertungsverfahrens auf die Ergebnisse untersucht werden. Die tomographische Auswertung besteht aus zwei Schritten: Der erste ist die Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die effektiven Schallgeschwindigkeiten der Schallstrahlen mit Hilfe eines iterativen Algorithmus. Der zweite Schritt ist die Anwendung eines inversen Modells, der „simultanen iterativen Rekonstruktionstechnik“ (SIRT), um eine räumliche Verteilung der Temperatur zu erhalten.

Vorab wurde überprüft, ob die „unbearbeiteten“ Ausgangswerte aus simulierten Laufzeiten und direkt prognostizierten Größen übereinstimmen. Dazu wurden die effektiven Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl aus „LES“ und „Tomo“ berechnet und verglichen. Diese Größe ergibt sich für die „Tomo“-Daten direkt aus den Schalllaufzeiten und Sender-Empfänger-Distanzen, ohne dass ein tomographischer Auswertalgorithmus angewandt werden muss. Sie zeigten eine sehr gute Übereinstimmung, so dass im Folgenden von einer korrekten Simulati-

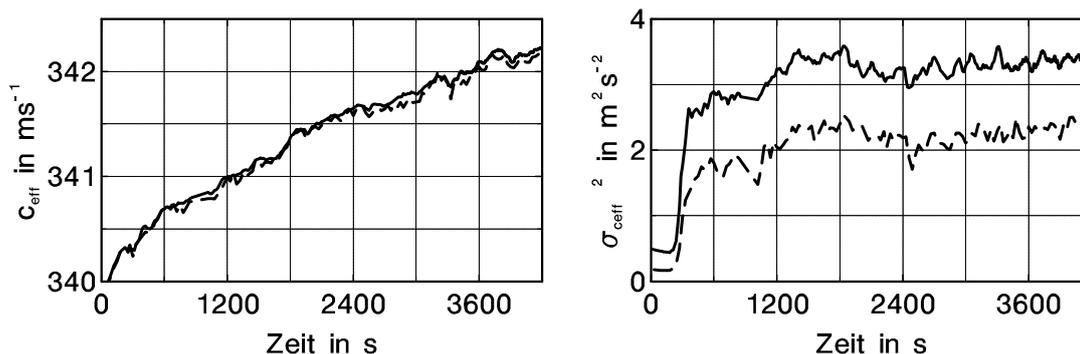


Abbildung 6.1: Räumliche Mittelwerte (links) und Varianzen (rechts) der effektiven Schallgeschwindigkeiten: Durchgezogene Linie: aus prognostizierten Temperatur- und Windfeldern berechnet ( $c_{\text{eff}}(\text{LES})$ ); gestrichelte Linie: aus tomographisch ausgewerteten simulierten Schalllaufzeiten ( $c_{\text{eff}}(\text{Tomo})$ ).

on der Schalllaufzeiten ausgegangen werden kann.

Zunächst wurde die Wirkung des SIRT-Algorithmus untersucht, also des inversen Modells zur Bestimmung der räumlichen Verteilung einer Größe. Dazu wurden die Schallstrahlwerte der effektiven Schallgeschwindigkeiten  $c_{\text{eff,LES}}(\text{Tomo})$  ohne vorherigen Abzug eines mittleren Windes dem SIRT-Algorithmus unterzogen. Man erhält damit in den einzelnen Gitterzellen  $j$  einen Mittelwert aus den dortigen effektiven Schallgeschwindigkeiten  $c_{\text{eff},ij}$  der Schallstrahlen  $i$ , die diese Zelle durchkreuzen, wobei das Mittel mit den jeweils in der Gitterzelle zurückgelegten Streckenabschnitten  $s_{ij}$  gewichtet ist:

$$c_{\text{eff},j} = \frac{\sum_i s_{ij} c_{\text{eff},ij}}{\sum_i s_{ij}}.$$

Das Vergleichsfeld  $c_{\text{eff}}(\text{LES})$  wurde aus den direkt simulierten Temperatur- und Windfeldern entsprechend berechnet. Abb. 6.1 zeigt die Mittelwerte und Varianzen dieser auf dem tomographischen Gitter berechneten Größe.

Bei den Mittelwerten ist eine gute Übereinstimmung der Kurven zu erkennen.

Die räumlichen Varianzen der effektiven Schallgeschwindigkeit sind wegen des Einflusses des mittleren Windes auf diese Größe (siehe Kapitel 5.7.1) relativ groß. Hier zeigt sich im Gegensatz zu den Mittelwerten ein deutlicher Offset zwischen den direkt berechneten Werten und den mit SIRT ausgewerteten Schalllaufzeiten. Dabei sind die Varianzen von  $c_{\text{eff,LES}}(\text{Tomo})$  um etwa 30% geringer als die aus  $c_{\text{eff}}(\text{LES})$  bestimmten Varianzen. Dies weist auf die glättende Wirkung des tomographischen Algorithmus hin, die sich folgendermaßen erklären lässt: Zur Stabilisierung des SIRT-Algorithmus wird regelmäßig eine Glättung der horizontalen  $c_{\text{eff}}$ -Verteilung durchgeführt. Dazu wird jeder einzelne Gitterzellenwert durch ein gewichtetes Mittel über denselben und seine benachbarten Werte ersetzt (Ziemann 2000).

Als wichtigen Schritt vor der eigentlichen Tomographie beinhaltet die Auswertung der tomographischen Daten noch die Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die Schallgeschwindigkeiten. Um die Wirkung dieses Schrittes ebenfalls zu untersuchen, wurden die aus simulierten Laufzeiten und Sender-Empfänger-Distanzen bestimmten effektiven Schallgeschwindigkeiten dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Iterationsalgorithmus unterzogen. Leider ist man mit diesem Verfahren nicht in der Lage, sowohl Wind- als auch Temperaturdaten

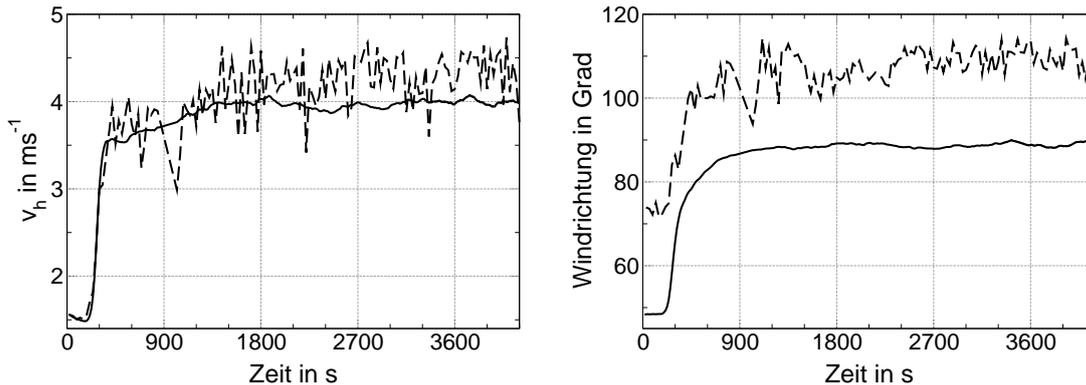


Abbildung 6.2: Betrag (links) und Richtung (rechts) des mittleren Horizontalwindes aus Tomo-Trennungsalgorithmus (gestrichelte Linie) und aus LES-Daten direkt (durchgezogene Linie).

pro Schallstrahl zu bekommen bzw. (nach dem zweiten Schritt) beide Felder in der Auflösung des tomographischen Gitters zu erhalten, sondern kann nur eine der beiden Größen in der hohen Auflösung liefern (siehe Kapitel 3.1). In der Regel wird daher nur ein mittlerer Wind (bestehend aus Richtung und Betrag) für das gesamte Modellgebiet bestimmt und nur die Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten bzw. Temperaturen werden pro Schallstrahl ermittelt.

Abb. 6.2 zeigt den Betrag (links) und die Richtung (rechts) des so ermittelten mittleren Windes im zeitlichen Verlauf (gestrichelte Linie) im Vergleich zu dem aus den Modelldaten direkt bestimmten und horizontal gemittelten Wind (durchgezogene Linie).

Die Beträge des mittleren Horizontalwindes, bestimmt aus dem Trennungsalgorithmus sowie aus den simulierten Windkomponenten, stimmen relativ gut überein. Allerdings wird ab ca. 1500 s der Wind durch den Trennungsalgorithmus leicht überschätzt. Außerdem weist die Zeitreihe des mit Hilfe des Trennungsalgorithmus bestimmten Windes viel stärkere Fluktuationen auf, als die des Mittelwertes aus den direkt prognostizierten Windfeldern.

Bei der Windrichtung differieren der bei der Tomographie ermittelte und der „wahre“ Wind um  $15 - 20^\circ$  voneinander.

Neben dem mittleren horizontalen Windvektor erhält man nach Durchführung des iterativen Trennungsalgorithmus noch die Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl. Dabei ist die Bezeichnung „Laplacesche Schallgeschwindigkeit“ in diesem Zusammenhang zwar nicht ganz korrekt, da ja nur der Einfluss des mittleren Windes subtrahiert wurde und räumliche Windfluktuationen durchaus noch die sich hier ergebenden Schallgeschwindigkeiten beeinflussen (siehe auch Kapitel 5.7.2). Bei der weiteren tomographischen Auswertung wird sie aber wie die Laplacesche Schallgeschwindigkeit behandelt, weswegen diese Bezeichnung hier beibehalten wird.

Abb. 6.3 zeigt die Zeitreihen des Mittelwertes über alle Schallstrahlen (links) und der Varianz (rechts) der Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl, wie sie sich nach Bestimmung und Subtraktion des mittleren Windes mit Hilfe des iterativen Verfahrens nach Arnold (2000) ergeben. Zum Vergleich sind auch hier wieder die Laplacesche Schallgeschwindigkeit, berechnet aus den direkt prognostizierten Temperaturen ( $c_L(\text{LES})$  – durchgezogene Linie), die aus den simulierten Schalllaufzeiten mit Hilfe des Trennungsalgorithmus bestimmte Größe ( $c_{L,\text{LES}}(\text{Tomo})$  – gestrichelte Linie) sowie die wiederum direkt aus den prognostizierten Variablen bestimmte effektive Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl abzüglich des

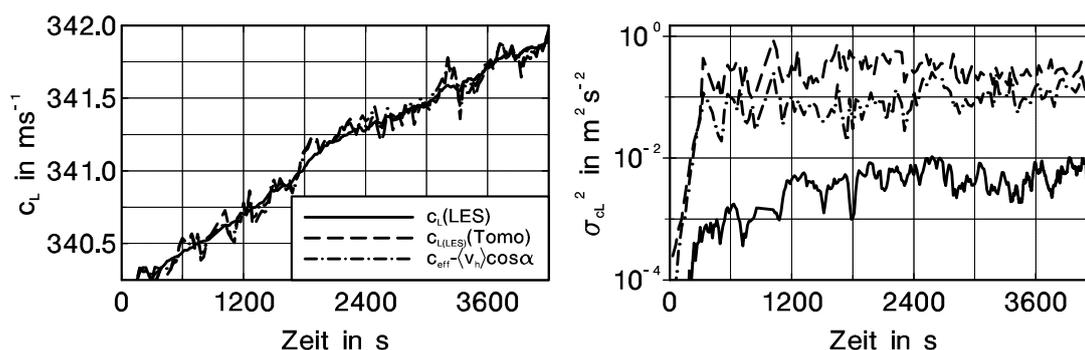


Abbildung 6.3: Mittelwerte (links) und Varianzen (rechts) der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl: Durchgezogene Linie - direkt aus LES-Daten ( $c_L(\text{LES})$ ); gestrichelte Linie - aus simulierten Schalllaufzeiten nach Anwendung des Tomo-Trennungsalgorithmus ( $c_{L(\text{LES})}(\text{Tomo})$ ); strichpunktierte Linie - effektive Schallgeschwindigkeit pro Schallstrahl, direkt aus LES-Daten berechnet, abzüglich des mittleren Horizontalwindes in jeweiliger Schallstrahlrichtung ( $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$ ).

Einfluss durch den mittleren Horizontalwind ( $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$  - strichpunktierte Linie) eingezeichnet. Letztere Größe trägt dem bereits erwähnten Umstand Rechnung, dass durch den Trennungsalgorithmus nur ein mittlerer Wind abgetrennt werden kann und räumliche Windfluktuationen den Mittelwert und insbesondere die Varianz der Größe noch beeinflussen.

Die Mittelwerte zeigen eine gute Übereinstimmung, wobei die Kurve  $c_L(\text{LES})$  die geringsten und  $c_{L(\text{LES})}(\text{Tomo})$  die größten Fluktuationen aufweist. Im Vergleich zu Abb. 6.1 haben die Fluktuationen hier deutlich zugenommen. Sie entstehen bei der Berechnung und Abtrennung des Windeinflusses aus den Laufzeiten und sind wahrscheinlich auf hierbei auftretende Abweichungen bzw. Fehler zurückzuführen. Entsprechend waren schon in Abb. 6.2 starke Fluktuationen in Richtung und Betrag des mittleren Windes zu beobachten.

In den Varianzen treten dementsprechend deutliche Unterschiede auf, so dass in Abb. 6.3 (rechts) eine logarithmische Skala gewählt werden musste, um die Varianzen aller drei Größen in einer Abbildung darstellen zu können: Die Varianzen von  $c_{L(\text{LES})}(\text{Tomo})$  liegen nicht nur um mehr als eine Größenordnung über denen von  $c_L(\text{LES})$  sondern sind auch deutlich größer als die von  $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$ , also der Größe, die die Windfluktuationen beinhaltet. Dabei sind die Abweichungen in der ersten Hälfte des Simulationszeitraums etwas größer als in der zweiten Hälfte. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Abhängigkeit von  $c_{L(\text{LES})}(\text{Tomo})$  nicht nur von den Windvarianzen, sondern auch vom mittleren Wind: Während die Temperaturvarianzen im Laufe der Simulation zunächst nur langsam anwachsen (siehe Abb. 5.7), nimmt der mittlere Wind in Bodennähe schon in der Modelleinschwingphase nach 300 s deutlich zu, ebenso die Windvarianzen (siehe Abb. 5.11 und 6.2).

Aus den Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl aus Abb. 6.3 lassen sich die Temperaturen nun direkt über den Zusammenhang  $c_L = \sqrt{\gamma RT}$  berechnen. Entsprechend zeichnen sich die in Abb. 6.3 gezeigten Unterschiede in der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit auch in den Schallstrahlwerten der Temperatur ab. Im Rahmen der weiteren tomographischen Auswertung wendet man nun den SIRT-Algorithmus auf die Schallstrahlmitteltemperaturen an, um die flächenhafte Temperaturverteilung zu erhalten. Diese ist das „Endprodukt“ aus den Laufzeitmessungen nach Durchführung des kompletten tomographischen Algorithmus. Ihre räumliche Mittelwerte und Varianzen sind in Abb. 6.4 im zeitlichen Verlauf dar-

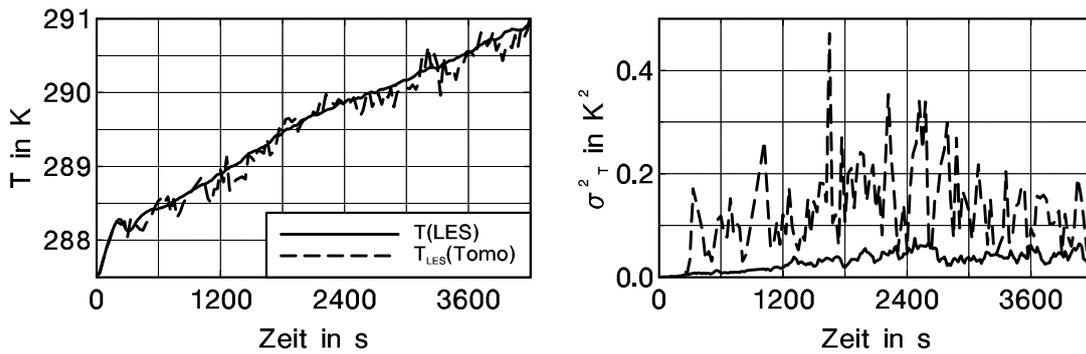


Abbildung 6.4: Räumliche Mittelwerte und Varianzen der Temperatur: Durchgezogene Linie: aus simulierten Schalllaufzeiten nach Anwendung des Tomo-Trennungsalgorithmus und des SIRT-Algorithmus; gestrichelte Linie: direkt aus LES-Daten.

gestellt (gestrichelte Linie), zusammen mit den vergleichbaren LES-Daten (durchgezogene Linie). Dieses Bild ist somit Vergleichbar mit den Abbildungen 5.6 und 5.7 aus Kapitel 5, mit dem Unterschied, dass hier nur simulierte Daten verwendet wurden.

Hier sind nun beide Einflüsse, der des SIRT-Algorithmus und der des iterativen Trennungsalgorithmus zur Abtrennung eines mittleren Windes, enthalten: Während der Trennungsalgorithmus zu einer Erhöhung der Varianzen beiträgt, hat der SIRT-Algorithmus auch hier wieder einen glättenden Einfluss. Nach der in Kapitel 5.7.2 durchgeführten Abschätzung des Zusammenhangs von  $c_L$  – und Temperaturvarianzen müssten die Varianzen der aus den simulierten Laufzeiten bestimmten Temperaturen pro Schallstrahlen in etwa bei 0.5 bis 0.8  $\text{K}^2$  liegen, werden aber durch den SIRT-Algorithmus auf Werte um 0.1 bis 0.2  $\text{K}^2$  reduziert (siehe Abb. 6.4). Die Varianzen nehmen während der Modelleinschwingphase bei ca. 300 s schlagartig auf Werte um 0.1  $\text{K}^2$  zu, während die Varianzen von  $T(\text{LES})$  nur langsam zunehmen und erst nach 1200 s Werte um 0.04  $\text{K}^2$  erreichen. Damit ähnelt der Verlauf der Zeitreihe von  $\sigma_{T_{\text{Tomo}}}^2$  dem der räumlichen Varianz des Horizontalwindes aus Abb. 5.11.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Erhöhung der Varianzen durch Fehler bei der Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die effektive Schallgeschwindigkeit den glättenden Einfluss des SIRT-Algorithmus überwiegt. Dabei wirken sich nicht nur die Windfluktuationen, die durch den iterativen Tomo-Trennungsalgorithmus nicht entfernt werden können, erhöhend auf die Varianzen aus, sondern auch Fehler und Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des mittleren Windes.

Die horizontalen Mittelwerte stimmen dagegen, abgesehen von den stärkeren Fluktuationen der aus den simulierten Laufzeiten bestimmten Werte, gut überein.

### 6.1.1 Vergleich der Spektren

Um weiteren Aufschluss darüber zu erhalten, ob und wie genau sich das tomographische Verfahren in den so ausgewerteten Daten widerspiegelt, wurden Spektren verschiedener Zeitreihen von Schallgeschwindigkeiten betrachtet. Abb. 6.5 zeigt Spektren der Zeitreihen der effektiven Schallgeschwindigkeit (auf dem tomographischen Gitter, horizontal gemittelt), zum einen aus den LES-Ausgaben (auf dem tomographischen Gitter) berechnet (durchgezogene Linien) und zum anderen aus den simulierten Laufzeiten bestimmt (gestrichelte Linie).

Die dicke durchgezogene Linie zeigt die aus den LES-Ausgaben bestimmten Werte, bei

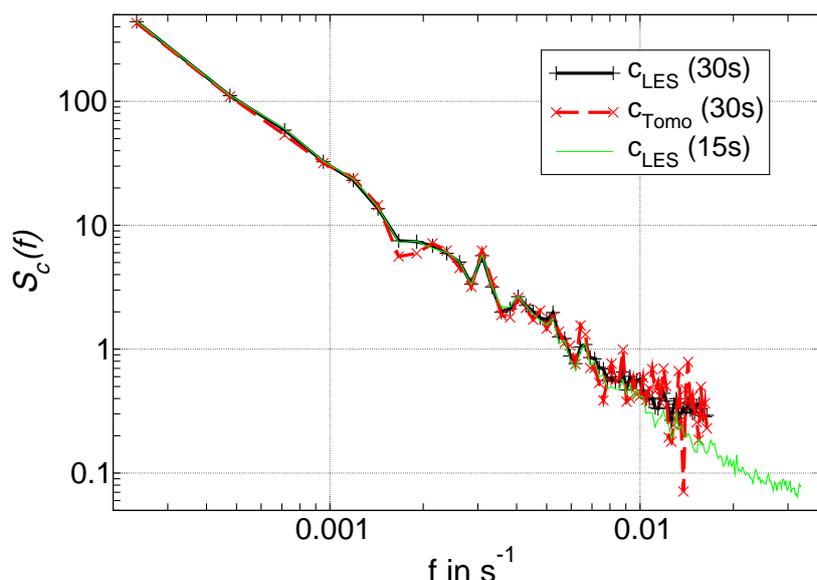


Abbildung 6.5: Varianzspektren der effektiven Schallgeschwindigkeiten  $S_c(f)$  – durchgezogene Linie: aus Teilflächenmitteln berechnet ( $S_{c_{\text{LES}}}(f)$ ), gestrichelte Linie: aus simulierten Laufzeiten bestimmt ( $S_{c_{\text{Tomato}}}(f)$ ).

denen nur jede zweite Ausgabe (alle 30 s) berücksichtigt wurde, bei der dünnen durchgezogenen Linie wurde jede Ausgabe (alle 15 s) berücksichtigt.

Die Kurven stimmen sehr gut überein und folgen in etwa bis  $f = 0,008 \text{ s}^{-1}$  (das entspricht einer Zeit von  $\approx 120 \text{ s} \approx 4 \cdot \Delta t_{\text{mess}}$ ) einem Potenzgesetz. Der Exponent liegt dabei mit  $-1,9$  in der Nähe des nach Kolmogorow (1941) zu erwartenden Exponenten  $-5/3 \approx -1,7$ . Danach flachen die Spektren ab, wobei das aus den Laufzeitmessungen bestimmte Spektrum stärkere Schwankungen aufweist. Dieses Abflachen könnte auf einen Aliasing-Effekt zurückzuführen sein: Der Vergleich der Spektren aus simulierten Laufzeiten und aus den direkt aus LES-Daten bestimmten Schallgeschwindigkeiten, die jeweils alle dreißig Sekunden vorliegen ( $\Delta t_{\text{mess}} = 30 \text{ s}$ ), zeigt eine sehr gute Übereinstimmung, und bei beiden Kurven tritt in den selben Bereichen ein Sättigungsverhalten auf, so dass dies nicht auf den Tomographiealgorithmus zurückzuführen sein kann. Betrachtet man nun auch noch das ebenfalls direkt aus LES-Daten bestimmte Spektrum, bei dem die Schallgeschwindigkeiten in doppelter zeitlicher Auflösung, also  $\Delta t_{\text{mess}} = 15 \text{ s}$ , vorlagen (dünne durchgezogene Linie), so zeigt dies ebenfalls ein Abflachen zu hohen Frequenzen, das hier allerdings erst ab  $f \approx 0,02 \text{ s}^{-1}$  (das entspricht einer Zeit von  $\approx 50 \text{ s} \approx 4 \cdot t_{\text{mess}}$ ) auftritt. Der Beginn des Sättigungsbereiches hängt somit von der zeitlichen Auflösung ab, so dass Aliasing als Grund für das Abflachen des Spektrum angenommen werden kann.

Eine ausführliche Untersuchung zum Einfluss des SIRT-Algorithmus auf künstlich generierte Kolmogorow-Spektren (Kolmogorow 1941) und von-Kármán-Spektren (von Kármán 1948) ist bei Barth (2002) zu finden. Dabei zeigten die Spektren aus den „tomographierten“ Daten für sehr hohe Frequenzen einen zu starken Abfall, der auf das Glättungsverfahren zur Stabilisierung des SIRT-Algorithmus zurückgeführt wurde. Bei realen Laufzeitmessungen wirken diesem Effekt allerdings der Aliasing-Effekt aufgrund der begrenzten Messfrequenz und weißes Rauschen durch auftretende Messfehler entgegen.

Bei dem mit LES-Daten des Lindenberg-Vergleichslaufes durchgeführten Vergleich der

Simulation	$u_g$ in $\text{m s}^{-1}$	$\overline{w'\theta'_0}$ in $\text{K m s}^{-1}$
S1	1.0	0.1
S2	4.0	0.1
S3	1.0	0.05
S4	4.0	0.05

Tabelle 6.1: Windgeschwindigkeiten und bodennahe turbulente kinematische Wärmeströme im Rahmen der Wind-Studie

Spektren zeigte sich dieses Problem eines zu starken Abfalls des Spektrums bei hohen Frequenzen nach Durchführung der Tomographie nicht, sondern nur eine Zunahme der Streuung mit zunehmender Frequenz. Alles in allem zeigt dieses Ergebnis, dass die Anwendung des SIRT-Algorithmus auf einen Datensatz dessen Varianzspektrum und damit die sich in dem Spektrum widerspiegelnden turbulenten Strukturen nicht beeinflusst.

## 6.2 Wind-Studie

Um systematisch die Probleme bei der Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die effektive Schallgeschwindigkeit zu untersuchen, wurden eine Reihe von Simulationen bei unterschiedlicher Windstärke und unterschiedlich starker Konvektion durchgeführt. Dabei standen folgende Fragen im Vordergrund:

- Wie groß ist der Einfluss der Windgeschwindigkeit auf die Temperaturvarianzen aus Tomographiemessungen ?
- Wie hängt dieser Einfluss von der mittleren Windgeschwindigkeit und von der Stärke der Konvektion ab ?

Die Simulationen für diese Studie wurden für eine einfache konvektive Grenzschicht unter horizontal homogenen Bedingungen durchgeführt. Das Modellgebiet war dabei  $400\text{ m} \times 400\text{ m}$  groß, die Gitterweite betrug  $5\text{ m}$  in alle Raumrichtungen. Das initiale Temperaturprofil war in den unteren  $100\text{ m}$  neutral geschichtet, darüber mit einem Gradienten von  $2.5\text{ K pro } 100\text{ m}$  stabil.

Nun wurden unterschiedliche Läufe mit je zwei verschiedenen Werten für die Windgeschwindigkeit und für den bodennahen Wärmestrom durchgeführt: Mit einem schwachen geostrophischen Wind von  $1\text{ m s}^{-1}$ , mit einem kräftigeren Wind von  $4\text{ m s}^{-1}$ , mit einem turbulenten Temperaturfluss  $\overline{w'\theta'_0}$  von  $0.1\text{ K m s}^{-1}$  sowie einem schwachen Temperaturfluss von  $0.05\text{ K m s}^{-1}$ . Die Simulationen sind in Tabelle 6.1 aufgeführt und benannt.

Während der Simulation wurden Laufzeitmessungen simuliert und alle  $15\text{ s}$  Teilflächenmittel der Temperatur und der Windkomponenten ausgegeben. Die Laufzeiten wurden mit Hilfe des Tomographiealgorithmus ausgewertet und mit den Mittelwerten des  $50\text{ m} \times 50\text{ m}$ -Gitters verglichen.

Die Simulation wurde über eine Stunde durchgeführt. Zusätzlich wurden im Abstand von je  $4\text{ Minuten}$  Profile der horizontal gemittelten Windkomponenten, der Temperatur sowie von statistischen Momenten dieser Größen ausgegeben, die zeitlich über  $4\text{ Minuten}$  gemittelt wurden.

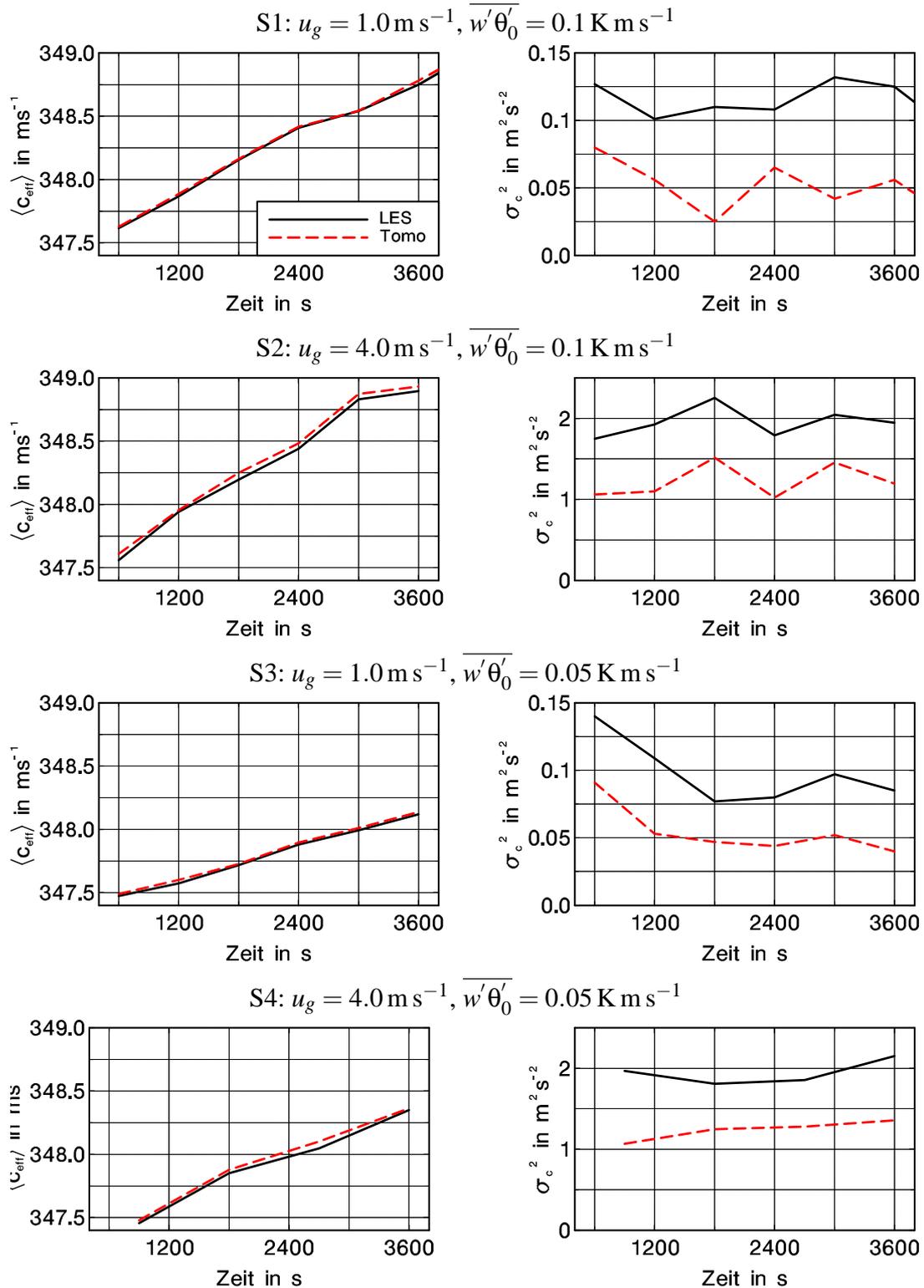


Abbildung 6.6: Räumliche Mittelwerte (links) und Varianzen (rechts) der effektiven Schallgeschwindigkeit  $c_{\text{eff}}$ , direkt aus den LES-Daten des  $50 \text{ m} \times 50 \text{ m}$ -Gitters bestimmt (durchgezogene Linie) und aus den LES-Schalllaufzeiten berechnet und mit dem SIRT-Algorithmus bearbeitet (gestrichelte Linie) für alle vier Modellläufe. Man beachte die unterschiedliche Skalierung bei den Varianzen für Fälle mit  $u_g = 1 \text{ m s}^{-1}$  und  $u_g = 4 \text{ m s}^{-1}$ .

Abbildung 6.6 zeigt die räumlichen Mittelwerte und die Varianzen der effektiven Schallgeschwindigkeit in zeitlicher Entwicklung, wobei sich die direkt aus den LES-Daten berechneten Größen (durchgezogene Linie) und die aus den simulierten Schalllaufzeiten bestimmten und mit dem SIRT-Algorithmus bearbeiteten Größen (gestrichelte Linie) gegenüberstehen.

Die Mittelwerte von  $c_{\text{eff}}$  zeigen eine gute Übereinstimmung, Abweichungen liegen bei weniger als  $0.05 \text{ m s}^{-1}$ . Hier scheint es eine leichte Tendenz von zunehmender Abweichung mit zunehmendem mittleren Wind zu geben.

Die Varianzen dagegen weichen deutlich voneinander ab, wobei die Varianzen aus den "direkt" gewonnenen LES-Teilflächenmitteln immer größer als die aus den simulierten Laufzeiten mit Hilfe des SIRT-Algorithmus bestimmten sind. Dies ist, wie bereits in der Beschreibung von Abb. 6.1 erläutert, wiederum auf die zur Stabilisierung des SIRT-Algorithmus durchgeführte Glättung der Daten zurückzuführen. Dabei ist hier eine deutliche Abhängigkeit der Varianzen vom mittleren Wind auszumachen: Je stärker der mittlere Wind, desto größer ist die Varianz der effektiven Schallgeschwindigkeit. Dies ist durch den Einfluss des mittleren Windes auf die effektive Schallgeschwindigkeit zu erklären (siehe Kapitel 5.7.1). Entsprechend ist auch eine deutliche Abhängigkeit der (absolut betrachteten) Differenzen zwischen den auf zwei Arten bestimmten Varianzen  $\sigma_{c_{\text{eff}}}^2$  vom mittleren Wind auszumachen. Für Fälle mit schwachem Wind betragen die Differenzen  $0.05 - 0.075 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , für Fälle mit stärkerem Wind  $0.5 - 0.85 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Die relative Abweichung  $\Delta\sigma_c^2/\sigma_{c_{\text{LES}}}^2$  bzw.  $\Delta\sigma_c^2/\sigma_{c_{\text{Tomog}}}^2$  zeigt dagegen eher eine Abnahme mit zunehmendem Wind: für die Fälle mit  $u_g = 1 \text{ m s}^{-1}$  treten relative Abweichungen  $\Delta\sigma_c^2/\sigma_{c_{\text{LES}}}^2 \approx 33 - 50\%$  auf, bei  $u_g = 4 \text{ m s}^{-1}$  sind die relativen Abweichungen geringfügig kleiner, bei  $30 - 40\%$ . Betrachtet man  $\Delta\sigma_c^2/\sigma_{c_{\text{Tomog}}}^2$ , so sind die Unterschiede noch etwas deutlicher: bei  $u_g = 1 \text{ m s}^{-1}$  wurden Werte für  $\Delta\sigma_c^2/\sigma_{c_{\text{Tomog}}}^2$  zwischen  $50 - 150\%$  beobachtet, bei  $u_g = 4 \text{ m s}^{-1}$  Werte von  $40 - 75\%$ .

Ebenso scheint sich eine leichte Tendenz von zunehmenden Abweichungen mit zunehmendem bodennahen Wärmestrom, also zunehmender Konvektionsstärke, abzuzeichnen. Aufgrund der wenigen Datenpunkte, die nach der Tomographie zur Verfügung standen, ist eine Interpretation allerdings nur unter Vorbehalt durchzuführen.

Abb. 6.7 zeigt die räumlichen Mittelwerte und Varianzen der Temperatur, wie sie sich aus den Teilflächenmittelwerten des LES-Modells und aus den simulierten Schalllaufzeiten, die mit Hilfe des tomographischen Algorithmus ausgewertet wurden, ergeben. Dabei liegen die mittleren Temperaturen (Abb. 6.7 links) aus den direkt simulierten Teilflächenmitteln immer geringfügig über den aus den simulierten Laufzeiten bestimmten. Bei starkem Wind und kräftiger Konvektion ( $u_g = 4 \text{ m s}^{-1}$  und  $\overline{w'\theta'_0} = 0.1 \text{ K m s}^{-1}$ ) ist die Abweichung dabei am größten ( $+0.25 \text{ K}$ ), bei schwachem Wind und schwacher Konvektion ( $u_g = 1 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\overline{w'\theta'_0} = 0.05 \text{ K m s}^{-1}$ ) mit  $+0.2 \text{ K}$  noch relativ groß und bei den Fällen mit schwachem Wind und starker Konvektion sowie mit starkem Wind und schwacher Konvektion nur sehr gering ( $\leq +0.1 \text{ K}$ ). Dabei liegen die maximalen Abweichungen deutlich über dem, was sich aus den Abweichungen der Kurven für  $c_{\text{eff}}$  (siehe Abb. 6.6) durch Fehlerfortpflanzungsrechnung abschätzen lässt, so dass die Gründe bei der Trennung von Wind- und Temperatureinfluss oder bei Unterschieden in der Umrechnung von Schallgeschwindigkeit und Temperatur zu suchen sind. So wurde bei der tomographischen Auswertung zur Berechnung der Temperatur aus der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit für die Gaskonstante  $R = 287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  verwendet, während im LES-Modell  $R = 287.00 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  eingesetzt wurde. Dies allein erklärt aber auch noch nicht die Unterschiede zwischen den mittleren Temperaturen. Aus den Ergebnissen lassen sich keine signifikanten Unterschiede und damit auch keine eindeutigen Abhängigkeiten der Abweichungen vom mittleren Wind oder von der Konvektionsstärke ableiten.

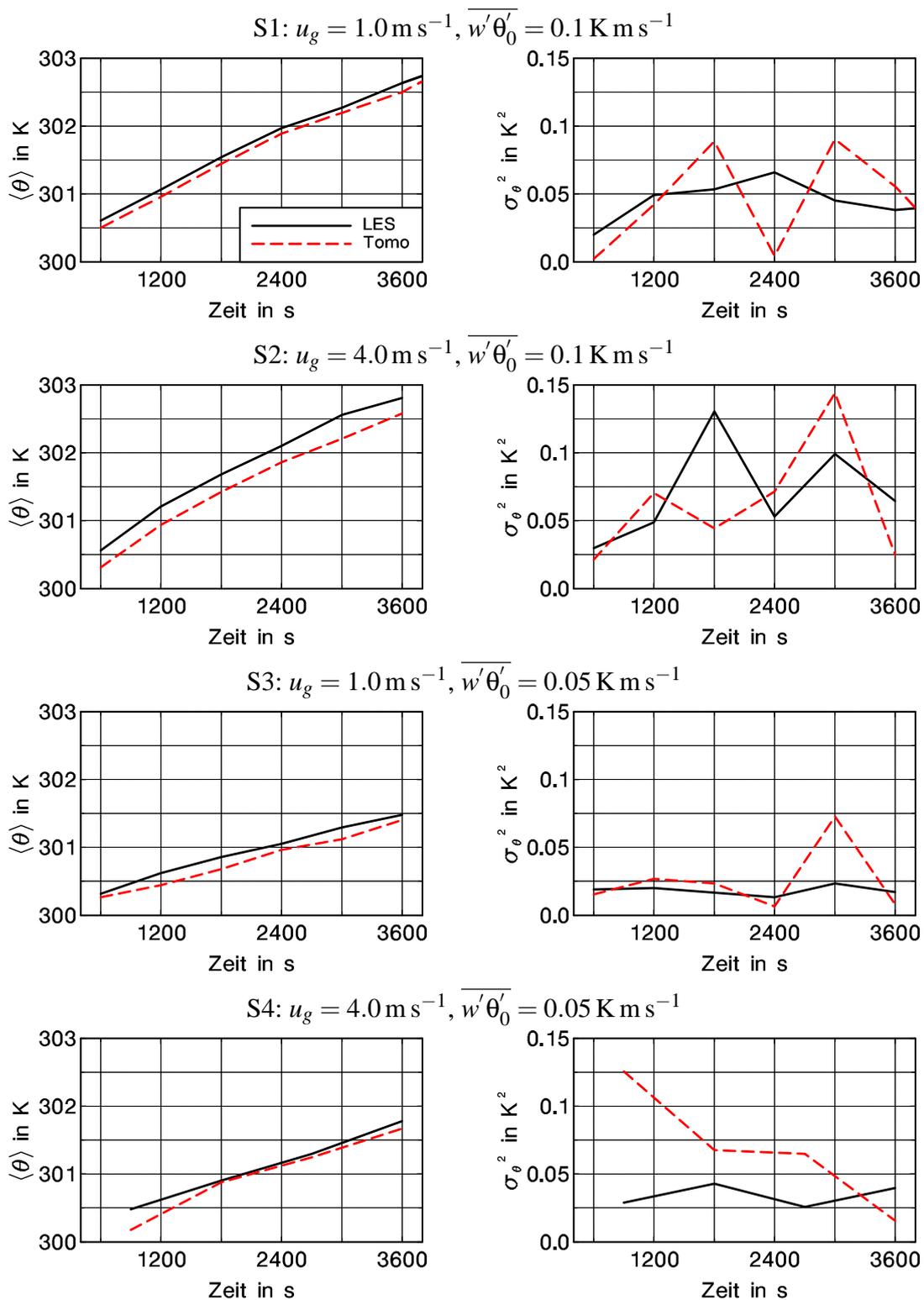


Abbildung 6.7: Räumliche Mittelwerte  $\langle \theta \rangle$  (links), und Varianzen  $\sigma_\theta^2$  (rechts), bestimmt aus den Temperaturwerten des  $50 \text{ m} \times 50 \text{ m}$ -Gitters des LES-Modells (durchgezogene Linie) und aus den LES-Schalllaufzeiten, die mit Hilfe des tomographischen Algorithmus ausgewertet wurden (gestrichelte Linie), für alle vier Modellläufe.

Bei den Temperaturvarianzen (Abb. 6.7 rechts) sind keine deutlichen Unterschiede zu erkennen, was auch an den großen zeitlichen Schwankungen der Kurven und den wenigen verfügbaren Datenpunkten liegt. Allerdings scheinen für die Fälle mit schwächerer Konvektion ( $w'\theta'_0 = 0.05 \text{ K m s}^{-1}$ ) die Temperaturvarianzen aus den simulierten Schalllaufzeiten meist über denen aus simulierten Teilflächenmitteln zu liegen.

Zusammenfassend lassen sich folgende Ergebnisse des so genannten „internen“ Vergleiches von tomographisch ausgewerteten simulierten Laufzeiten mit den vom LES-Modell prognostizierten Temperaturen bzw. aus den prognostizierten Variablen berechneten Schallgeschwindigkeiten aufzählen: Sowohl in den Lindenberg-Vergleichsdaten als auch bei der Wind-Studie ist der glättende Einfluss des SIRT-Algorithmus zu erkennen. Dabei zeigt sich eine leichte Abnahme der relativen Abweichung mit zunehmender Windgeschwindigkeit.

Der Trennungsalgorithmus zur Separation von Wind und Temperatur aus den effektiven Schallgeschwindigkeiten pro Schallstrahl führt dagegen zu einer großen Zunahme der Varianzen. Diese ist nicht nur dadurch bedingt, dass nur ein mittlerer Wind abgetrennt wird und kleinräumige Windfluktuationen bei der weiteren Auswertung irrtümlich den Temperaturvarianzen bzw. den Varianzen der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit zugeordnet werden, sondern auch durch Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des mittleren Windes, wie sich aus dem Vergleich mit der aus LES-Daten berechneten Größe  $c_{\text{eff}} - \langle v_h \rangle \cos \alpha$  in Abb. 6.3 ergab.

Die Effekte von Trennungsalgorithmus und SIRT-Algorithmus wirken einander entgegen, so dass die Überschätzung der Varianzen, die durch den Trennungsalgorithmus zustande kommt, in gewissem Maße durch SIRT wieder ausgeglichen werden. Dieser Ausgleich scheint bei den im Rahmen der Wind-Studie durchgeführten Simulationen zwar gut funktioniert zu haben, allerdings ist die Aussagekraft dieser Daten aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkten (fünf pro Stunde) begrenzt. Beim „internen“ Vergleich der Daten des Lindenberg-Vergleichslaufes aus Kapitel 6.1, bei dem 120 Datenpunkte pro Stunde vorlagen und der daher auf einer besseren statistischen Grundlage aufbaut, blieben noch deutliche Abweichungen in den Temperaturvarianzen bestehen.

Die Ergebnisse der Wind-Studie lassen kaum systematische Zusammenhänge zwischen den Auswirkungen des tomographischen Algorithmus auf die Daten und den „Rahmenbedingungen“ wie dem geostrophischen bzw. mittleren Wind oder dem bodennahen Wärmestrom erkennen. Lediglich für die Fälle schwacher Konvektion (also geringen bodennahen Wärmestroms) scheint sich eine leichte Überschätzung der Temperaturvarianzen abzuzeichnen.

In Hinblick auf ein Ziel dieser Arbeit, die Überprüfung der Möglichkeiten, das LES-Modell PALM mit Hilfe von räumlich und zeitlich relativ hochaufgelösten Daten der akustischen Laufzeit-tomographie zu validieren, ergibt sich hier, dass eine Validierung momentan nicht möglich ist. Im Gegenteil: PALM konnte hier genutzt werden, um Probleme bei der Auswertung der akustischen Laufzeitmessungen offen zu legen. Vor allem hat sich gezeigt, dass zunächst der bei der akustischen Tomographie verwendete Algorithmus zur Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die effektive Schallgeschwindigkeit verbessert werden muss.



# 7 Kohärente Strukturen in der Grenzschicht

Im Rahmen eines Vergleichs von PALM mit dem räumlich auflösenden Messverfahren der akustischen Tomographie sollte besonderes Augenmerk auf die Strukturen der turbulenten Strömung in der bodennahen Atmosphäre gelegt werden. Zwar hat sich im Rahmen dieses Projektes herausgestellt, dass die Tomographiemessungen für die Untersuchung solcher Strukturen noch nicht ausreichend genau sind, aber die Simulationsdaten liefern einige interessante Ergebnisse zu solchen Strukturen. Die Simulation zum Vergleich von LES-Daten mit Messdaten der akustischen Tomographie wurde aus oben beschriebenen Gründen mit einer sehr hohen Auflösung von 0.5 m Gitterweite in alle drei Raumrichtungen durchgeführt. Eine solch hohe Auflösung konnte bislang aus Gründen begrenzter Rechenzeit- und Speicherplatzkapazitäten nicht erreicht werden und ist auch heutzutage nur mit Hilfe von Massiv-Parallelrechnern zu bewältigen. Mit PALM stand für dieses Projekt ein Modell zur Verfügung, das den hohen Anforderungen an Rechenzeit und Speicherplatz durch seine Optimierung für Massiv-Parallelrechner entgegenkommt (Raasch und Schröter 2001). Die im Rahmen des Vergleichs durchgeführte hochaufgelöste Simulation bietet insbesondere die Möglichkeit, Strukturen und Prozesse in der bodennahen Schicht der Atmosphäre, die mit der verwendeten Gitterweite von PALM erstmals in so geringer Höhe über Grund aufgelöst werden konnten, nun genauer zu untersuchen.

## 7.1 Einleitung

In turbulenten Strömungen werden in Bereichen starker Windscherung, also insbesondere in Randnähe, oft organisierte Strukturen beobachtet, die unter der Bezeichnung „kohärente“ oder „zusammenhängende“ Strukturen in den letzten Jahren verstärkt zum Objekt von Untersuchungen geworden sind. Sie werden sowohl in Rohrströmungen im Labor als auch in der atmosphärischen Grenzschicht beobachtet und sind z.B. in Horizontalschnitten des Windfeldes, der Temperatur und auch der Feuchte erkennbar. Die kohärenten Strukturen treten meist in Form von streifenförmigen Strukturen in Richtung des mittleren Windes auf, die je nach Ursache ihrer Entstehung unterschiedlich skalieren bzw. verschiedene Varianzspektren aufweisen (siehe z.B. Young et al. 2002): Es gibt streifenförmige Strukturen (*surface streaks*), die durch starke Windscherung in der bodennahen Schicht (*surface layer*) der neutralen oder schwach konvektiven Grenzschicht entstehen. Khanna und Brasseur (1998) und Moeng und Sullivan (1994) haben diese Strukturen, ihre Entwicklung und Unterschiede für nahezu neutrale, moderat konvektive und stark konvektive Grenzschichten mit Hilfe des LES-Modells von Moeng (1984) untersucht. Dabei wird die Stärke der Konvektion hier am Verhältnis von Grenzschichthöhe  $z_i$  zu Monin-Obukhov-Stabilitätslänge  $L$  festgemacht, wobei  $L$  folgender-

maßen definiert ist:

$$L = -\frac{\tilde{\theta}}{\kappa g} \frac{u_*^3}{w' \theta'_0}. \quad (7.1)$$

$\tilde{\theta}$  ist hierbei die mittlere Temperatur der Grenzschicht.  $L$  ist positiv für stabile thermische Schichtungen und negativ für labile Schichtungen. Bei Moeng und Sullivan (1994) reichte der Stabilitätsbereich von  $-z_i/L = 0$  (neutral) über  $-z_i/L = 1.4$  und  $1.6$  (schwach konvektiv) bis  $-z_i/L = 18$  (konvektiv), bei Khanna und Brasseur (1998) von  $-z_i/L = 0.4$  (nahezu neutral) über  $-z_i/L = 3$  und  $8$  (schwach bis moderat konvektiv) bis  $-z_i/L = 65$  und  $730$  (stark bis sehr stark konvektiv).

Des Weiteren gibt es die so genannten Konvektionsrollen, die sich über die gesamte Grenzschicht erstrecken (siehe z.B. Etling und Brown 1993, Schröter 2002) sowie Schwerewellen, die durch in die Inversionsschicht am Oberrand der konvektiven Grenzschicht eindringende Aufwindschläuche und Warmluftblasen (*thermals* und *plumes*) angeregt werden und ihrerseits wiederum in der Grenzschicht zusammenhängende Strukturen induzieren können (Balaji und Clark 1988, Hauf und Clark 1989). Die Wechselwirkung dieser auf verschiedene Mechanismen zurückzuführenden Strukturen trägt dazu bei, die Erklärung ihrer Entstehung und Dynamik zu erschweren, so dass diese Frage im Detail immer noch nicht vollständig geklärt ist (Young et al. 2002).

Um zusammenhängende Strukturen in Simulationsergebnissen besser detektieren zu können, wurden in jüngster Zeit verschiedene Auswertemethoden entwickelt. Kim und Park (2003) identifizieren streifenförmige Wirbelstrukturen mit Hilfe einer Eigenwertmethode: Dabei wird der Eigenwert der Summe von Scherspannungstensor ( $S_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ ) und des Tensors  $\Omega_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$  ermittelt. Ist er negativ, so existiert an der Stelle ein Wirbel. Lin et al. (1996) und Lin (2000) verwendet ein spezielles Mittelungsverfahren (*conditional sampling*), um zusammenhängende Strukturen z.B. in Simulationsdaten besser sichtbar zu machen. Lin (2000) stellen räumliche und zeitliche Zusammenhänge zwischen der Änderung der TKE durch lokale Drucktransportprozesse ( $-1/\rho_0 \partial u'_j p' / \partial x_j$  aus Gleichung 2.53) und kohärenten Strukturen fest. Der lokale Drucktransportterm ist daher auch für das Sichtbarmachen von Wirbelstrukturen in Simulationsdaten der bodennahen Grenzschicht geeignet.

## 7.2 Kohärente Strukturen im Experiment

In der Natur werden die bodennahen streifenförmigen Strukturen beispielsweise durch Tracer in der Strömung sichtbar, z.B. durch Insekten oder natürliche Aerosole, die sich in den Streifen schwacher Windgeschwindigkeit in Strömungsrichtung sammeln und mit RADAR- (*R*ADIO *D*ETECTION *A*ND *R*ANGING) bzw. LIDAR-Geräten (*L*IGHT *D*ETECTION *A*ND *R*ANGING) detektiert werden können. In Abb. 7.1 ist ein Foto zu sehen, auf dem sich zusammenhängende Strukturen im Seerauch<sup>1</sup> abbilden, der über dem im Vergleich zur Luft warmen Wasser aufsteigt. Das Foto wurde während eines Kaltluftausbruchs über dem Lake Michigan gemacht (Mayor und Eloranta 2001). Ebenfalls über dem Lake Michigan wurde das in Abb. 7.2 gezeigte LIDAR-Bild aufgenommen, wobei die hellen Bereiche hohe Rückstreuung anzeigen, die durch einen hohen Aerosolgehalt verursacht wird. Die räumliche Auflösung des Bildes beträgt 15 m und die kleinsten sichtbaren Strukturen haben Wellenlängen von 200 m bis 500 m (Mayor und Eloranta 2001). Beide Bilder wurden während einer Lake-ICE-Kampagne (*L*ake-*I*NDUCED *C*ONVECTION

<sup>1</sup>Wassertröpfchen, die beim Kondensieren des Wassers in der aufsteigenden warmen und feuchten Luft entstehen und/oder mit der aufsteigenden Luft mitgerissen werden.



Abbildung 7.1: Seerrauch über dem Lake Michigan am 13.1.98 (Foto aus Mayor und Eloranta 2001).

*Experiment*) im Winter 1997/98 aufgenommen und zeigen daher Beispiele für Strukturen in einer konvektiven, stark gescherten Grenzschicht.

Eine weitere Möglichkeit, zusammenhängende Strukturen in der Atmosphäre zu detektieren, bietet das Synthetische Apertur Radar (SAR). Mit dem SAR werden Rückstreusignale rauher Oberflächen gemessen (siehe z.B. *Alaska SAR facility*, 1999). Insbesondere auf See zeichnen sich bodennahe Strukturen durch die Anregung von kurzen Wellen an der Meeresoberfläche ab. Die so erhöhte Rauigkeit lässt sich mit SAR-Bildern detektieren. Auf diese Weise wird sozusagen der „Fußabdruck“ der atmosphärischen Strukturen sichtbar. Mourad (1999) gibt einen Überblick darüber, welche atmosphärischen Phänomene sich so mit SAR detektieren lassen und welche Probleme es bei der Darstellung von turbulenten Strukturen in der bodennahen Grenzschicht gibt. So haben z.B. Mourad und Walter (1996) und Mourad (1996) SAR-Bilder während eines Kaltluftausbruchs in der Bering-See ausgewertet und mit Wolkenstraßen auf gleichzeitig aufgenommenen AVHRR-Bildern (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) verglichen. Abb. 7.3 und 7.4 zeigen Ausschnitte aus einem solchen SAR-Bild in verschiedenen hohen Auflösungen (aus Mourad 1996; Copyright ESA 1992). Die Bilder sind dabei mit einem Low-pass-Filter nachträglich geglättet worden.

Abb. 7.3 (oben) zeigt die Rückstreu-Signale in einem  $100\text{ km} \times 100\text{ km}$  großen Ausschnitt. Die Pixelgröße in diesem SAR-Bild beträgt  $100\text{ m} \times 100\text{ m}$ , was einer Auflösung von etwa  $200\text{ m}$  entspricht. Hier sind streifenförmige Strukturen in Richtung des mittleren Windes zu erkennen, die wahrscheinlich von Wirbelrollen herrühren und in etwa einen Abstand von  $5\text{ km}$  haben. Diese Beobachtung stimmt gut mit den in einem gleichzeitig aufgenommenen AVHRR-Bild vorhandenen Wolkenstraßen überein (hier nicht gezeigt – siehe Mourad 1996). Eine erste Vergrößerung eines Bildausschnittes von  $22.5\text{ km} \times 22.5\text{ km}$  (Abb. 7.3 unten, Pixelgröße  $12.5\text{ m} \times 12.5\text{ m}$ , Auflösung ca.  $30\text{ m}$ ) macht deutlich, dass die im oberen Bild als zusammenhängende Streifen erscheinenden Strukturen bei genauere Auflösung aus feineren Strukturen zusammengesetzt sind. Der hier gekennzeichnete Ausschnitt von  $7.5\text{ km} \times 7.5\text{ km}$  wurde in Abb. 7.4 weiter vergrößert, allerdings mit derselben Pixelgröße. Verfeinert man nun noch

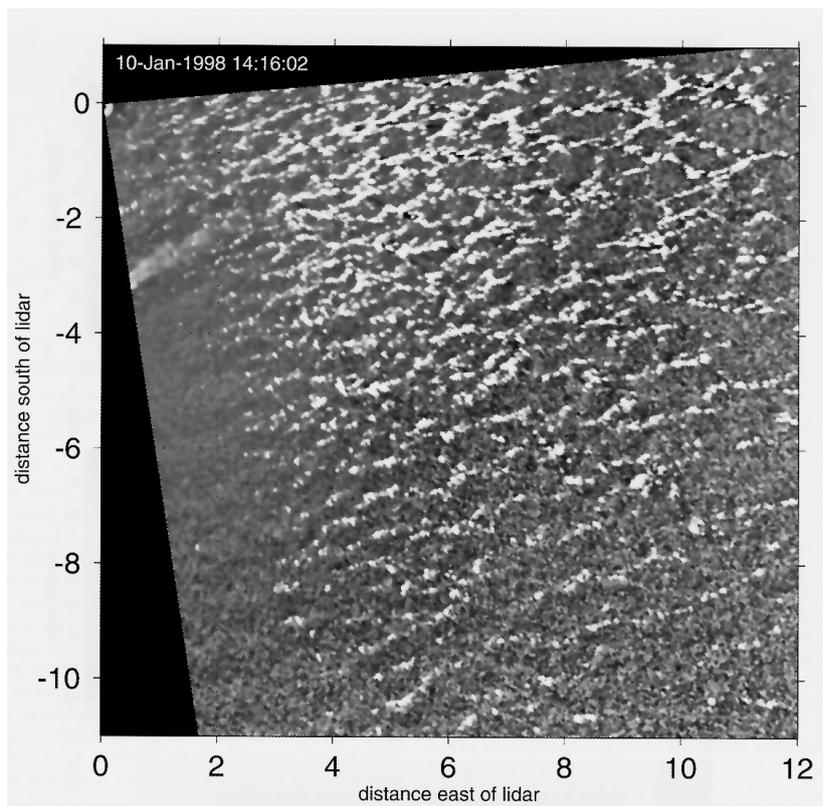


Abbildung 7.2: Über dem Lake Michigan am 10.1.98 während eines Kaltluftausbruchs aufgenommenes LIDAR-Bild. Die Achsen zeigen den Abstand zum LIDAR in km an (aus Mayor und Eloranta 2001). Die Daten wurden bodennah aufgenommen, wobei der Abstand zur Wasseroberfläche im Bereich des LIDAR-Standorts etwa 5 m, in etwa 10 km Abstand vom LIDAR ca. 12 m betrug.

das Filterverfahren – hier wurde die Filterlänge halbiert – so lassen sich die kleinen Strukturen sogar noch weiter auflösen und es wird eine Feinstruktur von ca. 100 m Wellenlänge sichtbar (Mourad 1996).

Das Gebiet, das auf den hier gezeigten SAR-Bilder abgedeckt wird ist zwar deutlich größer, als bei der Situation, die mit PALM für den Lindenberg-Vergleichslauf untersucht wurde, und auch die Strukturen sind von ganz anderer Größenordnung. Allerdings ist auch die typischerweise bei Kaltluftausbrüchen zu beobachtende Grenzschichthöhe deutlich größer als die für die simulierte Situation ( $z_{iKLA} \approx 1250$  m,  $z_{iPALM} \approx 180$  m). Es ist daher zu untersuchen, ob die mit  $z_i$  skalierten Wellenlängen von Strukturen aus Experiment und Simulation vergleichbar sind. Dazu sollen zunächst die Simulationsergebnisse, die zusammenhängende Strukturen erkennen lassen, im folgenden Abschnitt präsentiert werden.

### 7.3 Die PALM-Simulationsergebnisse

In diesem Abschnitt soll zunächst ein Einblick in die Strukturen der Strömung gegeben werden, die sich bei der hochaufgelösten Lindenberg-Vergleichssimulation ( $\Delta x = 0.5$  m) für den 24.09.1999 eingestellt haben. Dazu werden Schnitte durch das Modellgebiet sowie Spek-

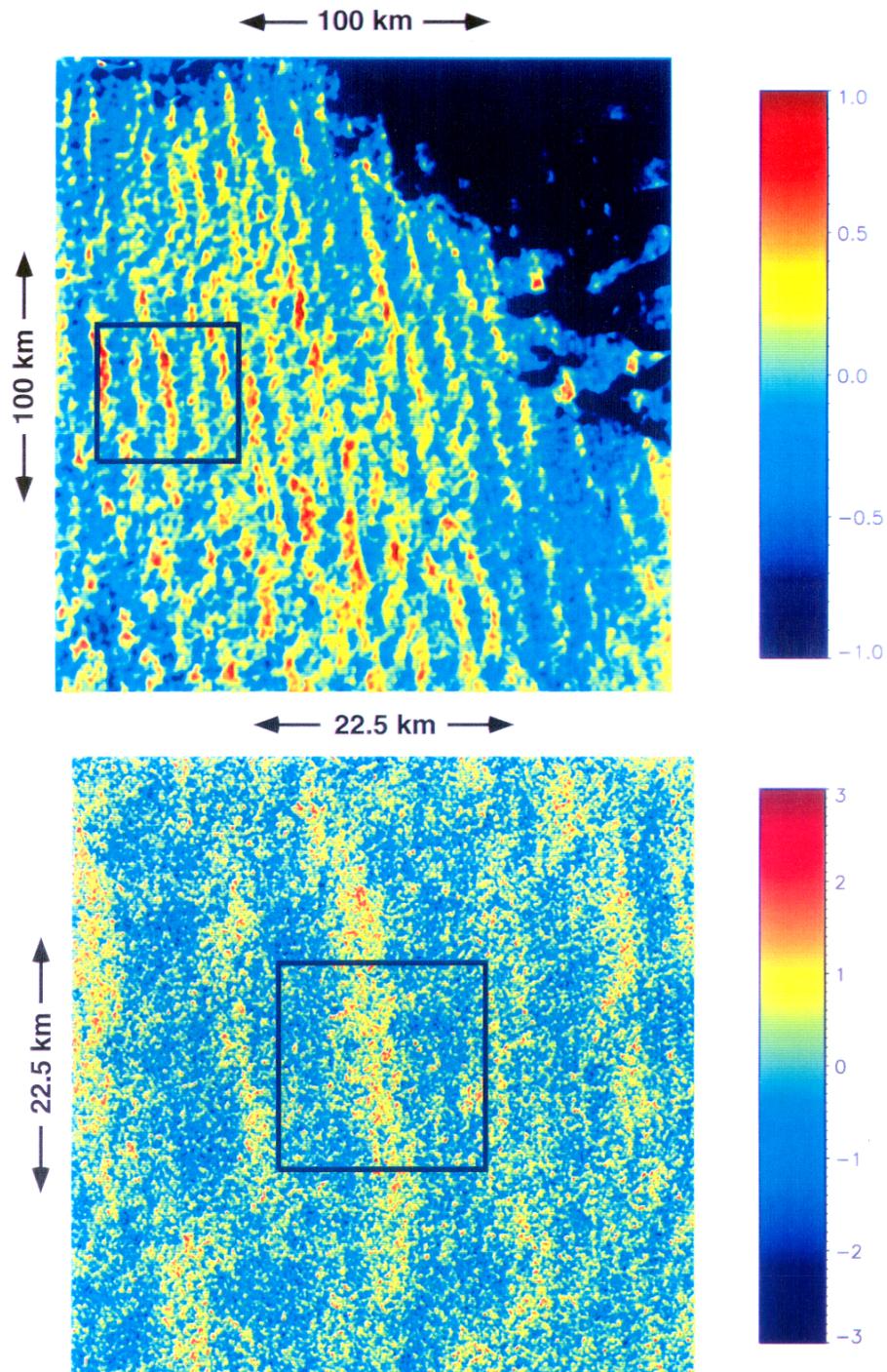


Abbildung 7.3: SAR-Bilder der Bering-See während eines Kaltluftausbruchs (aus Mourad 1996, Copyright: ESA 1992). Beide Bilder wurden mit Hilfe eines Low-pass-Filters geglättet. Das untere Bild ist ein 22.5 km  $\times$  22.5 km großer Ausschnitt aus dem oberen Bild.

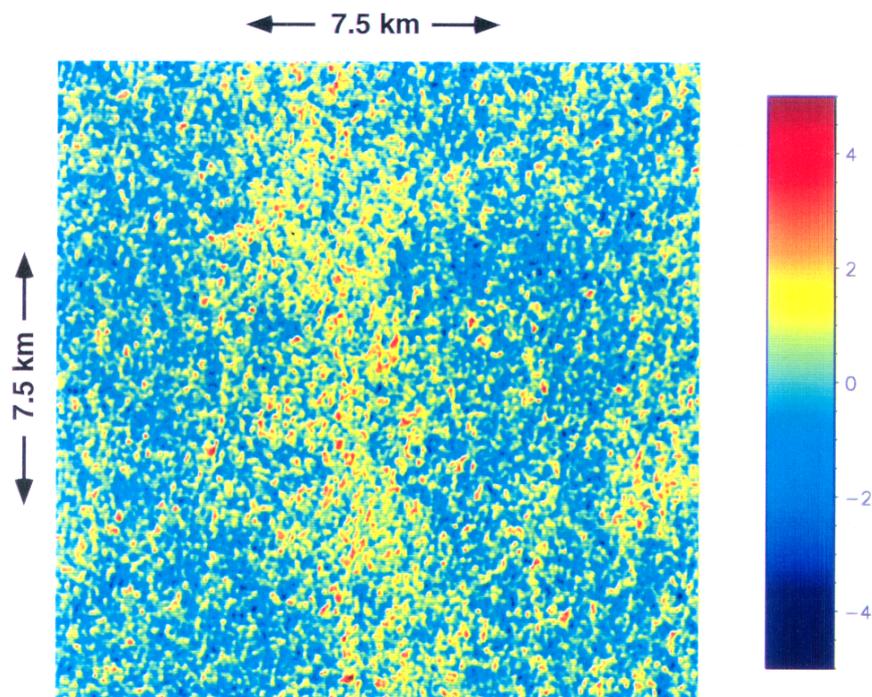


Abbildung 7.4: SAR-Bild über der Bering-See während eines Kaltluftausbruchs – vergrößerter Ausschnitt aus Abbildung 7.3. Das Bild wurde mit Hilfe eines Low-pass-Filters geglättet, wobei die Filterlänge gegenüber der in Abbildung 7.3 verwendeten Länge halbiert wurde (aus Mourad 1996, Copyright: ESA 1992).

tren diskutiert. Der mittlere Wind wehte in der dargestellten Situation in etwa parallel zur  $x$ -Achse und der Stabilitätsparameter  $-z_i/L$  lag bei dieser Simulation, bei der die Oberflächentemperatur und entsprechend auch der bodennahe Wärmestrom zeitlich variierten, zwischen  $-z_i/L = 10$  und  $-z_i/L = 14$  und damit im moderat bis mäßig konvektiven Bereich. Die weiteren Rand- und Anfangsbedingungen der Simulation sind bereits in Kapitel 5 aufgeführt.

### 7.3.1 $xy$ -Schnitte

Die mit PALM simulierte Windfelder zeigen bodennah qualitativ ähnliche Strukturen wie die oben präsentierten SAR-Bilder. Dies zeigt sich vor allem in den  $xy$ -Schnitten: In Abb. 7.5 ist ein  $xy$ -Schnitt der  $u$ -Komponente der Windgeschwindigkeit in 2.25 m Höhe (entspricht der 5. Gitterebene im Modell und der Messhöhe der akustischen Tomographie) nach einer Stunde simulierter Zeit (7:20 UTC) dargestellt, wie er mit PALM während des hochaufgelösten Lindenberg-Vergleichslaufes simuliert wurde. Die blauen Bereiche sind dabei negative Abweichungen vom Mittelwert, während gelb und rot positive Abweichungen vom horizontalen Mittel markieren. Deutlich sind schmale Streifen schwacher Windgeschwindigkeit zu erkennen, die in Richtung des mittleren Windes orientiert sind. Sie zeigen im Gegensatz zu den breiteren Gebieten höherer Windgeschwindigkeit eine stärkere Ausprägung. Dabei treten zum einen kleine Strukturen mit typischen Abständen von 20 – 30 m auf, zum anderen teilt sich das Modellgebiet in größere Bereiche, in denen überwiegend positive oder negative Abweichungen auftreten. So wird das Gebiet von  $y \approx 50 - 170$  m überwiegend durch positive Abwei-

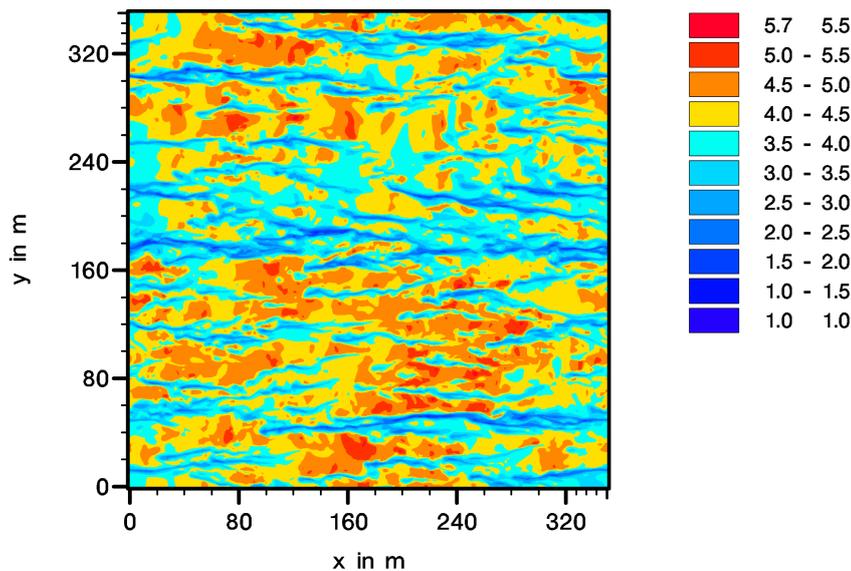


Abbildung 7.5:  $xy$ -Schnitt von der Geschwindigkeitskomponente in Richtung des mittleren Windes ( $u$ ) in  $\text{m s}^{-1}$ , ausgewertet in 2.25 m Höhe nach einer Stunde simulierter Zeit. Die blauen Bereiche sind negative Abweichungen vom horizontalen Mittelwert ( $\langle \bar{u} \rangle = 4 \text{ m s}^{-1}$ ), gelbe oder rote Bereiche kennzeichnen positive Abweichungen vom horizontalen Mittel.

chungen vom horizontalen Mittel geprägt, der Bereich von  $y \approx 170 - 260 \text{ m}$  dagegen überwiegend von negativen Abweichungen. Zwar liegt die Wellenlänge dieser großskaligen Struktur im Bereich der von Mayor und Eloranta (2001) und Mourad (1996) beobachteten, allerdings muss man bei der relativ geringen Modellgebietsgröße und der Verwendung von zyklischen Randbedingungen in der Horizontalen von einer Beeinflussung dieser Wellenlänge durch die Modellgebietsgröße ausgehen. Dennoch erscheint die Zusammensetzung relativ großskaliger Strukturen aus kleineren prinzipiell vergleichbar.

Beim Vergleich mit dem dem entsprechend zur selben Zeit und in derselben Höhe aufgenommenen  $xy$ -Schnitt der potentiellen Temperatur (siehe Abb. 7.6) ist festzustellen, dass die schmalen Streifen erhöhter Temperatur mit den Streifen geringer Windgeschwindigkeit in  $u$  übereinstimmen (besonders gut bei  $y = 40 \text{ m}$ ,  $y = 180 \text{ m}$  und  $y = 300 \text{ m}$  zu erkennen). Das Temperaturfeld ist geprägt von schmalen warmen Gebieten, die in Streifen zusammenhängen und umgeben sind von kühleren, weniger streng organisierten Gebieten. Dabei lässt die hohe Auflösung auch einige Details erkennen: So erscheinen die Streifen nicht überall gleich dick, sondern man erkennt meist am linken Ende der Streifen eine Verdickung, die auf an diesen Stellen aufsteigende Warmluftblasen hindeutet, die dann mit dem mittleren Wind verlagert werden.

Zum Vergleich zeigt Abb. 7.7 einen  $xy$ -Schnitt der Vertikalkomponente des Windes  $w$ , ebenfalls in Höhe der fünften Gitterebene, die hier wegen des versetzten Gitters in 2.50 m über Grund liegt. Abwindgebiete sind hier blau, Aufwindgebiete rot oder gelb markiert. Auch hier erkennt man streifenförmige Strukturen, die in Richtung des mittleren Windes orientiert sind. Die Aufwinde sind relativ kräftig und in schmalen Streifen angeordnet, die in ihrer Lage mit

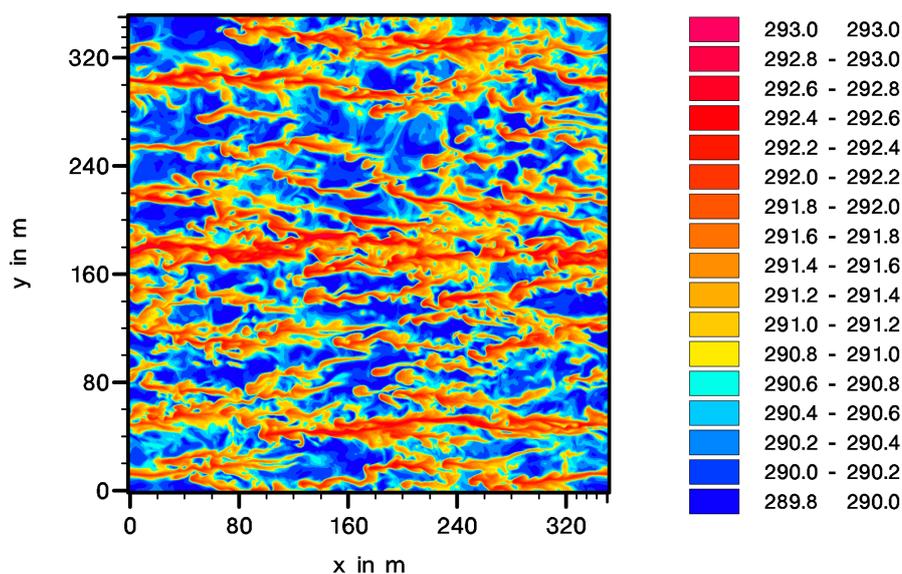


Abbildung 7.6:  $xy$ -Schnitt der potentiellen Temperatur  $\theta$  in K in 2.25 m Höhe nach einer Stunde simulierter Zeit. Die blauen Bereiche sind negative Abweichungen vom horizontalen Mittelwert ( $\langle \bar{\theta} \rangle = 290.8$  K), gelbe oder rote Bereiche kennzeichnen positive Abweichungen.

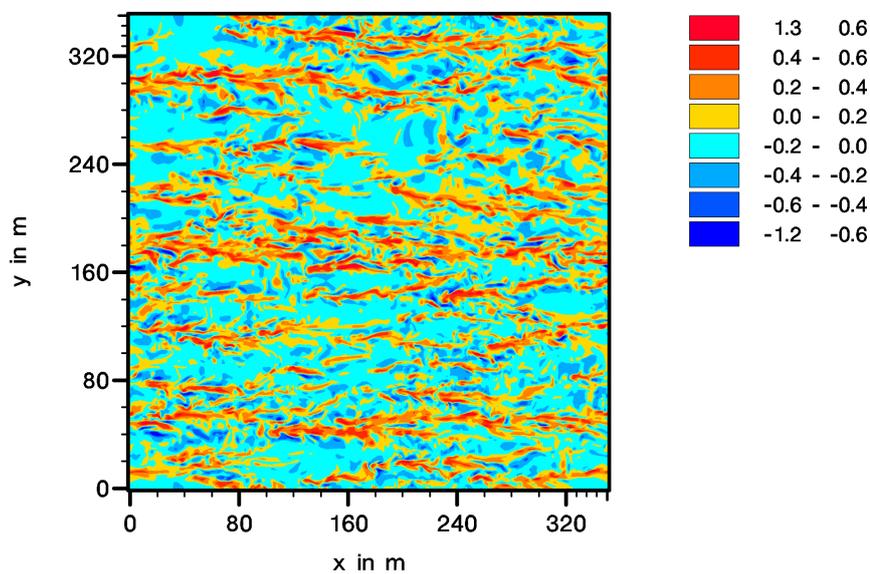


Abbildung 7.7:  $xy$ -Schnitt der Vertikalgeschwindigkeit  $w$  in  $\text{m s}^{-1}$ , ausgewertet in 2.5 m Höhe nach einer Stunde simulierter Zeit. Die blauen Bereiche kennzeichnen negative Vertikalgeschwindigkeiten, gelbe oder rote Bereiche positive.

der der Schwachwindstreifen aus Abb. 7.5 und den Bereichen hoher Temperatur aus Abb. 7.6 übereinstimmen. Dass die stärksten Aufwinde innerhalb der streifenförmigen Gebiete positiver Vertikalwindgeschwindigkeit immer eher am linken, also dem „stromaufwärts“ liegenden Ende oder zumindest in der linken Hälfte eines Streifens auftreten, ist ein weiterer Hinweis auf das Aufsteigen einzelner Warmluftblasen, die dann im mittleren Wind weiter verlagert werden (wie in Abb. 7.6). Auffällig ist, dass die stärksten Abwinde nicht etwa in der Mitte zusammenhängender Abwindgebiete auftreten, sondern eher am Rand, in der Nähe der streifenförmigen Aufwindgebiete. In Abb. 7.7 lassen sich – wie schon in den  $u$ - und  $\theta$ -Schnitten – neben den feinen Streifen im Abstand von 20 – 30 m auch größerskalige Strukturen erkennen: So scheinen in den Bereichen von  $y \approx 50, 180$  und 300 m die Aufwindstreifen stärker ausgeprägt zu sein und gehäuft aufzutreten.

Um auf die Vergleichbarkeit dieser Ergebnisse mit den SAR-Bildern zurückzukommen, seien an dieser Stelle die mit der Grenzschichthöhe skalierten Wellenlängen einander kurz gegenübergestellt: Die in den SAR-Bildern erkennbaren großen Strukturen hatten typische Wellenlängen von ca. 5 km. Bei einer Grenzschichthöhe von etwa 1250 m entspricht dies  $4 z_i$ . Die Wellenlänge der Feinstruktur, die Mourad (1996) analysierte, lag bei 100 m bis 200 m, also 0.08 bis 0.16  $z_i$ . Bei den PALM-Simulationsergebnissen ergaben sich aus den  $xy$ -Schnitt des  $w$ -Feldes typische Wellenlängen von etwa 120 m für die großen Strukturen, aus dem  $xy$ -Schnitt von  $u$  sogar etwa 240 m. Dabei betrug die Grenzschichthöhe 200 m, so dass sich Werte von 0.6 bis 1.2  $z_i$  ergeben. Damit liegt die Wellenlänge zwar unter der in SAR-Bildern beobachteten, allerdings war die horizontale Ausdehnung des Modellgebietes ( $L_x, L_y$ ) in diesem Fall nur etwa eineinhalb bis zwei Mal so groß wie die Grenzschichthöhe. Es muss daher davon ausgegangen werden, dass die Wellenlänge großer Strukturen hier durch die Größe des Modellgebietes beeinflusst wurde, da ein Anwachsen der simulierten Strukturen auf Wellenlängen über die Modellgebietsgröße hinaus nicht möglich ist.

Für die Feinstruktur ergaben sich in den  $xy$ -Schnitten von PALM typische Wellenlängen von ca. 20 m, also 0.1  $z_i$ . Die mit  $z_i$  skalierten Wellenlängen der Feinstrukturen stimmen also recht gut überein.

### 7.3.2 $xz$ - und $yz$ -Schnitte

Um einen besseren Überblick über die räumlichen Strömungsstrukturen zu bekommen, sind in diesem Abschnitt zusätzlich zu den  $xy$ -Schnitten  $xz$ - und  $yz$ -Schnitte von  $u$ ,  $w$  und  $\theta$  dargestellt. Die  $xz$ -Schnitte liegen in Strömungsrichtung, also parallel zu den Schwachwindstreifen, die  $yz$ -Schnitte senkrecht zur Strömungsrichtung.

Dargestellt sind  $xz$ -Schnitte (Abb. 7.8) und  $yz$ -Schnitte (Abb. 7.9) von  $u$  (oben),  $w$  (Mitte) und  $\theta$  (unten). Die  $z$ -Achse ist überhöht dargestellt und umfasst hier den unteren Bereich der Grenzschicht bis 50 m, was in etwa 0.25  $z_i$  entspricht.

Mit der hier verwendeten hohen Auflösung lassen sich erstmals mit LES-Modellen die Details turbulenter Aufwindstrukturen erkennen, wie z.B. die pilzförmigen Strukturen von Aufwindgebieten, die besonders gut in den  $xz$ - und  $yz$ -Schnitten der potentiellen Temperatur sichtbar werden. Vergleichbare Strukturen konnte Kinoshita (2003) bei Windkanalmessungen in einer labil geschichteten Strömung in der Nähe des unteren Randes beobachten, wobei er die Strömung mit Hilfe von passiven Tracern sichtbar machte (siehe Abb. 7.10).

Der Schnitt senkrecht zur Strömungsrichtung (Abb. 7.9) zeigt deutlich regelmäßige rollenartige Strukturen in Wind und Temperatur. Ausgeprägte schmale Aufwinde bei  $y \approx 60$  m, 180 m und 280 m korrespondieren dabei mit Gebieten relativ hoher Temperatur und mit entsprechenden Ausgleichsströmungen in der  $u$ -Komponente. Die Abwindgebiete sind weniger

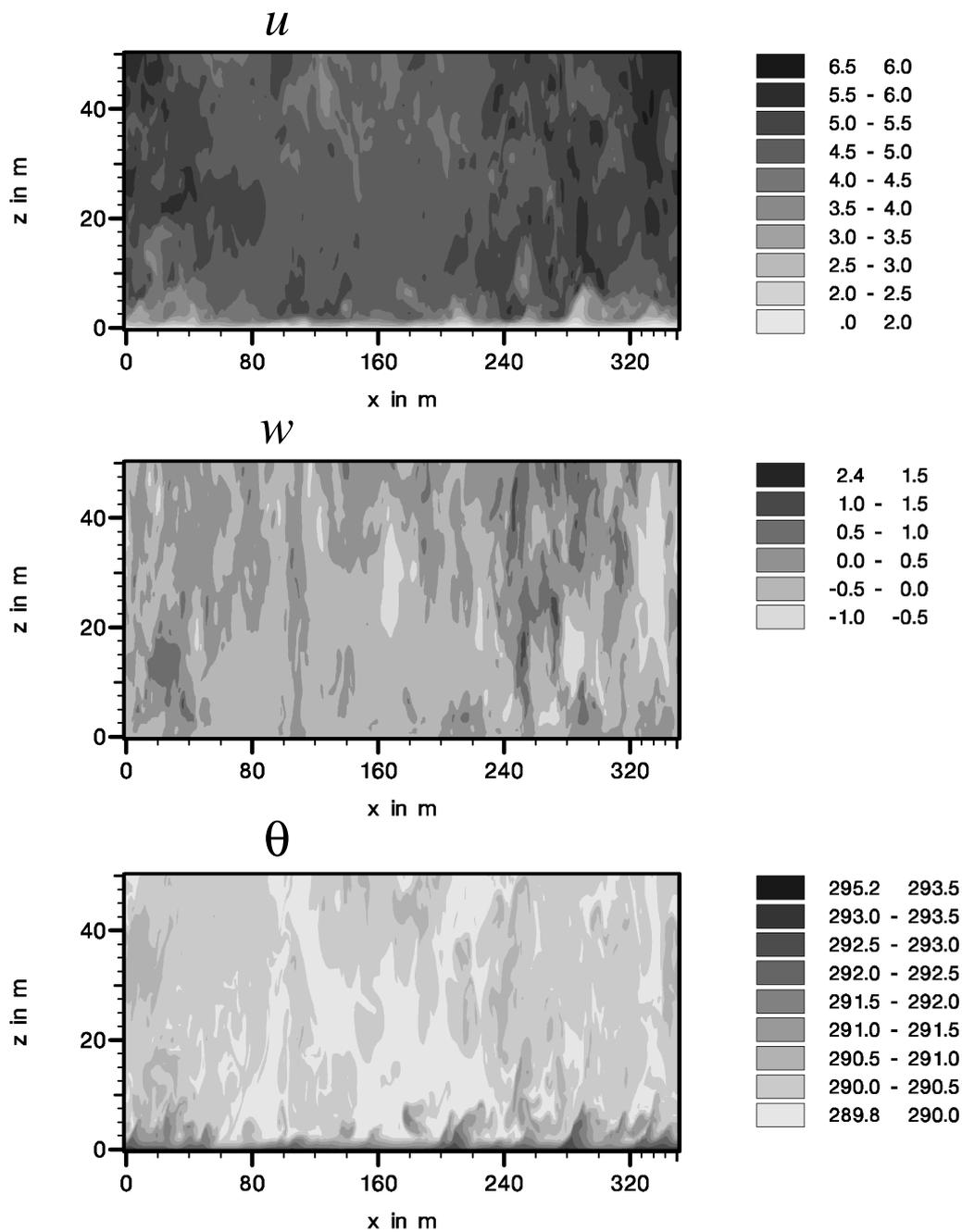


Abbildung 7.8:  $xz$ -Schnitte von  $u$  und  $w$  in  $\text{m s}^{-1}$  sowie  $\theta$  in K. Die Schnitte wurden in der Mitte des Modellgebietes (bei  $y = 150$  m) nach einer Stunde simulierter Zeit (7:20 UTC) ausgegeben.

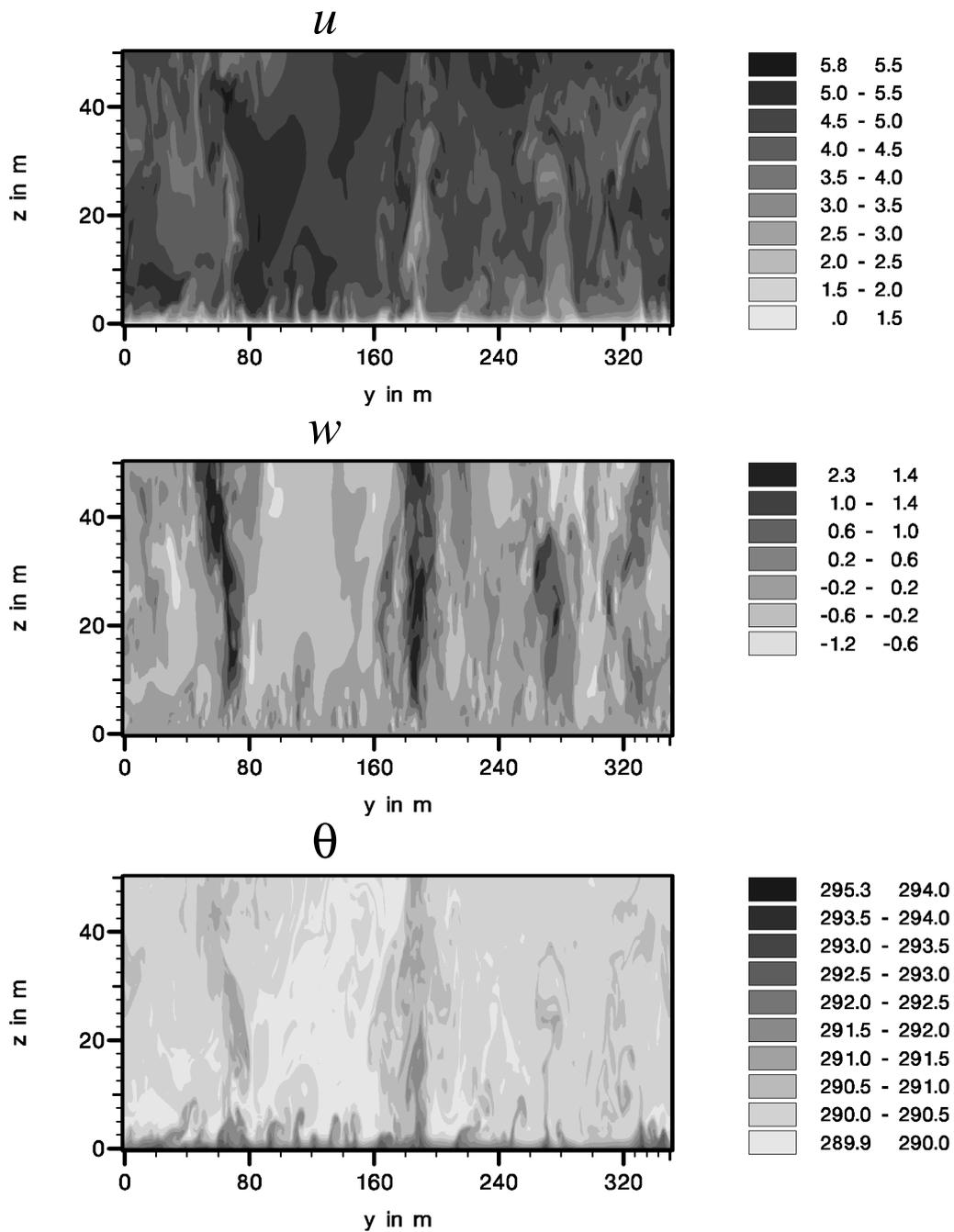


Abbildung 7.9:  $yz$ -Schnitte von  $u$  und  $w$  in  $\text{m s}^{-1}$  sowie  $\theta$  in K. Die Schnitte wurden in der Mitte des Modellgebietes (bei  $x = 150 \text{ m}$ ) nach einer Stunde simulierter Zeit (7:20 UTC) ausgegeben.

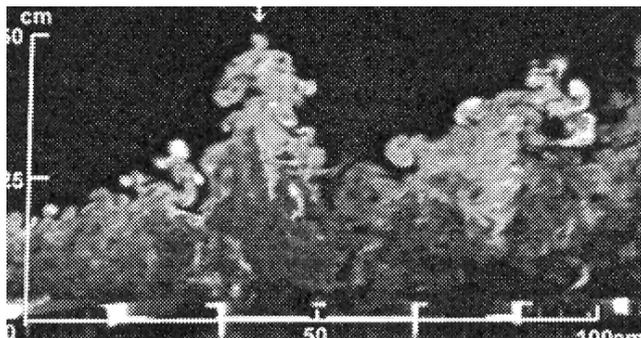


Abbildung 7.10: Visualisierte Strömung einer konvektiven Grenzschicht im Windkanal. Aus Kinoshita (2003).

kräftig und dafür weiter ausgedehnt. Die Position der kräftigen Aufwinde stimmt in etwa (auf  $\pm 20$  m genau) mit der bei den  $xy$ -Schnitten festgestellten Häufung von relativ kräftigen Aufwindgebieten in diesen Bereichen überein (vergl. Abb. 7.7).

Je weiter man sich nun dem Boden nähert, desto deutlicher ist auch eine Feinstruktur zu erkennen: Bis in etwa 5 m Höhe (etwa  $0.025 z_i$ ), was im Modell der 10. Gitterebene entspricht, weisen die bodennahen Strukturen, Schwachwindstreifen (in  $u$ ) und Bereiche hoher Temperaturen, geringe Abstände von etwa 20 m in  $y$ -Richtung auf. In diesen Bereichen zeigt auch  $w$  kleinräumige Auf- und Abwindgebiete in derselben Wellenlänge, die sich je nach Position entweder mit der Höhe zu einem der großem Aufwindgebiete ausdehnen können oder von den Abwinden der größerskaligen Struktur überlagert werden.

Im  $xz$ -Schnitt parallel zur Strömungsrichtung (Abb. 7.8) ist dagegen keine ausgeprägte Struktur in der Mischungsschicht zu erkennen. Lediglich kleine Temperatur- und Windfluktuationen in den unteren 5 m über dem Boden sind zu beobachten, allerdings nicht in derselben Regelmäßigkeit und mit größeren Abständen als es im  $yz$ -Schnitt zu beobachten war.

Die PALM-Simulationsergebnisse bzgl. kohärenter Strukturen auf verschiedenen Skalen stimmen gut mit Ergebnissen und Erklärungsansätzen von Khanna und Brasseur (1998) überein. Sie untersuchten den Zusammenhang bodennaher, streifenförmiger Strukturen mit der Scherung des mittleren Windes einer Strömung oder dort herrschenden Auftriebskräften mit Hilfe des LES-Modells von Moeng (1984). Dabei führten sie Simulationen für zwei unterschiedliche SGS-Modelle (nach Deardorff 1980 und Sullivan et al. 1994) durch, um den Einfluss der subskaligen Parametrisierung auf die Simulationsergebnisse untersuchen und abschätzen zu können. Sie verglichen Simulationen mit verschieden starker Windscherung und verschieden starker Konvektion ( $-z_i/L$ -Werte zwischen 0.4 und 760). Im Falle starker Konvektion und geringer Windscherung lassen sich bodennah in den  $xy$ -Schnitten des Vertikalwindfeldes wabenförmige Muster erkennen (siehe z.B. Schmidt und Schumann 1989). Sie zeichnen sich durch schmale kräftige Aufwindgebiete und großflächige, schwächere Abwindgebiete aus. Das  $w$ -Feld ist dabei stark korreliert mit dem Temperaturfeld, das entsprechend ähnliche wabenförmige Muster aus schmalen Gebieten mit kräftiger positiver Temperaturabweichung und großflächigen Gebieten geringer negativer Temperaturabweichung aufzeigt. Im horizontalen Windfeld sind diese Wabenmuster allerdings nicht zu erkennen. Mit zunehmender Höhe verschmelzen benachbarte Aufwindeschläuche miteinander und bilden größere kräftigere Aufwindgebiete.

Im Falle stärkerer Windscherung und geringerer Konvektion bilden sich dagegen im bo-

dennahen horizontalen Windfeld streifenförmige Strukturen geringer Windgeschwindigkeit aus. Diese Strukturen, die, wie oben gezeigt, auch in den PALM-Simulationsergebnissen zu erkennen sind, orientieren sich in Richtung des mittleren Windes. Lee et al. (1990) konnten zeigen, dass die Entstehung solcher streifenförmiger Strukturen im horizontalen Windfeld bei einer turbulenten Strömung direkt auf die Scherung des Windfeldes, und nur indirekt auf das Vorhandensein einer festen Wand (wie dem Boden), die die Windscherung hervorruft, zurückzuführen ist. Wie die hier präsentierten Ergebnisse zeigten auch die Simulationsergebnisse von Khanna und Brasseur (1998), dass in den schmalen streifenförmigen Bereichen schwacher Windgeschwindigkeit in Strömungsrichtung die Temperatur höher als im horizontalen Mittel ist. Khanna und Brasseur (1998) erklären den Zusammenhang zwischen der Windkomponente in Strömungsrichtung und der potentiellen Temperatur folgendermaßen: In den Bereichen schwacher horizontaler Windgeschwindigkeit sammeln sich passive (da die Strömung nicht beeinflussende) Tracer, deren Konzentration am Boden maximal ist, an. In Modellen können solche Tracer als passive skalare Felder mit berücksichtigt werden, daher werden sie dort meist „passive Skalare“ genannt. In einer nahezu neutralen Grenzschicht, so argumentieren Khanna und Brasseur, verhalte sich auch die Temperatur wie ein passiver Skalar, so dass sich entsprechend in diesen Bereichen auch eine höhere Temperatur als in der Umgebung einstellt.

In einer schwach bis moderat konvektiven Grenzschicht mit starker Windscherung zeigt sich ebenfalls eine Erwärmung in den Bereichen schwacher Windgeschwindigkeit. Da der Wärmetransport in der Atmosphäre am effektivsten durch den Massetransport, also Advektion und Konvektion, realisiert wird, sorgt bei gleichmäßiger Heizung vom Boden her eine Reduktion der horizontalen Windgeschwindigkeit und damit des Massetransportes in horizontaler Richtung für ein Ansteigen der Temperatur in diesen Bereichen. Durch Auftriebskräfte entwickeln sich über den wärmeren Bereichen Aufwindblasen, so dass sich entsprechend ein Vertikalwindfeld mit streifenförmigen Auf- und Abwindgebieten einstellt. Khanna und Brasseur (1998) vermuten, dass dabei schwächere Aufwindgebiete in manchen Schwachwindstreifen durch die Abwinde von benachbarten stärkeren Zirkulationsstrukturen unterdrückt werden. Diese Theorie deckt sich gut mit den Beobachtungen aus den mit PALM erzeugten  $yz$ -Schnitten (siehe Abb. 7.9), wo bodennah zahlreiche kleinräumige Auf- und Abwindgebiete existieren, von denen die meisten durch die darüber liegenden Abwindgebiete einer durch die gesamte Grenzschicht reichenden Zirkulationsstruktur am weiteren Anwachsen gehindert werden. Khanna und Brasseur schließen daraus, dass im Falle von moderater Konvektion und Scherung bodennahe Strukturen häufiger mit  $z_i$  skalieren, als im Falle einer annähernd neutralen Schichtung.

Nach dieser Erklärung ist in einem Fall mit starker Windscherung und relativ schwacher Konvektion das Temperaturfeld also viel stärker mit dem horizontalen Windfeld korreliert als im Fall geringerer Windscherung.

Die Betrachtung der mit PALM produzierten  $xy$ -Schnitte scheint diese Korrelation zu bestätigen. Zur genaueren Überprüfung der Korrelationen von  $u$ ,  $\theta$  und  $w$  wurden zusätzlich für beide Windkomponenten  $u$  und  $w$  ihre Korrelation mit dem Temperaturfeld bestimmt. Der Korrelationskoeffizient für die Größen  $\phi$  und  $\psi$  wird dabei nach der Formel

$$r_{\phi\psi} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \phi'_i \psi'_i}{\sigma_\phi \sigma_\psi}$$

mit den Standardabweichungen  $\sigma$  und der Anzahl der Gitterwerte in der Horizontalen  $N$  bestimmt. Nach der oben beschriebenen Annahme, dass sich im Falle starker bodennaher Windscherung und schwacher bis moderater Konvektion Schwachwindstreifen in der Horizontalwindgeschwindigkeit ausbilden, innerhalb derer sich eine höhere Temperatur als in der Umge-

bung einstellt, ist eine negative Korrelation zwischen  $u$  und  $\theta$  zu erwarten, die mit zunehmender Scherung ebenfalls stärker werden sollte. Gleichzeitig ist zu erwarten, dass die positive Korrelation zwischen Vertikalgeschwindigkeit  $w$  und  $\theta$  bei starker Windscherung gegenüber einem Fall mit starker Konvektion und geringer Windscherung abnimmt, da Aufwindgebiete, die über den Streifen schwacher Windgeschwindigkeit entstehen, durch die sich einstellenden Zirkulationsstrukturen teilweise unterdrückt werden. Damit könnte die Korrelation zwischen  $u$  und  $\theta$  betragsmäßig sogar größer als die zwischen  $w$  und  $\theta$  sein.

Die Ergebnisse für die Simulation liefern, dass der Korrelationskoeffizient zwischen  $u$ -Komponente der Windgeschwindigkeit und potentieller Temperatur  $\theta$  mit  $-0.82$  bei  $z = 2.25$  m (entspricht GP5) betragsmäßig tatsächlich höher ist als der Korrelationskoeffizient zwischen  $w$  und  $\theta$  mit  $0.74$ . In Höhe der ersten Gitterebene in  $0.25$  bzw.  $0.5$  m über Grund sind die Unterschiede sogar noch etwas größer:  $r_{u\theta}$  beträgt dort  $-0.87$  während  $r_{w\theta}$  nur bei  $0.52$  liegt. In Gitterebene 20, also in  $9.75$  bzw.  $10.0$  m allerdings sind die Unterschiede nur noch marginal und das Verhältnis hat sich umgekehrt: Hier ist  $r_{u\theta} = -0.33$  und  $r_{w\theta} = 0.39$ .

Mit  $v$ , der Windkomponente senkrecht zur mittleren Strömungsrichtung, ist  $\theta$  dagegen nicht korreliert,  $r_{v\theta}$  ist in etwa  $0.06$  bei  $z = 2.25$  m (5.GP),  $0.05$  bei  $0.25$  m über Grund (1.GP) und  $-0.02$  bei  $9.75$  m (20.GP).

Nun ist noch zu überprüfen, ob sich die Korrelationen der untersuchten Größen z.B. bei geringerer Windstärke und stärkerer Konvektion, also bei geänderten Werten des Stabilitätsparameters  $-z_i/L$  tatsächlich ändern. Dazu wurden die Simulationen der Windstudie aus Kapitel 6.2 herangezogen, bei denen sowohl der geostrophische Wind als auch der vorgegebene bodennahe fühlbare Wärmestrom variiert wurden. Die sich für die Simulationen S1 bis S4 (siehe Tabelle 6.1) ergebenden Stabilitätsparameter und Korrelationskoeffizienten sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Lauf	$-\frac{z_i}{L}$	$r_{u\theta}$			$r_{w\theta}$			$r_{v\theta}$		
		1.GP 2.5	2.GP 7.5	3.GP 12.5	1.GP 2.5	2.GP 7.5	3.GP 12.5	1.GP 2.5	2.GP 7.5	3.GP 12.5 m
S1	1026	0.06	0.11	0.09	0.78	0.87	0.84	0.09	0.10	0.08
S2	26	-0.71	-0.47	-0.39	0.59	0.74	0.79	-0.18	-0.14	-0.14
S3	883	-0.10	0.02	-0.07	0.79	0.86	0.83	0.14	0.12	0.06
S4	12	-0.69	-0.51	-0.43	0.55	0.69	0.75	0.11	0.22	0.21

Man erkennt, dass im Falle geringer mittlerer Windgeschwindigkeit ( $-z_i/L$  groß)  $u$  und  $\theta$  nicht oder nur sehr schwach korreliert sind, während bei größeren Windgeschwindigkeiten deutliche Antikorrelationen auftreten. Dagegen sind  $w$  und  $\theta$  immer positiv korreliert, und zwar umso stärker, je größer  $-z_i/L$  ist. Bei kleineren  $-z_i/L$ -Werten übersteigt der Korrelationskoeffizient  $r_{u\theta}$  sogar  $r_{w\theta}$ , allerdings nur in der ersten Gitterebene. Allgemein lässt sich nämlich auch erkennen, dass die Antikorrelation zwischen  $u$  und  $\theta$  mit der Höhe schnell abnimmt, während der Korrelationskoeffizient von  $w$  und  $\theta$  nur schwach abnimmt (im Falle geringer mittlerer Windgeschwindigkeit) oder sogar zwischen zweiter und dritter Gitterebene leicht zunimmt (im Falle des stärkeren geostrophischen Windes).  $v$  und  $\theta$  zeigen für starke wie geringe Windscherung keine nennenswerte Korrelation.

Die Betrachtung der Schnitte sowie die Berechnung der Korrelationskoeffizienten weist darauf hin, dass in moderat konvektiven Grenzschichten mit Windscherung eine bodennahe Schicht existiert, die durch kleinskalige streifenförmige Strukturen in  $u$ ,  $w$  und  $\theta$  sowie durch starke Antikorrelation der Windkomponente in Strömungsrichtung mit der Temperatur geprägt

ist. Darüber dominieren die für eine konvektive Grenzschicht üblichen Strukturen auf Skala der Grenzschichthöhe, und  $\theta$  ist dort stärker mit  $w$  korreliert.

In Abb. 7.11 sind für einen abschließenden Überblick noch einmal  $xy$ -,  $xz$ - und  $yz$ -Schnitte von Temperatur und Windfeldern innerhalb des Modellvolumens dargestellt. Im bodennahen  $xy$ -Schnitt zeigen die Windvektoren die Strömung abzüglich des mittleren Windes an. Man erkennt hier noch einmal sehr gut, dass die kleinskaligen streifenförmigen Strukturen nur in einer dünnen bodennahen Schicht auftreten. Darüber stellt sich eine rollenartige Strömung ein. Auch im  $xz$ -Schnitt parallel zur mittleren Strömungsrichtung sind noch schwache größerskalige Strukturen zu erkennen.

### 7.3.3 Räumliche Varianzspektren in der bodennahen Schicht

Die Wellenlängen von Strukturen in den Windkomponenten und der potentiellen Temperatur lassen sich auch in den Varianzspektren der Temperatur und der Windkomponenten wiederfinden. In den Abb. 7.12, 7.13 und 7.14 sind daher die Varianzspektren von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung dargestellt. Die Spektren wurden im Rahmen des hochaufgelösten Lindenbergl-Vergleichslaufes nach einer Stunde simulierter Zeit (7:20 UTC) aufgenommen. Alle Spektren wurden räumlich in  $y$ - bzw.  $x$ -Richtung (bei  $x$ - bzw.  $y$ -Spektren) gemittelt und bis auf die Spektren in 50 und 125 m Höhe wurden auch alle zeitlich über 300 s gemittelt.

Der unterschiedliche Verlauf der Spektren in  $x$ - und  $y$ -Richtung macht noch einmal die Orientierung der kohärenten Strukturen deutlich: Die streifenartigen Strukturen sind in Richtung des mittleren Windes orientiert, der bei der PALM-Simulation in etwa parallel zur  $x$ -Achse weht. In  $x$ -Richtung sind die Variationen des Horizontalwindes und der Temperatur gering, während in  $y$ -Richtung an der Lage von Maxima und Minima die Wellenlängen der Streifenstrukturen zu erkennen sind. Entsprechend verlaufen die Spektren in  $x$ -Richtung glatt (siehe Abb. 7.14), während die Spektren in  $y$ -Richtung (Abb. 7.12, Abb. 7.13) Peaks aufweisen, die auf die mittlere Wellenlänge der Strukturen hindeuten.

In Abb. 7.12 sind die Varianzspektren von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$  in  $y$ -Richtung für verschiedene Höhen dargestellt. Dabei zeigen die Varianzspektren in Bodennähe (in 1.25, 2.25 und 4.75 m über Grund) ein deutlich anderes Verhalten als die in der Mischungsschicht (in 24.75, 49.75 und 124.75 m) aufgenommenen Spektren. In der Mischungsschicht folgen die Spektren aller hier dargestellten Größen zwischen  $k \approx 0.04 \text{ m}^{-1}$  und  $k \approx 0.5 \text{ m}^{-1}$  in etwa dem Kolmogorov-Spektrum mit  $k^{-5/3}$ -Abfall des Spektrums, während die bodennahen Varianzspektren von  $u$ ,  $w$  und  $\theta$  in diesen Bereichen höhere spektrale Dichten aufweisen und eine Art Plateau bilden. Zu großen Wellenzahlen hin zeigen die Spektren eine zu starke Abnahme, was typisch für mit LES-Modellen erzeugte Spektren ist (siehe z.B. Carlotti 2002, Moeng und Wyngaard 1988). Dieses Verhalten ist auf die Wirkung des verwendeten SGS-Filters zurückzuführen. Hier nehmen die spektralen Energiedichten in etwa mit  $k^{-4}$  ab.

Um den Bereich zwischen  $k \approx 0.04 \text{ m}^{-1}$  und  $k \approx 0.5 \text{ m}^{-1}$  genauer betrachten zu können, wurden in Abb. 7.13 die mit der Wellenzahl  $k$  multiplizierten Spektren diesmal nach Ausgabehöhe sortiert und mit linearer Einteilung der  $y$ -Achse, dargestellt. Dabei wurden nun nur die Spektren der vier unteren Höhen, bis in 24.75 m, abgebildet. Hier sind deutliche Maxima der bodennahen Spektren zu erkennen: Im Bereich von  $0.3$  bis  $0.4 \text{ m}^{-1}$  sind die spektralen Dichten von  $u$  und  $\theta$  in den unteren beiden Höhen in der bodennahen Schicht (1.25 m und 2.25 m) maximal und bei  $z = 4.75 \text{ m}$  treten maximale spektrale Dichten in Form eines Plateaus zwischen  $k = 0.18$  und  $0.36 \text{ m}^{-1}$  auf. Beim  $w$ -Spektrum liegt das Maximum dagegen zunächst bei größeren Wellenzahlen und verlagert sich mit zunehmender Höhe zu kleineren Wellenzahlen hin, und zwar von  $k \approx 0.6 \text{ m}^{-1}$  bei  $z = 1.25 \text{ m}$ , über  $k \approx 0.52 \text{ m}^{-1}$  bei  $z = 2.25 \text{ m}$

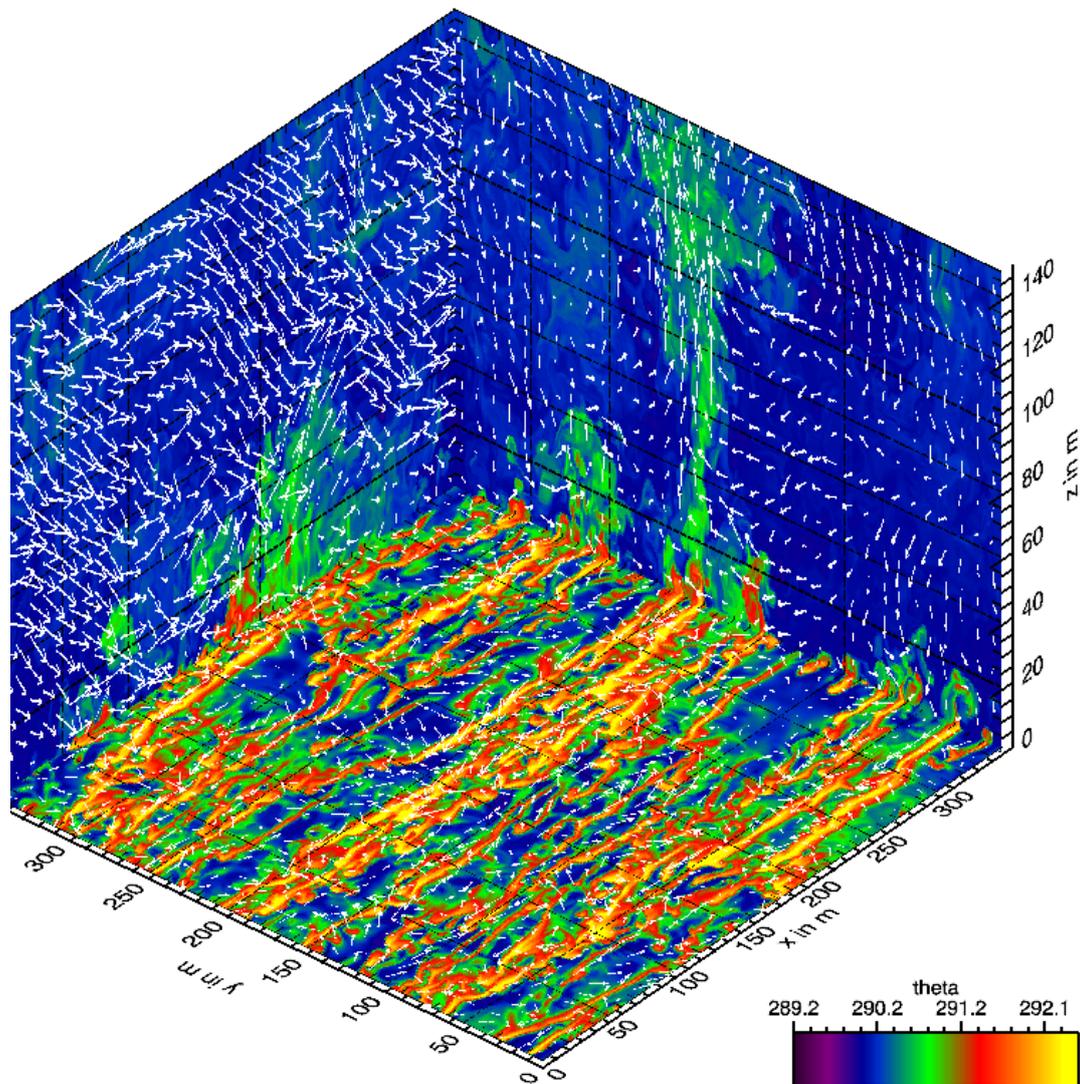


Abbildung 7.11:  $xy$ -,  $xz$ - und  $yz$ -Schnitte der potentiellen Temperatur in K innerhalb des Modellgebietes. Zusätzlich sind Windpfeile (jeweils aus den Komponenten innerhalb der dargestellten Ebene zusammengesetzt) dargestellt. Die Windpfeile zeigen die Strömung abzüglich des bodennahen mittleren Horizontalwindes.

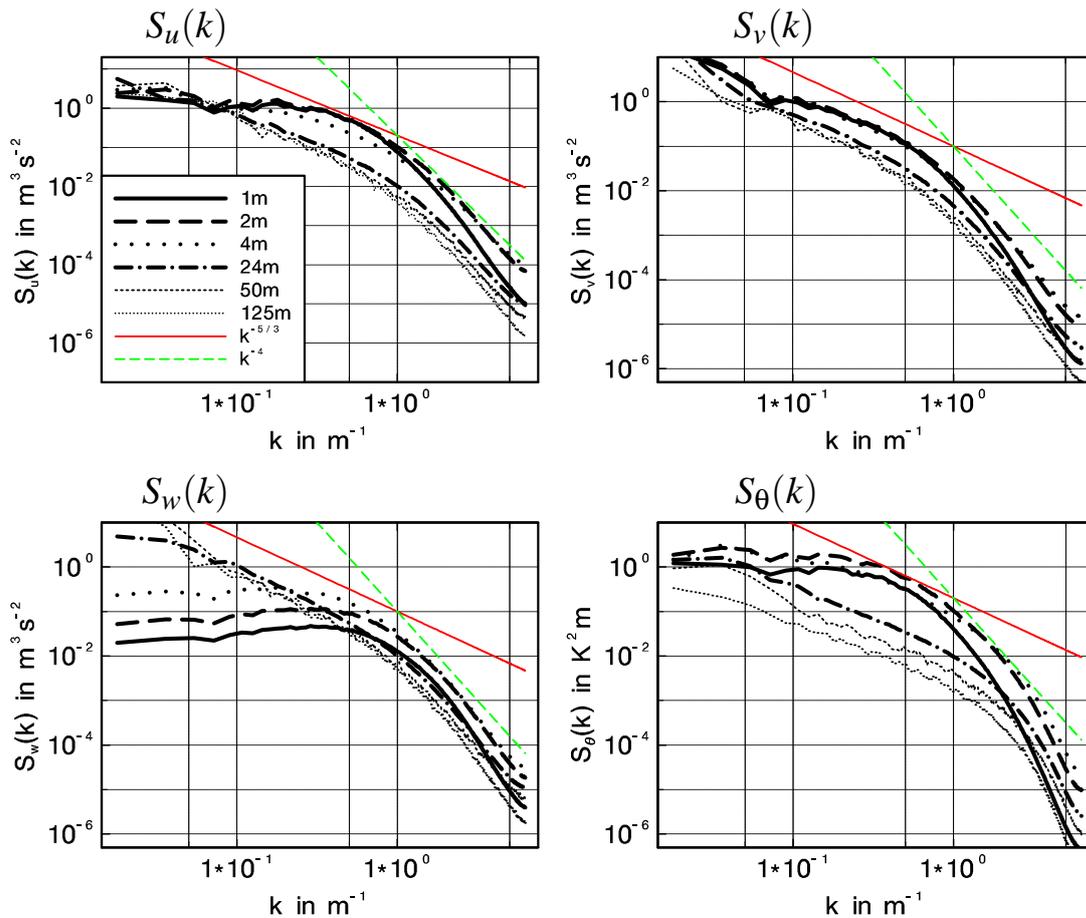


Abbildung 7.12: Varianzspektren  $S(k)$  in  $y$ -Richtung von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$  in verschiedenen Höhen nach einer Stunde simulierter Zeit. Die Geraden bezeichnen den  $k^{-5/3}$ -Abfall des Kolmogorov-Spektrums (durchgezogene Linie) bzw. den  $k^{-4}$ -Abfall (gestrichelte Linie).

zu  $k \approx 0.36 \text{ m}^{-1}$  bei  $z = 4.75 \text{ m}$ . In der Mischungsschicht zeigen dagegen die spektralen Dichten aller dargestellten Größen nur noch Maxima bei kleinen Wellenzahlen, also relativ großen Wellenlängen.

In den unteren Höhen (1.25 m, 2.25 m und 4.75 m) liegen die Kurven des Varianzspektrums von  $u$  und  $\theta$  dicht beieinander und weisen ihre Maxima an denselben Stellen auf. Lediglich zu den großen Wellenzahlen bzw. kleinen Wellenlängen hin fällt das Temperaturspektrum stärker ab. Ein ähnliches Verhalten haben auch Khanna und Brasseur (1998) im Falle moderater Konvektion und Scherung ( $-z_i/L = 8$ ) für bodennahe Spektren beobachtet.

Wie aus Abb. 7.12 und Abb. 7.13 zu erkennen ist, zeigen die Spektren von  $v$  einen völlig anderen Verlauf als die übrigen Spektren: Die Maxima sind hier zu kleineren Wellenzahlen, also größeren Wellenlängen, hin verschoben, und kleinräumige Strukturen im Bereich von 20 bis 60 m Wellenlänge (entspricht einem  $k$ -Bereich von 0.1 bis 0.5  $\text{m}^{-1}$ ) scheinen hier nur eine geringe Rolle zu spielen.

Abb. 7.14 zeigt Varianzspektren in  $x$ -Richtung von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$  in verschiedenen Höhen. Zusätzlich sind zum besseren Vergleich der Kurvensteigungen Kurven mit  $k^{-5/3}$ ,  $k^{-1}$  und  $k^{-4}$ -Steigungen eingezeichnet.

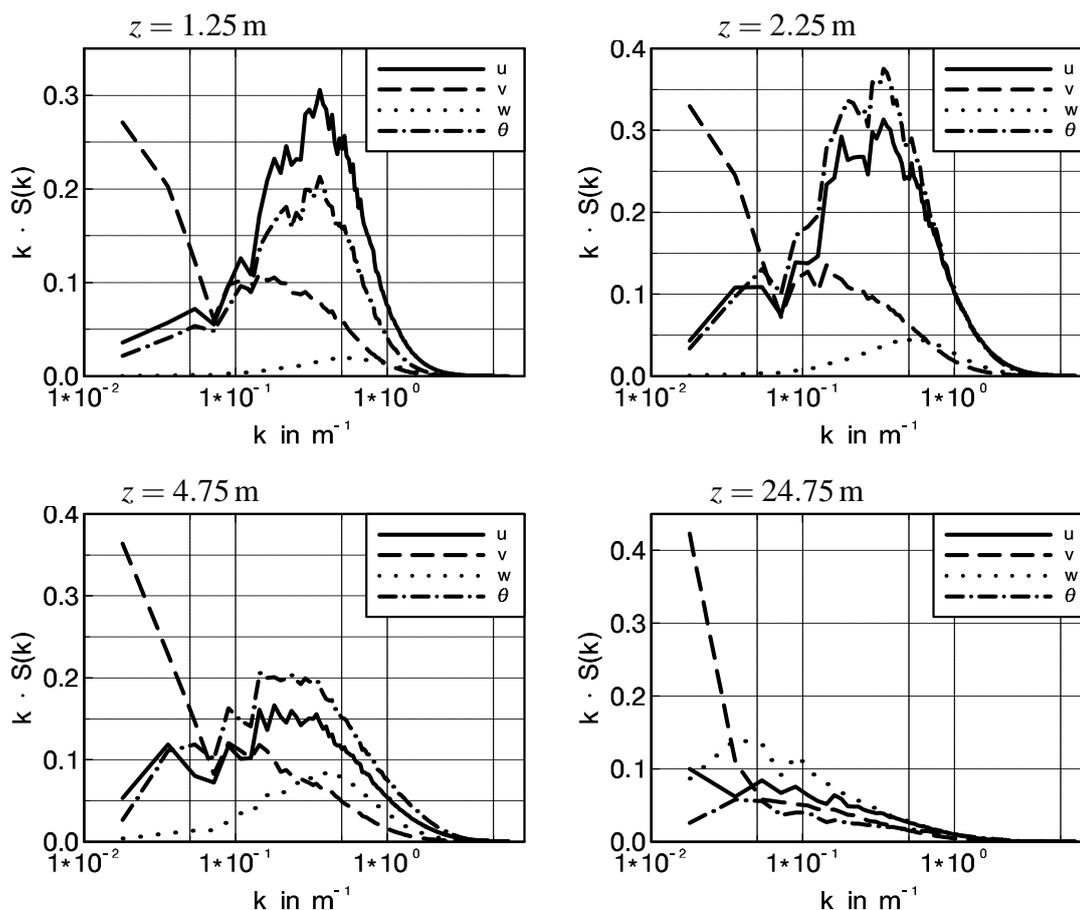


Abbildung 7.13: Mit  $k$  multiplizierte Varianzspektren  $k \cdot S(k)$  in  $y$ -Richtung von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$ . Hier sind jeweils die in einer Höhe aufgenommenen Spektren der verschiedenen Variablen in einem Graphen zusammengefasst.

Die mit PALM simulierte Spektren folgen für die  $u$ - und  $v$ -Komponente des Windes sowie für die potentielle Temperatur in den unteren Höhen für  $k \leq 0.1 \text{ m}^{-1}$  in etwa einem  $k^{-1}$ -Verlauf, während das  $w$ -Spektrum in diesen Höhen zu kleinen Wellenzahlen hin flach ausläuft. Ab  $k \approx 1.0 \text{ m}^{-1}$  zeigen die Spektren, ebenso wie die Spektren in  $y$ -Richtung aus Abb. 7.12, eine Abnahme, die in etwa einem  $k^{-4}$ -Verlauf gehorcht und auf den verwendeten SGS-Filter zurückgeht. Im Bereich dazwischen geht die Abnahme der  $u$ - und  $v$ -Spektren kontinuierlich von  $k^{-1}$  zu  $k^{-4}$  über. In den  $w$ -Spektren in der Mischungsschicht (24.75 m, 49.75 m und 124.75 m) ist dagegen ein  $k^{-5/3}$ -Verlauf deutlicher erkennbar. Die  $\theta$ -Spektren der Mischungsschicht verlaufen in diesem Bereich flacher als die  $w$ -Spektren und folgen in etwa einem  $k^{-1.4}$ -Verlauf.

Ähnliche Varianzspektren der Windgeschwindigkeitskomponenten, die einen  $k^{-1}$ -Verlauf in den  $u$ - und  $v$ -Spektren sowie einen  $k^0$ -Verlauf im  $w$ -Spektrum aufwiesen, wurden z.B. bei Experimenten in Rohrströmungen von Perry und Chong (1982) und Perry et al. (1986) in Wandnähe beobachtet.

Hunt und Morrison (2000) und Hunt und Carlotti (2001) haben einen solchen Verlauf der bodennah aufgenommenen Varianzspektren der Windkomponenten mit der Entstehung von streifenartigen Strukturen in Verbindung gebracht und für den Fall einer neutralen Schichtung

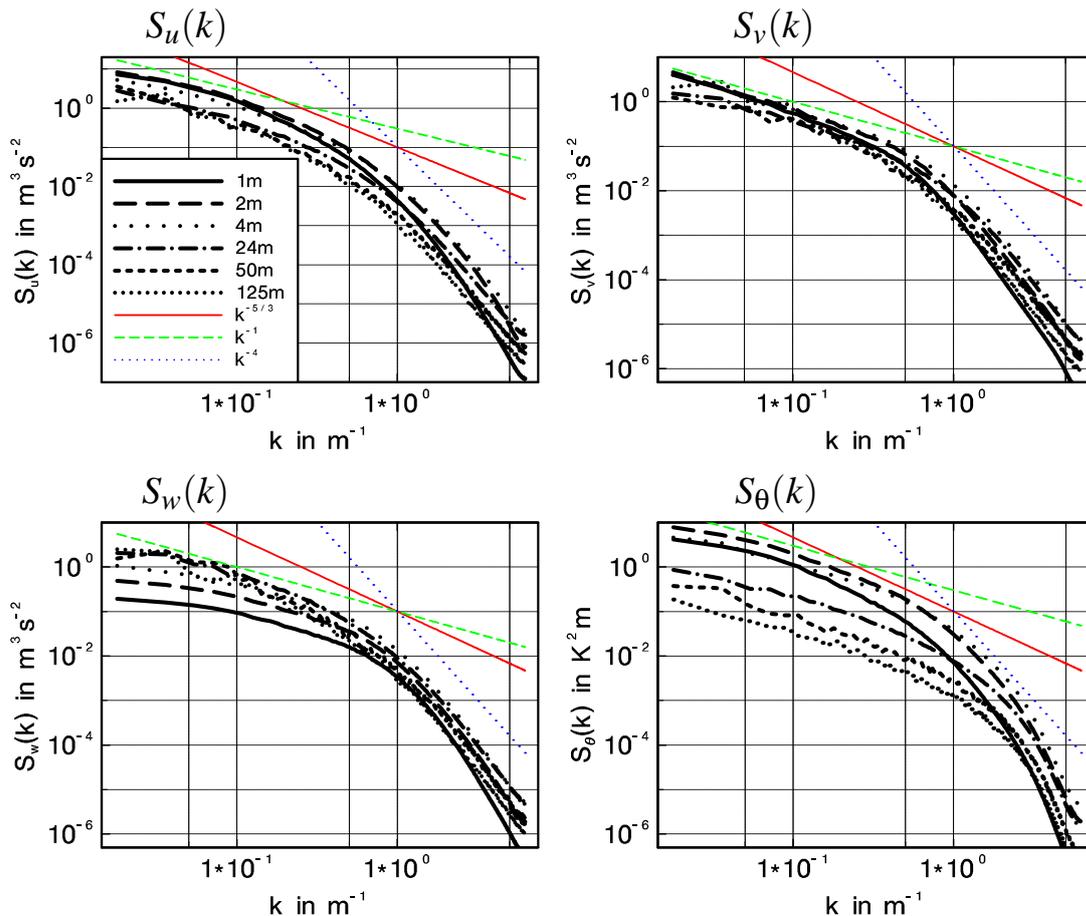


Abbildung 7.14: Varianzspektren in  $x$ -Richtung von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$  in verschiedenen Höhen nach einer Stunde simulierter Zeit. Die Geraden kennzeichnen den  $k^{-5/3}$ - (durchgezogene Linie) bzw. den  $k^{-1}$ - (gestrichelte Linie) bzw. den  $k^{-4}$ -Verlauf (gepunktete Linie).

folgende Theorie entwickelt: Sie führen die Entstehung von bodennahen kohärenten Strukturen auf größere Wirbel innerhalb der turbulenten atmosphärischen Grenzschicht zurück, die mit Abwinden zum Boden hin transportiert werden, wo sie sich aufgrund der bodennahen Windscherung und der Oberflächenrauigkeit verformen und schließlich zerfallen. Hunt und Morrison (2000) konnten zeigen, dass bei hohen Reynolds-Zahlen  $Re > 10^4$  die Grenzschichtturbulenz eher durch Transporte von oben nach unten geprägt wird (*top-down*-Mechanismus), während für kleinere Reynoldszahlen ( $Re < 10^4$ ) der Mechanismus von Wirbelentstehung und -transport eher durch Bewegungen von unten nach oben (*bottom-up*) geprägt ist.

Bei der Annäherung eines Wirbels an den Boden können zum einen gegenläufige Wirbel induziert werden (siehe z.B. Hunt und Morrison 2000), zum anderen bewirkt der sich nähernde Wirbel bodennah eine positive Druckfluktuation, die zusammen mit Ausgleichsströmungen für die Entstehung von streifenförmigen Strukturen im Windfeld verantwortlich gemacht wird (z.B. McNaughton und Brunet 2002). Dieser Effekt wird in der Literatur *blocking*-Effekt genannt. Dabei bildet sich zunächst innerhalb eines am Boden auftreffenden Wirbels aufgrund der dort geltenden Randbedingungen ( $u, v, w = 0$ ) eine interne Grenzschicht aus. Der Bereich der Grenzschicht, der hauptsächlich durch das Abbremsen von turbulenten Wirbeln, durch

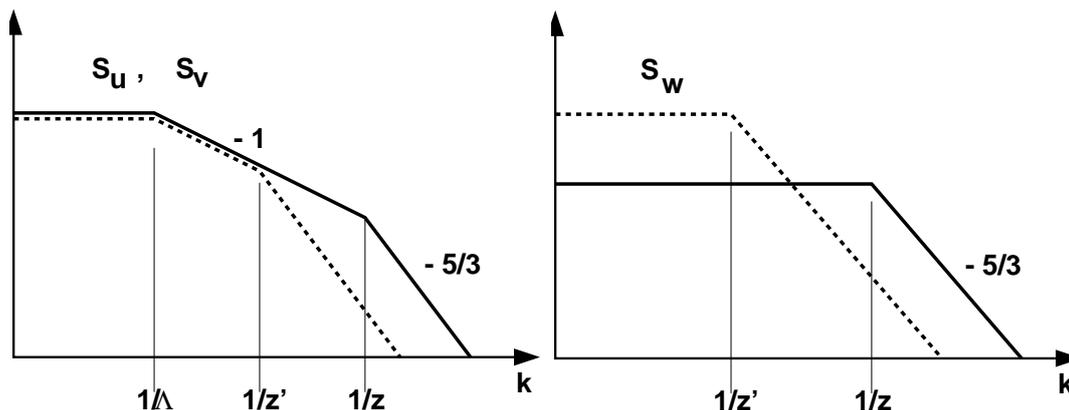


Abbildung 7.15: Skizze von Varianzspektren der Windgeschwindigkeitskomponenten, wie sie innerhalb der ESL z.B. in Rohrströmungen gemessen wurden (nach Hunt und Carlotti 2001). Dargestellt sind zwei Höhen in der ESL: durchgezogene Linie - Höhe  $z$ , gestrichelte Linie - Höhe  $z'$  mit  $z' > z$ .

den *blocking*-Effekt und durch die innerhalb der Wirbel sich ausbildenden internen Grenzschichten geprägt ist, wird von Hunt und Carlotti (2001) oberflächennahe Wirbelschicht (*eddy surface layer*), kurz ESL, genannt. Die ESL nimmt an Dicke nur etwa ein Drittel der bekannten oberflächennahen Schicht (*surface layer*) und nur 2 – 4% der gesamten Grenzschichthöhe ein.

Innerhalb dieser Schicht wird Turbulenzenergie durch Reibungseinfluss der Oberfläche sowie durch Diffusion von Vorticity direkt zu sehr kleinen Skalen transferiert, denn da die Wirbel nur schwach miteinander wechselwirken, ist kein Energietransfer von Wirbel zu Wirbel in Form einer Energiekaskade möglich (Hunt und Carlotti 2001). Auf der anderen Seite bewirkt die Anregung kleinerer Wirbel beim *blocking*-Effekt, dass die Energiedichte weniger schnell als nach dem Kolmogorov-Spektrum abfällt. Die in der ESL aufgenommenen Spektren in Richtung des mittleren Windes, also parallel zu den Streifen schwacher Windgeschwindigkeiten, zeigen für einen Bereich  $\Lambda^{-1} \leq k \leq z^{-1}$  mit  $\Lambda = z_i \bar{u}/u_*$  (Hunt und Morrison 2000), in dem die Wirbel größer als ihr Abstand zum Boden sind, einen Verlauf  $\propto u_*^2 k^{-1}$ , der sich aus Skalierungsargumenten herleiten lässt (Perry und Marusic 1995, Perry und Abell 1975, 1977). Abb. 7.15 zeigt den idealisierten Verlauf solcher Varianzspektren der Windgeschwindigkeitskomponenten innerhalb der ESL.

Ein solcher Verlauf von bodennah aufgenommenen Spektren der Windkomponenten für neutrale Grenzschichten konnte inzwischen auch in atmosphärischen Strömungen experimentell nachgewiesen werden (z.B. Högström et al. 2002). Mit LES-Modellen konnte bis vor kurzem ein spektraler Verlauf gemäß  $k^{-1}$  nur mit einem skalenabhängigen dynamischen SGS-Modell nachsimuliert werden (Porté-Agel et al. 2000), aber nun gelang es auch Carlotti (2002), in einer LES-Simulation mit einfacherem SGS-Modell nach Smagorinsky/Deardorff bei ausreichend hoher Auflösung den  $k^{-1}$ -Verlauf zu reproduzieren.

Da die mit PALM simulierte Spektren in 1.25 m, 2.25 m und 4.75 m Höhe im Bereich der unteren 0.6 bis 2.0% der Grenzschichthöhe liegen und einen ähnlichen Verlauf wie in der Skizze in Abb. 7.15 zeigen, ist anzunehmen, dass sich auch in der hier simulierten moderat konvektiven Grenzschicht mit bodennaher Windscherung eine ESL ausbildet. Dies wird durch die Beobachtungen in Kapitel 7.3.2 gestützt, die in einer bodennahen Schicht streifenförmig

ge Strukturen und eine starke Antikorrelation zwischen Temperatur und Windkomponente in Strömungsrichtung zeigten.

Für kleine Wellenzahlen und große Wellenlängen ist der  $k^{-1}$ -Bereich (bzw.  $k^0$ -Bereich bzgl. des  $w$ -Spektrums) in Abb. 7.14 durch die Größe des Modellgebietes begrenzt. Dies ist ein Problem, dass auch bei Carlotti (2002) und Porté-Agel et al. (2000) auftrat. Auch mit den aktuell möglichen Ressourcen an Speicherplatz und Rechenzeit wäre eine Simulation in so hoher Auflösung, dass einerseits die ESL aufgelöst werden kann, und mit so großem Modellgebiet, dass andererseits noch Wellenlängen der Größenordnung  $\Lambda$  (was in unserem Fall etwa dem fünfzehnfachen der Grenzschichthöhe, also etwa als 2.5 km entspräche) mit enthalten sind, nicht möglich.

Laut theoretischer Lösung von Hunt und Carlotti (2001) sollten  $u$ - und  $v$ -Spektren bei  $k \approx 2\pi/z$  in einen  $k^{-5/3}$ -Verlauf übergehen. Hier wird allerdings eher ein kontinuierlicher Übergang zu einem noch steileren Abfall von etwa  $k^{-4}$  beobachtet, was – wie bereits erwähnt – auf den verwendeten SGS-Filter zurückzuführen ist (siehe z.B. Carlotti 2002, Moeng und Wyngaard 1988). Alles in allem stimmen die mit PALM simulierten Ergebnisse gut mit denen von Carlotti (2002) überein.

Zusammenfassend ordnen sich die mit PALM simulierten Strukturen gut in frühere Untersuchungen von Khanna und Brasseur (1998) und Moeng und Sullivan (1994) ein und lassen sich qualitativ auch mit LIDAR- und SAR-Bildern vergleichen, die in konvektiven Grenzschichten aufgenommen wurden. Die hohe Auflösung der Simulation erlaubt erstmals auch die genauere Darstellung der einzelnen Aufwindgebiete und lässt sogar pilzförmige Strukturen erkennen, wie sie z.B. auch im Windkanal bei labiler thermischer Schichtung und vorgegebenem mittleren Wind in Randnähe beobachtet wurden (Kinoshita 2003).

Die bodennah bestimmten Varianzspektren in Richtung des mittleren Windes zeigen für  $u$  und  $v$  einen Bereich mit  $k^{-1}$ -Abfall und lassen damit auf die Existenz einer bodennahen Wirbelschicht (ESL) schließen, wie sie Hunt und Carlotti (2001) für neutrale Grenzschichten definiert haben. Zwischen diesen  $x$ -Spektren und den Simulationsergebnissen von Carlotti (2002) in der bodennahen Schicht herrscht gute Übereinstimmung. Wie Hunt und Carlotti (2001) und Redelsperger et al. (2001) in ihren Arbeiten zeigten, ist das Wissen um einen Bereich mit  $k^{-1}$ -Abfall im Energiespektrum von großer praktischer Bedeutung, da in diesem Bereich in nächster Nähe der Erdoberfläche entsprechend auch die Energiedissipation modifiziert sein muss. Dies wiederum ist ein Aspekt, der z.B. bei der Weiterentwicklung von SGS-Modellen für LES berücksichtigt werden muss (Redelsperger et al. 2001).

Im Anschluss an diese erste Einordnung der PALM-Simulationsergebnisse in die aktuellen Ergebnisse zu zusammenhängenden Strukturen ist im weiteren eine intensivere Auswertung, evtl. mit den von Lin et al. (1996) oder Kim und Park (2003) vorgeschlagenen Methoden, geplant. Des Weiteren wären zur genaueren Untersuchung der Strukturen und der auftretenden Wellenlängen weitere Simulationen mit größerem Modellgebiet denkbar.



## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, die Möglichkeit einer Modellvalidierung mit Hilfe von Daten der akustischen Tomographie zu überprüfen und, soweit möglich, auch durchzuführen. Das Verfahren der akustischen Laufzeittomographie, das in Ozeanographie und Geophysik ein geläufiges Verfahren ist, wird für Messungen in der Atmosphäre erst seit kurzem verwendet. Prinzipiell eignet es sich besonders gut zum Vergleich mit LES-Modellen, weil es Daten in derselben Form wie numerische Modelle liefert, nämlich auf zwei- oder dreidimensionalen Gittern, wobei jeder Gitterwert ein Mittelwert über die gesamte Gitterzelle ist. Damit entfallen aufwendige Filterungen, wie sie bei Punkt- und Linienmessungen nötig wären, und die auf möglicherweise fehlerhaften Annahmen beruhen. Ein quantitativer Vergleich sollte nach Möglichkeit zum einen zur Validierung des LES-Modells PALM und zum anderen zur Bewertung verschiedener SGS-Modelle dienen. Dabei lagen erste Vergleichsdaten der akustischen Tomographie bereits aus einem in Lindenberg im Herbst 1999 durchgeführten Experiment vor. Da das tomographische Verfahren ein räumlich und zeitlich variierendes Temperaturfeld liefert, das je nach Messaufbau räumlich zwei- oder dreidimensional ausfällt, stehen als Vergleichsgrößen die statistischen Momente dieser Temperaturverteilung, insbesondere räumlicher Mittelwert und Varianz der Temperatur, als Funktionen der Zeit zur Verfügung.

In Vorbereitung für den quantitativen Vergleich wurde die Empfindlichkeit des Modells gegenüber ungenauen Initialisierungs- und Randbedingungen mit Hilfe einer Parameterstudie untersucht. Mit den Ergebnissen dieser Empfindlichkeitsstudie können nun erstmals aus den Messungenauigkeiten der Modelleingangsparameter die Fehler der zum Vergleich herangezogenen simulierten Größen bestimmt werden. Für zukünftige Experimente können nun Anforderungen an die Messgenauigkeiten der Modelleingangsparameter formuliert werden.

Dabei stellte sich allerdings heraus, dass ein quantitativer Vergleich mit den Daten des Lindenberg-Experiments 1999 nicht möglich ist, da hier die Messgenauigkeiten der entsprechenden Initialisierungsparameter und Randbedingungen nicht ausreichend waren. Dennoch wurde ein erster qualitativer Vergleich mit den Daten der akustischen Laufzeittomographie durchgeführt, um weitere Erkenntnisse für den noch ausstehenden quantitativen Vergleich zu erlangen.

Der Vergleich zeigte zwar qualitativ teilweise Übereinstimmung, quantitativ allerdings insbesondere in den Temperaturvarianzen große Abweichungen, die noch über die durch ungenaue Modelleingangsparameter erklärbaren Ungenauigkeiten hinausgingen. Dabei lagen die Temperaturvarianzen aus den Tomographiedaten immer über denen der LES-Daten. Bei genauerer Überprüfung zeigte sich, dass der Messfehler von Schalllaufzeiten und Sender-Empfänger-Distanzen so groß war, dass sich das Messsignal nicht signifikant aus dem Rauschen hervorheben konnte.

Zusätzlich bot dieser qualitative Vergleich die Möglichkeit, die Tomographiedaten, die bislang nur mit Punktmessungen in der Atmosphäre verglichen wurden, nun mit Daten in räumlicher und zeitlicher Auflösung zu vergleichen. Mit Hilfe zusätzlich simulierter Laufzeitmessungen konnte die Qualität des tomographischen Auswerteverfahrens überprüft und

die Wirkung der einzelnen Schritte des Verfahrens auf die Endergebnisse untersucht werden.

Dabei zeigte der Vergleich von tomographisch ausgewerteten, simulierten Laufzeiten mit den direkt prognostizierten Temperaturen, dass der verwendete Trennungsalgorithmus zur Bestimmung von Wind und Temperatur aus den Schalllaufzeiten zu einer deutlichen Überschätzung der Temperaturvarianzen um mehr als eine Größenordnungen führt. Dies hängt zum einen damit zusammen, dass bei der Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die Schallgeschwindigkeit nur ein mittlerer Wind für das gesamte Messgebiet bestimmt werden kann, so dass kleinräumige Fluktuationen in der Windgeschwindigkeit fälschlicherweise dem Temperaturfeld zugeschrieben werden. Zum anderen ist aber auch der so bestimmte mittlere Wind noch fehlerhaft, so dass sich daraus noch größere Temperaturfluktuationen ergeben.

Der bei der tomographischen Auswertung verwendete SIRT-Algorithmus zur Berechnung der räumlichen bzw. flächenhaften Verteilung einer Größe aus ihren Schallstrahlwerten hat auf der anderen Seite einen glättenden Einfluss, der zu einer Reduzierung der Varianzen führt. Damit wird der durch den zuvor angewandten Trennungsalgorithmus verursachte Fehler in den Varianzen etwas verkleinert, aber nicht vollständig ausgeglichen.

Alles in allem wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass das Verfahren der akustischen Tomographie in der für die bisherigen Messungen verwendeten Realisierung nicht für die Validierung eines LES-Modells geeignet ist. Insbesondere ist dringend eine Erhöhung der Messgenauigkeiten von Schalllaufzeiten und Sender-Empfänger-Distanzen anzustreben. In Zukunft ist geplant, die Separation von Wind- und Temperaturdaten mit Hilfe von reziproken Schalllaufzeitmessungen durchzuführen, wobei an jeder Senderposition auch ein Empfänger angebracht wird und umgekehrt. Dadurch wird es möglich, für jede einzelne Schallstrecke den Einfluss von Wind und Temperatur auf die Schalllaufzeit vollständig zu trennen.

Die ursprünglich geplante Bewertung unterschiedlicher SGS-Modelle konnte in Anbetracht der Güte der Tomographiedaten nicht durchgeführt werden. Bereits die Empfindlichkeitsstudie hat gezeigt, dass die Ungenauigkeiten in den simulierten Varianzen aufgrund der Qualität der bereitgestellten Rand- und Anfangsbedingungen in derselben Größenordnung liegen wie die Unterschiede, die aufgrund der Verwendung verschiedener SGS-Modelle zu erwarten sind. Bezüglich der Initialisierungsparameter und Randbedingungen ist allerdings zu sagen, dass hier schon durch eine leichte Verbesserung der Messgenauigkeiten der Modelleingangsgrößen und insbesondere durch eine experimentelle Bestimmung der Oberflächenrauigkeit die Ungenauigkeiten in den Simulationsdaten so weit reduziert werden könnten, dass ein bewertender Vergleich verschiedener SGS-Modelle möglich wäre.

Für einen zukünftigen Vergleich von LES-Daten mit Messdaten generell sind also vor allem die Messgenauigkeiten der bereitgestellten Initialisierungsparameter und Randbedingungen zu erhöhen. Bezüglich des Vergleichs mit Messdaten der akustischen Tomographie ergeben sich folgende Anforderungen an das tomographische Verfahren:

- Die Messgenauigkeiten von Laufzeiten und Sender-Empfänger-Distanzen müssen erhöht werden.
- Durch reziproke Schalllaufzeitmessungen muss die Trennung von Wind- und Temperatureinfluss auf die Schalllaufzeiten verbessert werden.

Lassen sich diese Anforderungen erfüllen, ist die Validierung eines LES-Modells in Zukunft denkbar.

Im letzten Teil der Arbeit wurden die hochaufgelösten Simulationsdaten zur Untersuchung der bodennahen Strömung verwendet. Dabei traten die für eine gescherte Strömungen typischen streifenförmigen Bereiche schwacher Windgeschwindigkeit in Richtung des mittleren

Windes auf. Die Simulation konnte die These von Khanna und Brasseur (1998) bestätigen, nach der im Falle einer gescherten konvektiven Grenzschicht die horizontale Windkomponente in Strömungsrichtung und die Temperatur betragsmäßig stärker korreliert sind als im Falle ohne Scherung. Teilweise ist sie sogar stärker als die Korrelation zwischen Temperatur und vertikaler Windkomponente.

Die Analyse der bodennah aufgenommenen Varianzspektren von horizontalen Windgeschwindigkeitskomponenten und potentieller Temperatur zeigte in den Spektren jeweils einen Bereich, in dem die spektrale Dichte mit  $k^{-1}$  abnimmt. Ein solches Verhalten wurde schon vor 20 Jahren bei Experimenten mit Rohrströmungen in neutral geschichteten Medien entdeckt. Hunt und Carlotti (2001) gelang es, diesen Verlauf der Spektren mit Hilfe der *rapid distortion theory* für eine neutrale Grenzschicht theoretisch zu erklären. Dabei zeigten sie, dass solche Spektren nur in einer dünnen Schicht in Bodennähe, der so genannten *eddy surface layer* (ESL) zu finden sind. Inzwischen konnten Högström et al. (2002) solche Varianzspektren der Windgeschwindigkeiten auch in Messungen innerhalb der neutralen atmosphärischen Grenzschicht nachweisen.

Allerdings zeigt sich hier, wie auch schon bei der Interpretation regelmäßiger streifenförmiger Strukturen, die Grenze der Simulation: Wegen begrenzter Rechenzeit- und Speicherplatzressourcen wurde das Modellgebiet mit  $350 \times 350 \text{ m}^2$  in der Horizontalen relativ klein gewählt. Daher fehlen in den Spektren die Daten, die sich für kleine Wellenzahlen, also große Wellenlängen, an den  $k^{-1}$ -Bereich anschließen würden, und die Wellenlänge der gröberskalierten Strukturen wird bereits durch die zyklischen Randbedingungen der horizontalen Modellränder beeinflusst. Bislang ist eine Simulation, die sowohl die ESL-Prozesse auflösen kann, als auch die Wellenlänge  $\Lambda = z_i \bar{u} / u_*$  umfasst, noch nicht durchführbar. Die mit PALM erzeugten Simulationsergebnisse zeigen, dass sich eine ESL auch in einer gescherten konvektiven Grenzschicht entwickelt.

Die hochaufgelösten Simulationsdaten werden aktuell noch weiter ausgewertet und die Phänomene der ESL weiter untersucht. Ein wichtiger Punkt, der in Zukunft behandelt werden wird, ist die Identifikation einzelner Wirbelstrukturen im Raum. Es wird geprüft, ob in diesem Zusammenhang auf Methoden von Kim und Park (2003) oder Lin et al. (1996) zurückgegriffen werden soll. Zusätzlich sind weitere Simulationen auf dem neuen Parallelrechner des Norddeutschen Verbundes für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN) geplant, bei denen die Wahl eines größeren Modellgebietes zur Verringerung des Einflusses der seitlichen Ränder möglich ist. Auf diesem Rechner wären auch Simulationen mit noch weiter erhöhter Auflösung durchführbar.



# Literaturverzeichnis

**Alaska SAR Facility, 1999:** SAR - Frequently Asked Questions. — [http://www.asf.alaska.edu/user\\_serv/sar\\_faq.html](http://www.asf.alaska.edu/user_serv/sar_faq.html).

**André, J.-C., G. Moor, P. Lacarrère, G. Therry, R. du Vachat, 1978:** Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861–1883.

**Andren, A., A. R. Brown, J. Graf, C.-H. Moeng, F. T. M. Niewstadt, U. Schumann, 1994:** Large-Eddy Simulation of a Neutrally Stratified Boundary Layer: A Comparison of four Computer Codes. — *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **120**, 1457–1484.

**Arnold, K., 2000:** *Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht.* — Dissertation, Leipziger Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, 141 S. 38, 66

**Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, 1999:** Acoustic Tomography inside the Atmospheric Boundary Layer. — *Phys. Chem. Earth PT B.*, **24**, 1-2, 133–137. 35

**Balaji, V., T. L. Clark, 1988:** Scale selection in locally forced convective fields and the initiation of deep cumulus. — *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3188–3211. 90

**Bardina, J., J. H. Ferziger, W. C. Reynolds, 1980:** Improved subgrid-scale models for large eddy simulation. — *AIAA-paper*, **80**, **1357**, 1–9. 19

**Barth, M., 2002:** *Sensitivitätsstudien zur Auflösung turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mit einem Verfahren der akustischen Laufzeitomographie.* — Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie der Universität Leipzig.

**Bronstein, I. N., K. A. Semendjajew, 1987:** *Taschenbuch der Mathematik.* — Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 23. Aufl., 840 S. 47

**Carlotti, P., 2002:** Two-point properties of atmospheric turbulence very close to the ground: Comparison of a high resolution LES with theoretical models. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **104**, 381–410. 103, 109

**Caughey, S. J., S. G. Palmer, 1979:** Some Aspects of Turbulence Structure through the Depth of the Convective Boundary Layer. — *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **105**, 811–827. 41

**Chlond, A., 1994:** Locally Modified Version of Bott's Advection Scheme. — *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 111–125. 13

**Chlond, A., 1999:** Grobstruktursimulation – eine Methode zur Berechnung turbulenter atmosphärischer Strömungen. — Examensarbeit Nr. 66, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.

- Deardorff, J. W., 1970:** Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection. — *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1211–1213. 32
- Deardorff, J. W., 1972:** Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers. — *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91–114. 31
- Deardorff, J. W., 1974:** Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 199–226.
- Deardorff, J. W., 1980:** Stratocumulus-Capped Mixed Layers Derived from a Three-Dimensional Model. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 495–527. 100
- Deutscher Wetterdienst, 1999:** Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes: Europäischer Wetterbericht. 59
- Etling, D., 2002:** *Theoretische Meteorologie – Eine Einführung*. — Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, zweite Aufl., 354 S.
- Etling, D., R. A. Brown, 1993:** Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **65**, 215–248. 90
- Germano, M., U. Piomelli, P. Moin, W. H. Cabot, 1991:** A Dynamic Subgrid-scale Eddy Viscosity Model. — *Phys. Fluids*, **3**, 1760–1765. 8
- Glendening, J. W., S. D. Burk, 1992:** Turbulent transport from an Arctic lead: A large-eddy simulation. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **59**, 315–339. 7
- Hauf, T., T. L. Clark, 1989:** 3-Dimensional numerical experiments on convectively forced internal gravity waves. — *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **115**, 309–333. 90
- Högström, U., J. C. R. Hunt, A.-S. Smedman, 2002:** Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **103**, 101–124. 108
- Horst, T. W., J. Kleissl, D. H. Lenschow, C. Meneveau, C.-H. Moeng, M. B. Parlange, P. P. Sullivan, J. C. Weil, 2002:** Field Measurements of Spatially Filtered Turbulence in the Atmospheric Surface Layer. — In: *15th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, American Meteorological Society, Wageningen, S. 436–439.
- Hunt, J. C. R., P. Carlotti, 2001:** Statistical structure of the high Reynolds number turbulent boundary layer. — *Flow, Turbulence Combust.*, **66**, 453–475. 108
- Hunt, J. C. R., J. F. Morrison, 2000:** Eddy structure in turbulent boundary layers. — *Eur. J. Mech. B-Fluids*, **19**, 673–694. 107, 108
- Johansson, C., A.-S. Smedman, U. Högström, J. G. Brasseur, S. Khanna, 2001:** Critical test of the validity of Monin-Obukhov-similarity during convective conditions. — *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1549–1566. 41
- Kanda, M., A. Inagaki, M. O. Letzel, S. Raasch, T. Watanabe, 2002:** LES Study of the Energy Imbalance Problem with Eddy Covariance Fluxes. — *Boundary-Layer Meteorol.*, submitted.

- von Kármán, T., 1948:** Progress in statistical theory of turbulence. — In: *Proc. Natl. Acad. Sci (USA)*, Bd. 34, S. 530–539. 82
- Khanna, S., J. G. Brasseur, 1997:** Analysis of Monin-Obukhov similarity from large-eddy simulation. — *J. Fluid Mech.*, **345**, 251–286. 7
- Khanna, S., J. G. Brasseur, 1998:** Three-Dimensional Buoyancy- and Shear-Induced Local Structure of the Atmospheric Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 710–743. 27, 101
- Kim, S.-W., S.-U. Park, 2003:** Coherent structures near the surface in a strongly sheared convective boundary layer generated by Large-Eddy simulation. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **106**, 35–60.
- Kinoshita, N., 2003:** Nonuniform distribution of high-frequency turbulence in the unstable boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **106**, 61–91. 109
- Kolmogorow, A. N., 1941:** Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen REYNOLDSschen Zahlen. — *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **32**, 299–303, Nachdruck in: H. Goering (Hsg.), 1958: *Statistische Theorie der Turbulenz*. — Akademie-Verlag, Berlin, 77–81. 82
- Lee, M. J., J. Kim, P. Moin, 1990:** Structure of turbulence at high shear rate. — *J. Fluid Mech.*, **216**, 561–583.
- Leith, C. E., 1990:** Stochastic backscatter in a subgrid-scale model: Plane shear mixing layer. — *Phys. Fluids A*, **2**, **3**, 297–299.
- Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard, W. T. Pennell, 1980:** Mean field and second moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1313–1326.
- Leonard, A., 1974:** Energy Cascade in Large Eddy Simulation of Turbulent Fluid Flows. — In: *Advances in Geophysics*, Academic Press, Bd. 18, S. 237–248.
- Letzel, M. O., 2001:** *Large-Eddy simulations of thermally induced circulations in the convective boundary layer*. — Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover. 11
- Lilly, D. K., 1992:** A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. — *Phys. Fluids A*, **4**, 633–635.
- Lin, C.-L., 2000:** Local pressure-transport structure in a convective atmospheric boundary layer. — *Phys. Fluids*, **12**, **5**, 1112–1128.
- Lin, C.-L., J. C. McWilliams, C.-H. Moeng, P. P. Sullivan, 1996:** Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary layer flow. — *Phys. Fluids*, **8**, 2626–2639. 7
- Mason, P. J., 1989:** Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1492–1516. 23
- Mason, P. J., 1994:** Large-eddy simulation: A critical review of the technique. — *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **120**, 1–26.
- Mason, P. J., A. R. Brown, 1998:** On subgrid models and filter operations in Large-Eddy simulations. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2101–2114.

- Mason, P. J., D. J. Thomson, 1992:** Stochastic Backscatter in Large-Eddy Simulations of Boundary Layers. — *J. Fluid Mech.*, **242**, 51–78. 8, 23
- Mayor, S. D., E. W. Eloranta, 2001:** Two-dimensional vector wind fields from volume imaging Lidar data. — *J. Appl. Meteor.*, **40**, 1331–1346. 90, 91, 92
- McNaughton, K. G., Y. Brunet, 2002:** Townsend's hypothesis, coherent structures and Monin-Obukhov similarity. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **102**, 161–175. 107
- Meneveau, C., J. Katz, 2000:** Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation. — *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **32**, 1–32.
- Moene, A. F., B. I. Michels, 2002:** Estimation of the statistical error in large-eddy simulation results. — In: *15th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, American Meteorological Society, Wageningen, S. 287–288.
- Moeng, C., P. P. Sullivan, 1994:** A Comparison of Shear- and Buoyancy-Driven Planetary Boundary Layer Flows. — *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999–1022. 7, 23
- Moeng, C.-H., 1984:** A large eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. — *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2052–2062. 23
- Moeng, C.-H., 1998:** Large eddy simulation of atmospheric boundary layers. — In: *Clear and Cloudy Boundary Layers*, A. A. M. Holtslag, P. G. Duynkerke, Hg., Proceedings of the Colloquium *Clear and Cloudy Boundary Layers*, Amsterdam, S. 67–83.
- Moeng, C.-H., J. C. Wyngaard, 1988:** Spectral Analysis of Large-Eddy Simulations of the Convective Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3573–3587. 15, 103, 109
- Mourad, P. D., 1996:** Inferring multiscale structure in atmospheric turbulence using satellite-based synthetic aperture radar imagery. — *J. Geophys. Res.*, **101**, C8, 18433–18449. 91, 92, 93, 94
- Mourad, P. D., 1999:** *Air-Sea exchange: Physics, chemistry and dynamics*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Kap. Footprints of atmospheric phenomena in synthetic aperture radar images of the ocean surface: A review. — S. 269–290.
- Mourad, P. D., B. A. Walter, 1996:** Viewing a cold air outbreak using satellite-based synthetic aperture radar and advanced very high resolution radiometer imagery. — *J. Geophys. Res.*, **101**, C7, 16391–16400.
- Muschinski, A., P. P. Sullivan, D. B. Wuertz, R. Hill, S. A. Cohn, D. H. Lenschow, D. J. Doviak, 1999:** First synthesis of wind-profiler signals on the basis of large-eddy simulation data. — *Radio Sci.*, **34**, 1437–1459. 7
- Nieuwstadt, F. T. M., R. A. Brost, 1986:** The Decay of Convective Turbulence. — *J. Atmos. Sci.*, **43**, 532–546. 23
- Nieuwstadt, F. T. M., P. J. Mason, C.-H. Moeng, U. Schumann, 1993:** Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. — In: *Turbulent shear flows*, F. Durst, R. Friedrich, B. E. Launder, F. W. Schmidt, U. Schumann, J. H. Whitelaw, Hg., Springer, Bd. 8, S. 343–367.

- Noh, Y., W.-G. Cheon, S.-Y. Hong, S. Raasch, 2002:** Improvement of the K-Profile Model for the Planetary Boundary Layer Based on Large Eddy Simulation Data. — *Boundary-Layer Meteorol.*, accepted.
- Oke, T. R., 1987:** *Boundary Layer Climate*. — Routledge, London/New York, 435 S.
- Perry, A. E., C. J. Abell, 1975:** Scaling laws for pipe-flow turbulence. — *J. Fluid Mech.*, **67**, 257–271. 108
- Perry, A. E., C. J. Abell, 1977:** Asymptotic similarity of turbulence structures in smooth- and rough-walled pipes. — *J. Fluid Mech.*, **79**, 785–799.
- Perry, A. E., M. S. Chong, 1982:** On the mechanism of wall turbulence. — *J. Fluid Mech.*, **119**, 173–217.
- Perry, A. E., S. Henbest, M. S. Chong, 1986:** A theoretical and experimental study of wall turbulence. — *J. Fluid Mech.*, **165**, 163–199.
- Perry, A. E., I. Marusic, 1995:** A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 1: Extension of the attached eddy hypothesis. — *J. Fluid Mech.*, **298**, 361–388. 108
- Piacsek, S. A., G. P. Williams, 1970:** Conservation properties of convection difference schemes. — *J. Comput. Phys.*, **6**, 392–405.
- Pope, S. B., 2000:** *Turbulent Flows*. — Cambridge University Press, Cambridge, 771 S.
- Porté-Agel, F., C. Meneveau, M. B. Parlange, 2000:** A scale-dependent dynamic model for Large-Eddy simulation: Application to a neutral atmospheric boundary layer. — *J. Fluid Mech.*, **415**, 261–284. 8, 9, 108
- Porté-Agel, F., M. B. Parlange, C. Meneveau, W. E. Eichinger, 2001:** A Priori Field Study of the Subgrid-Scale Heat Fluxes and Dissipation in the Atmospheric Surface Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2673–2698.
- Raabe, A., K. Arnold, A. Ziemann, 2001:** Near surface spatially averaged air temperature and wind speed determined by acoustic travel time tomography. — *Meteorol. Z.*, **10**, 61–70. 35, 37
- Raabe, A., K. Arnold, A. Ziemann, 2002:** Acoustic tomography of the atmospheric boundary layer. — [www.uni-leipzig.de/~meteo/FORSCHUNG/aku/akuindex.html](http://www.uni-leipzig.de/~meteo/FORSCHUNG/aku/akuindex.html). 36
- Raasch, S., D. Etling, 1991:** Numerical Simulation of Rotating Turbulent Thermal Convection. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **64**, 185–199. 11
- Raasch, S., D. Etling, 1998:** Modelling Deep Ocean Convection : Large Eddy Simulation in Comparison with Laboratory Experiments. — *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1786–1802.
- Raasch, S., G. Harbusch, 2001:** An Analysis of Secondary Circulations and their Effects caused by Small-Scale Surface Inhomogeneities using Large-Eddy Simulation. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **101**, 31–59.
- Raasch, S., M. Schröter, 2001:** **PALM** - A Large-Eddy Simulation Model Performing on Massively Parallel Computers. — *Meteorol. Z., NF.*, **10**, 363–372. 89

- Redelsperger, J. L., F. Mahé, P. Carlotti, 2001:** A simple and general subgrid model suitable both for surface layer and free-stream turbulence. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **101**, 375–408. 109
- Sagaut, P., 2001:** *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. — Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 319 S.
- Schmidt, H., U. Schumann, 1989:** Coherent Structure of the Convective Boundary Layer Derived from Large-Eddy Simulations. — *J. Fluid Mech.*, **200**, 511–562. 7, 23, 100
- Schröter, M., 2002:** *Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grobstrukturmodells*. — Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover. 11, 33, 53, 90
- Schröter, M., J. Bange, S. Raasch, 2000:** Simulated Airborne Flux Measurements in a LES Generated Convective Boundary Layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **95**, 437–456. 7
- Schumann, U., 1975:** Subgrid Scale Model for Finite Difference Simulations of Turbulent Flows in Plane Channels and Annuli. — *J. Comput. Phys.*, **18**, 376–404.
- Schumann, U., 1995:** Stochastic backscatter of turbulence energy and scalar variance by random subgrid-scale fluxes. — *Proc. Roy. Soc. London, A*, **451**, 293–318. 8, 123
- Smagorinsky, J., 1963:** General circulation experiments with the primitive equations: 1. The basis experiment. — *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99–164. 16
- Smedmann, A.-S., U. Högström, 1983:** Turbulent Characteristics of a Shallow Convective Internal Boundary Layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **25**, 271–287.
- Spiesberger, J. L., K. M. Fristrup, 1990:** Passive Localization of Calling Animals and Sensing of their Acoustic Environment using Acoustic Tomography. — *Am. Natural.*, **135**, 107–153.
- Stevens, B., D. H. Lenschow, 2001:** Observations, Experiments and Large Eddy Simulation. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 283–294. 7
- Stull, R. B., 1994:** *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. — Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 S. 32, 33
- Sullivan, P. P., T. W. Horst, D. H. Lenschow, C.-H. Moeng, J. C. Weil, 2002:** Analysis of subfilter-scale fluxes in the atmospheric surface layer. — In: *15th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, American Meteorological Society, Wageningen, S. 440–443.
- Sullivan, P. P., J. C. McWilliams, C.-H. Moeng, 1994:** A Subgrid-scale Model for Large-Eddy Simulation of Planetary Boundary Layer Flows. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **71**, 247–276. 8, 100
- Tong, C., J. C. Wyngaard, J. G. Brasseur, 1999:** Experimental Study of the Subgrid-Scale Stresses in the Atmospheric Surface Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2277–2292. 8
- Tong, C., J. C. Wyngaard, S. Khanna, J. G. Brasseur, 1998:** Resolvable and Subgrid-Scale Measurements in the Atmospheric Surface Layer: Technique and Issues. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3114–3126. 7, 9

- Uhlenbrock, J., 2001:** *Entwicklung eines Multigrid-Verfahrens zur Lösung elliptischer Differentialgleichungen auf Massiv-Parallelrechnern und sein Einsatz im LES-Modell PALM.* — Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover. 11
- Verein Berliner Wetterkarte e.V., 1999:** Berliner Wetterkarte. — in Kooperation mit dem Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin, Jahrgang 48, Nummer 217. 58
- Vreman, B., B. Geurts, H. Kuerten, 1997:** Large-eddy simulation of the turbulent mixing layer. — *J. Fluid Mech.*, **339**, 357–390.
- Weinbrecht, S., S. Raasch, 2001:** High Resolution Simulations of the Turbulent Flow in the Vicinity of an Arctic Lead. — *J. Geophys. Res.*, **106**, C11, 27035–27046. 7, 27, 31
- Weinbrecht, S., S. Raasch, A. Ziemann, K. Arnold, A. Raabe, 2002:** Comparison of Large-Eddy simulation data with spatially averaged measurements obtained by Acoustic Tomography – presuppositions and first results. — *Boundary-Layer Meteorol.*, submitted. 31
- Wilson, D. K., D. W. Thomson, 1994:** Acoustic Tomographic Monitoring of the Atmospheric Surface Layer. — *J. Atm. Ocean. Technol.*, **11**, 751–768.
- Wulfmeyer, V., 1999:** Investigations of humidity skewness and variance profiles in the convective boundary layer and comparison of the latter with large eddy simulations results. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1077–1087.
- Wyngaard, J. C., 1982:** Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling. — In: *Boundary-Layer Modelling*, D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Kap. 3, S. 69–106.
- Wyngaard, J. C., L. J. Peltier, 1996:** Experimental Micrometeorology in an Era of Turbulence Simulation. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **78**, 71–86. 7
- Young, G. S., D. A. R. Kristovich, M. R. Hjelmfelt, R. C. Foster, 2002:** Rolls, Streets, Waves and more – A Review of quasi-two-dimensional Structures in the Atmospheric Boundary Layer. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 7, 997–1001. 89, 90
- Zang, Y., R. L. Street, K. J. R., 1993:** A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating-flows. — *Phys. Fluids A-Fluid*, **5**, 12, 3186–3196.
- Ziemann, A., 2000:** *Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht.* — Dissertation, Leipziger Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, 145 S. 38, 78
- Ziemann, A., 2002:** persönliche Mitteilung. — Institut für Meteorologie, Universität Leipzig. 69
- Ziemann, A., K. Arnold, A. Raabe, 1999:** Acoustic Travel Time Tomography - A Method for Remote Sensing of the Atmospheric Surface Layer. — *Meteorol. Atmos. Phys.*, **71**, 1-2, 43–51. 9, 35



# Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

CFL	Courant-Friedrich-Lewy
ABL	<i>atmospheric boundary layer</i> , atmosphärische Grenzschicht
EP	Eingangsparameter für das LES-Modell PALM. Diese sind $u_g, z_0, d\theta_s, z_{i_0}$ und $\overline{w'\theta'}_0$
ESL	<i>eddy surface layer</i> , bodennahe Wirbelschicht
KLA	Kaltluftausbruch
LES	<i>large-eddy simulation</i> , Grobstruktursimulation
LIM	Leipziger Institut für Meteorologie
MOL	Meteorologisches Observatorium Lindenberg
PALM	Parallelisiertes LES Modell
SIRT	Simultane Iterative RekonstruktionsTechnik
SGS	<i>subgrid-scale</i> , bezeichnet subskalige Vorgänge, also solche, die kleiner als die Modellgitterweite oder -Filterskala sind
TKE	Turbulente Kinetische Energie
ZIB	Konrad-Zuse-Zentrums für Informationstechnik in Berlin

## Griechische Symbole

$\alpha$	Winkel zwischen Windvektor $\vec{v}_h$ und Schallstrahl
$\gamma$	Verhältnis von spezifischer Wärme bei konstantem Druck $c_p$ zu spezifischer Wärme bei konstantem Volumen $c_v$
$\delta_{ij}$	Kronecker-Symbol
$\varepsilon$	Energiedissipation durch molekulare Reibung
$\varepsilon_{ijk}$	alternierender Einheitstensor
$\theta$	potentielle Temperatur
$\tilde{\theta}$	mittlere potentielle Temperatur in der Grenzschicht
$\vartheta_*$	charakteristische Temperatur der PRANDTL-Schicht
$\kappa$	von Kármán - Konstante ( $\kappa = 0.41$ )
$\nu$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls
$\nu_T$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls für den inhomogenen Turbulenzanteil in Abhängigkeit von der Scherung des mittleren Windes
$\rho$	Luftdichte
$\sigma_\phi$	Standartabweichung der Größe $\phi$
$\sigma_\phi^2$	Varianz der Größe $\phi$
$\tau_{ij}$	turbulenter Schubspannungstensor
$\tau_\nu$	charakteristische Korrelationszeit (für Rückstreu-Modell nach Schumann 1995)

$\Phi_h$	Profilfunktion nach Dyer und Businger für die Temperatur in der Prandtschicht
$\Phi_m$	Profilfunktion nach Dyer und Businger für die Horizontalwindgeschwindigkeit in der Prandtschicht
$\varphi$	geographische Breite
$\Omega$	Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation ( $\Omega = 7.29212 \cdot 10^{-5} (\text{rad} \cdot \text{s})^{-1}$ )
$\Omega_{ij}$	Rotationstensor

### Lateinische Symbole

$c$	Schallgeschwindigkeit
$c_{\text{eff}}$	effektive Schallgeschwindigkeit
$c_L$	Laplacesche Schallgeschwindigkeit
$C_{ij}$	Kreuzspannungstensor
$C_s$	Smagorinsky-Konstante
$C_{sn}$	quadrierte Smagorinsky-Konstante
$e$	turbulente kinetische Energie
$f_i$	Komponenten der Corioliskraft
$g$	Schwerebeschleunigung der Erde ( $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ )
$i, j, k$	Laufindizes in x-, y- und z-Richtung
$K_h$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Wärme
$K_m$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls
$l$	diabatischer Mischungsweg
$L$	Monin-Obukhov-Stabilitätslänge
$L_{ij}$	Leonard-Spannungstensor
$N$	Brunt-Vaisala-Frequenz
$p$	Luftdruck
$P$	Produktionsterm turbulenter kinetischer Energie durch Scherung
$Q_{\text{auf}}$	turbulenter vertikaler Wärmestrom, vom Modell aufgelöster Anteil
$Q_{\text{ges}}$	gesamter turbulenter vertikaler Wärmestrom
$Q_{\text{sub}}$	turbulenter vertikaler Wärmestrom, subskaliger Anteil
$R$	Gaskonstante für trockene Luft ( $R = 287.0 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ )
$R_{ij}$	Reynolds'scher Spannungstensor
$R_{ij}^{\text{st}}$	stochastischer Spannungstensor
$Re$	Reynoldsd-Zahl
$Rif$	Richardson-Fluß-Zahl
$s_{ij}$	vom Schall in Gitterzelle $j$ entlang Schallstrahl $i$ zurückgelegte Strecke
$S_{u_i}(k)$	Varianzspektrum von $u_i$
$S_{ij}$	Scherspannungstensor
$t$	Zeit
$T$	aktuelle Temperatur
$T_{\text{av}}$	virtuelle akustische Temperatur
$u_i$	Komponenten der Windgeschwindigkeit ( $i = 1, 2, 3$ )
$u, v, w$	Komponenten der Windgeschwindigkeit
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{\text{geo}}, v_{\text{geo}}$	Komponenten des geostrophischen Windes

$\vec{v}_h$	horizontaler Windvektor
$v_h$	Betrag des Horizontalwindes
$x_i$	kartesische Koordinaten der drei Raumrichtungen ( $i = 1,2,3$ )
$x,y,z$	kartesische Koordinaten der drei Raumrichtungen
$z_0$	Rauigkeitslänge
$z_i$	Grenzschichthöhe bzw. Inversionshöhe
$z_p$	Höhe der PRANDTL-Schicht

### Indizes und Mittelungen einer beliebigen Größe $\psi$

$\psi_0$	synoptischskaliger Grundzustand, bodennaher Wert einer Größe $\psi$
$\psi^*$	Abweichung der Größe $\psi$ vom synoptischskaligen Grundzustand $\psi_0$
$\bar{\psi}$	Raum-zeitliches Mittel über ein Gittervolumen des Modells und einen Zeitschritt
$\psi'$	subskalige Abweichung der Größe $\psi$ von $\bar{\psi}$
$\langle \psi \rangle$	horizontales Mittel der Größe $\psi$
$\Delta\psi$	absoluter Fehler einer Größe $\psi$
$\delta\psi$	relativer Fehler einer Größe $\psi$
$\partial_\phi\psi$	partielle Ableitung der Größe $\psi$ nach $\phi$
$\frac{\delta\psi(a)}{\Delta a} = \frac{\partial_a\psi}{\psi}$	Fehlerquotient der Größe $\psi$ bzgl. des Parameters $a$

### Sonstige Symbole

$\bar{\Delta}$	Filterlänge
$\Delta s$	effektive Gitterweite des Modells
$\Delta t$	numerischer Zeitschritt
$\Delta t_{\text{mess}}$	zeitliche Auflösung der Tomographie- und der zum Vergleich ausgewerteten LES-Daten
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Gitterweite des Modells bzgl. der drei Raumrichtungen



# Danksagung

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Projektes „Akustische Tomographie der atmosphärischen Grenzschicht zur Validierung eines LES-Modells“ (RA 569/4-1 und RA 617/4-1) gefördert.

Zum Abschluss der Arbeit ist es Zeit, einigen Menschen meinen Dank auszusprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben: Mein Dank gilt daher Herrn Prof. Dr. D. Etling, der als Doktorvater die Betreuung und Begutachtung dieser Arbeit übernommen hat.

Ebenfalls danken möchte ich Herrn Dr. S. Raasch, dem Initiator dieses Projektes und direktem Betreuer der Arbeit.

Danke auch an Herrn Prof. Dr. T. Hauf für die Übernahme des Korreferats.

Des Weiteren möchte ich der Arbeitsgruppe Akustik des Leipziger Instituts für Meteorologie, Herrn Dr. K. Arnold, Herrn Dr. A. Raabe und Frau Dr. A. Ziemann, dafür danken, dass sie mir die experimentellen Daten der akustischen Tomographie zur Verfügung stellten, die von mir simulierten Laufzeiten ihren Auswertelgorithmen unterzogen und meine Fragen zum Verfahren geduldig beantworteten.

Vielen Dank auch an Herrn Dr. F. Beyrich, der mir die SODAR-Daten aus der Messkampagne in Lindenberg im Herbst 1999 zur Verfügung stellte.

Ebenfalls sei Herrn Dr. W. Baumann vom ZIB für so manchen guten Tipp bei der Durchführung der hochaufgelösten Simulation gedankt, und für seine unbürokratische Hilfe, wenn es um die Zuteilung von Rechenzeit auf der berte ging.

Dank gilt auch meinem Zimmerkollegen Marcus Herold und allen anderen ehemaligen und aktuellen Mitgliedern der LES-Arbeitsgruppe sowie den anderen Kollegen aus dem Institut für das angenehme Arbeitsklima. Ein besonderes Dankeschön geht an Andreas Benkel, Marcus Herold, Marcus Letzel, Michael Theusner und Jörg Uhlenbrock für die kritische Durchsicht von Teilen meiner Arbeit - und Michael Theusner für die gelegentliche Versorgung mit selbstgebackenem Kuchen.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich während der ganzen Phase meines Studiums und meiner Promotion unterstützt haben, und vor allem meinem Lebensgefährten Herrn Dr. Frank Hohls, der immer bereit war, mit mir über Fragestellungen meines Projektes zu diskutieren, für die kritische Durchsicht der Arbeit, Unterstützung bei der Arbeit mit IDL und für seine Geduld in der Endphase des Zusammenschreibens.



# Lebenslauf

Name	Sonja Weinbrecht
Geburtsdatum	27.09.1973
Geburtsort	Osnabrück
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch
1980-1984	Grundschule Widukindland, Osnabrück
1984-1986	Orientierungsstufe Dom, Osnabrück
1986-1993	Gymnasium Carolinum, Osnabrück
12.05.1993	Abitur
1993-1999	Studium der Meteorologie an der Universität Hannover
Okt. 1995	Vordiplom Meteorologie
Dez. 1997 - Dez. 1998	Diplomarbeit am Institut für Meteorologie und Klimatologie bei Prof. Dr. D. Etling und Dr. S. Raasch zum Thema „Grobstruktursimulation atmosphärischer Grenzschichtströmungen über Rinnen im Meereis“
10.03.1999	Diplom
April 1999 - Dez. 2002	Doktorarbeit am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover bei Prof. Dr. D. Etling und Dr. S. Raasch

## Veröffentlichungen

Weinbrecht, S. und S. Raasch, 2001: High resolution simulations of the turbulent flow in the vicinity of an Arctic lead. – *J. Geophys. Res.*, **106** (C11), 27035-27046.

Weinbrecht S., S. Raasch, A. Ziemann, K. Arnold und A. Raabe, 2002: Comparison of Large-Eddy simulation data with spatially averaged measurements obtained by Acoustic Tomography – presuppositions and first results. – *Bound.-Layer Meteorol.*, begutachtet.

## Konferenzveröffentlichungen

Weinbrecht, S. und S. Raasch, 2000: Numerical studies of turbulent transport over Arctic leads. – *Geophysical Research abstracts (CD)*, **2**, 25th General Assembly of the European Geophysical Society, Nizza.

Weinbrecht, S. und S. Raasch, 2001: LES-Modellvalidierung mit dem Verfahren der akustischen Laufzeitotomographie. – *Beiträge zur DACH-Meteorologentagung (CD)*, Deutsch-Österreichisch- Schweizerische Meteorologentagung, Wien.

Weinbrecht, S. und S. Raasch, 2002: First attempts of an LES-model evaluation by comparison with experimental data gained from Acoustic Tomography. – In: *15th Symp. Boundary Layers and Turbulence*, American Meteorological Society, Wageningen, 428-431.