

---

**Numerische Untersuchung der konvektiven  
Grenzschicht über realen heterogenen Landoberflächen  
mit einem Grobstruktursimulationsmodell**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat.  
genehmigte Dissertation  
von  
Dipl.-Met. Jörg Uhlenbrock  
geboren am 29.12.1975 in Georgsmarienhütte

Hannover 2006

---

Referent: PD Dr. Siegfried Raasch  
Korreferent: Prof. Dr. Günter Groß  
Tag der Promotion: 12. Juni 2006

---

## Kurzfassung

Innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht zeichnen sich turbulente Strukturen nahezu für den gesamten Wärme- und Impulstransport verantwortlich. In numerischen Wettervorhersagemodellen wird eine horizontale Auflösung von mehreren Kilometern verwendet, wodurch kleinräumige Turbulenzelemente in der Größenordnung von einigen hundert Metern (Mikroturbulenz) nicht explizit aufgelöst werden können. Stattdessen wird eine Parametrisierung verwendet, welche den Transport durch turbulente Strukturen auf mittlere Größen zurückführt. Aufgrund dieses Zusammenhangs ist die Güte der Turbulenzparametrisierung eine kritische Größe für die Qualität der Wettervorhersage.

In den letzten Jahren hat sich herausgestellt, dass thermische Inhomogenitäten der Landoberfläche zu Zirkulationen führen können, die der kleinräumigen Turbulenz übergeordnet sind. Es wurde festgestellt, dass diese Zirkulationen einen Einfluss auf die Turbulenzcharakteristika innerhalb der Grenzschicht und damit auch auf den Wärme- und Impulstransport haben können. Herkömmliche Parametrisierungen berücksichtigen diese Effekte jedoch nicht, sondern setzen ein homogenes Spektrum der Turbulenz voraus.

Numerische Untersuchungen zum Einfluß von Inhomogenitäten auf die Grenzschicht gaben erste Einschätzungen, ob und wie eine Anpassung der Turbulenzparametrisierungen durchgeführt werden sollte. Dabei bezogen sich diese Studien bislang auf idealisierte Zustände der Landoberfläche (streifen- und schachbrettartige Anordnung der Heterogenitäten), des Modellantriebs und der Grenzschicht. Weiterhin wies der dort untersuchte Parameterraum der Inhomogenitätseigenschaften große Lücken auf. Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit erfolgt daher eine deutliche Erweiterung dieser numerischen Untersuchungen. Mit Hilfe der erhaltenen Ergebnisse werden die teilweise konträren Deutungen des Inhomogenitätseinflusses zu einer einheitlichen Theorie zusammengeführt.

Im Hauptteil der Arbeit wird darüber hinaus ein neuer realitätsnaher Ansatz verfolgt. Im Grobstruktursimulationsmodell PALM werden die vielfältigen Datensätze aus dem Feldexperiment LITFASS-2003 einerseits für einen realistischen Modellantrieb und andererseits für einen Vergleich mit den Ergebnissen des LES-Modells verwendet. Durch Ensemble-Mittelungen von zeitlich gemittelten, dreidimensionalen Modelldaten wird erstmalig die Struktur von thermisch induzierten Zirkulationen über realen heterogenen Landoberflächen sowie die daraus resultierenden Wärmeflüsse ermittelt.

Entgegen der bisher veröffentlichten Ergebnisse sind die horizontal gemittelten heterogenitätsinduzierten Wärmeflüsse unter den realen Bedingungen des LITFASS-2003 Experimentes tageszeitabhängig und gegenüber dem durch die zufällig verteilten Turbulenzelemente verursachten Wärmefluss relativ klein. Dennoch zeigt sich im Vergleich zu den LES-Daten, dass räumlich begrenzte in-situ Messungen der Wärmeflüsse häufig kein repräsentatives Ergebnis für den mittleren Zustand der Grenzschicht liefern.

Anders als in vielen idealisierten Studien ist nur in Ausnahmefällen eine Änderung der mittleren Wärmeflussprofile zu beobachten. Daher existiert kein signifikanter globaler Effekt der Zirkulationen auf die turbulenten Wärmeflüsse, wodurch eine Anpassung der bestehenden Turbulenzparametrisierungen nicht zwingend erforderlich ist.

Schlagnworte: Thermische Heterogenität, mesoskalige Zirkulation, Large-Eddy Simulation

## Abstract

In the atmospheric boundary layer, turbulent structures are responsible for the transport of heat and momentum. In numerical weather forecast models a horizontal grid resolution of several kilometers is used, so that small-scale turbulent elements of some hundred meters (microturbulence) cannot be resolved explicitly. Therefore, a parameterization is used in those models in order to calculate the turbulent transport from the explicitly known mean variables. Due to this interrelation the quality of the turbulence parameterization plays a crucial role for the quality of the weather forecast.

In the last years it turned out that thermal inhomogeneities of the land surface can lead to persisting circulations being much larger than the small-scale turbulence. It was discovered that these circulations have influence on the characteristics of the turbulence in the boundary layer and therefore also on the transport of heat and momentum. Usual parameterizations do not take into account these effects and are based on a homogeneous spectrum of turbulence.

Numerical investigations of the influence of inhomogeneities on the boundary layer lead to first estimates how to adapt current turbulence parameterizations. But in these studies only idealistic surface conditions (stripe- and checkerboard-like heterogeneities), idealistic model forcings and idealistic boundary layer conditions were applied. Moreover, these studies used a limited parameter space. Therefore, the first part of this thesis deals with a significant extension of these former idealistic studies. With the help of the generated results it is possible to unite current contrary interpretations of the influence of the inhomogeneity on the boundary layer and to create a general theory.

In the main part of this thesis a totally new approach towards the investigation of realistic inhomogeneities is chosen. In the large-eddy simulation model PALM different data sets coming from the LITFASS-2003 experiment are used for a realistic model forcing, but also for a comparison to the results of PALM. With the use of ensemble-averages of time-averaged, threedimensional model data it is possible to extract the structure of thermally induced mesoscale circulations over a realistic heterogeneous land surface and to extract the heat fluxes resulting from these circulations.

In contrast to results from existing publications the horizontally averaged heat fluxes induced by the realistic heterogeneity in LITFASS-2003 depend on the daytime and are relatively small compared to the heat fluxes aroused by the small-scale turbulence. Nevertheless, a comparison with local in-situ measurements in the lower and mid-part of the boundary layer shows that the heterogeneity-driven heat fluxes might lead to an error in these measurements.

In contrast to most of the idealistic studies a change in the mean profiles of heat fluxes is only observed in some extraordinary situations. Therefore, no significant global effect of the thermally induced mesoscale circulations on the turbulent heat fluxes exists, so that an adaptation of current parameterization of turbulent fluxes in numerical weather forecast models seems not to be necessary.

Keywords: thermal heterogeneity, mesoscale circulation, large-eddy simulation

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Die atmosphärische Grenzschicht . . . . .	1
1.2	Die Grenzschicht in der numerischen Wettervorhersage . . . . .	3
1.2.1	Schwächen der Turbulenzparametrisierung in mesoskaligen Modellen	4
1.2.2	Die turbulenten Flüsse am Erdboden . . . . .	6
1.3	Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Inhomogenitäten auf die Grenzschicht . . . . .	8
1.4	Untersuchungen der Grenzschicht mit turbulenzauflösenden Modellen . .	9
1.5	LES-Studien zum Einfluss von Inhomogenitäten auf die Grenzschicht . .	10
1.6	Das LITFASS-2003 Experiment und Ziele dieser Arbeit . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Das LES-Modell PALM</b>	<b>14</b>
2.1	Die prognostischen Modellgleichungen . . . . .	14
2.2	Die Turbulenzschließung in PALM . . . . .	19
2.3	Diskretisierung und Zeitschrittverfahren . . . . .	20
2.4	Randbedingungen in PALM . . . . .	23
2.5	Parallelisierung von PALM und verwendete Hochleistungsrechner . . . .	26
<b>3</b>	<b>Die CBL über homogenem und idealisiert inhomogenem Untergrund</b>	<b>27</b>
3.1	Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht über homogenem Untergrund	27
3.2	Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht über idealisiert inhomogenem Untergrund . . . . .	31
3.2.1	Vorgabe der idealisierten Heterogenität und Anpassungen des Modellcodes . . . . .	32
3.2.2	Allgemeine Rand- und Anfangswerte der idealisierten Studie . . .	35
3.2.3	Ergebnisse der Studie über idealisiertem Untergrund . . . . .	36
3.2.4	Einfluss verschiedener Parameter auf die Entwicklung einer mesoskaligen Zirkulation . . . . .	44
3.3	Resümee der Untersuchungen von idealisierten Inhomogenitäten . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Das LITFASS-2003 Experiment und seine Verwendung in PALM</b>	<b>53</b>
4.1	Das LITFASS-2003 Experiment . . . . .	53
4.1.1	Mikrometeorologische Messungen . . . . .	55
4.1.2	Fernsondierung . . . . .	58

4.1.3	Scintillometer . . . . .	59
4.1.4	Hubschrauberschleppsonde Helipod . . . . .	61
4.1.5	Sonstige Messungen und Beobachtungen . . . . .	64
4.1.6	Witterung während LITFASS-2003 . . . . .	65
4.2	Implementierung von realen Heterogenitäten und Modellinitialisierung . .	65
4.2.1	Vorgabe der realen Heterogenität . . . . .	65
4.2.2	Initialisierung und Antrieb der LITFASS-Simulationen . . . . .	67
4.3	Quantitative Bestimmung heterogenitätsinduzierter Variablen in der Grenzschicht . . . . .	70
4.4	Bestimmung eines ausreichenden Randbereiches . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Simulationen zum LITFASS-2003 Experiment</b>	<b>78</b>
5.1	Mittlere Grenzschichteigenschaften . . . . .	81
5.1.1	Profile . . . . .	81
5.1.2	Zeitreihen . . . . .	86
5.2	Analyse der Grenzschichthöhen . . . . .	89
5.2.1	Auswirkung der Heterogenität auf die Grenzschichthöhe an einzelnen Orten im LITFASS-Gebiet . . . . .	93
5.3	Blending height während LITFASS-2003 . . . . .	98
5.4	Mesoskalige Zirkulationen während LITFASS-2003 . . . . .	101
5.4.1	Räumlich-zeitliche Struktur der TMCs . . . . .	102
5.4.2	Abmessungen und Periodizität der TMCs . . . . .	107
5.5	Heterogenitätsinduzierte Wärmeflüsse während LITFASS-2003 . . . . .	113
<b>6</b>	<b>Vergleich der LITFASS-2003 Simulationen mit in-situ Messungen</b>	<b>123</b>
6.1	Vergleich von Lidar-, Helipod- und LES-Ergebnissen . . . . .	123
6.1.1	Ergebnisvergleich der spezifischen Feuchte . . . . .	123
6.1.2	Ergebnisvergleich der turbulenten Wärmeflüsse . . . . .	125
6.2	Hochaufgelöste Simulation zum 30.5.2003 . . . . .	133
6.2.1	Fehleranalyse der Helipodmessungen anhand von virtuellen Flügen	135
6.2.2	Vergleich von Scintillometer- und LES-Ergebnissen . . . . .	140
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>148</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>152</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>162</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>167</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>168</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Die atmosphärische Grenzschicht

Alle wesentlichen Wetterphänomene in der Erdatmosphäre finden in der Troposphäre statt, die sich je nach Jahreszeit und geographischer Breite vom Erdboden bis in eine Höhe von 8-18 km erstreckt. Die Troposphäre besteht aus zwei Schichten: Aus der atmosphärischen Grenzschicht und der darüberliegenden freien Atmosphäre. Dabei sind die physikalischen Vorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht in erster Linie direkt vom Boden beeinflusst, während die der freien Atmosphäre wesentlich von synoptischskaligen Zuständen gesteuert werden. STULL (1988) zum Beispiel definiert die Grenzschicht als den Teil der Troposphäre, der innerhalb einer Stunde auf Einflüsse der Erdoberfläche (z.B. Reibungskräfte, Verdunstung) reagiert. Die atmosphärische Grenzschicht wiederum gliedert sich in die wenige Millimeter dicke viskose Unterschicht (Transport von Temperatur und Feuchte nur durch molekulare Diffusion), die darüberliegende vertikal etwa 20-100 m umfassende Prandtl-Schicht (höhenkonstanter turbulenter Transport) und die sich anschließende Ekman- oder Mischungsschicht (lineare Abnahme des turbulenten Transportes mit zunehmender Höhe), die den größten Anteil der Grenzschicht ausmacht (SORBJAN, 1989). Der Übergang von der Grenzschicht zur freien Atmosphäre äußert sich durch einen schmalen Bereich (der Entrainment Zone), in dem tagsüber turbulenzbedingt Luft aus der freien Atmosphäre in die Grenzschicht eingemischt wird. Eine schematische Darstellung dieser Einteilung ist in Abb. 1.1 zu sehen.

Die bedeutendste Eigenschaft der atmosphärischen Grenzschicht ist die ständige Gegenwart von Turbulenz, d.h. von Luftwirbeln (engl. "eddies") unterschiedlicher Größe. Diese können durch den Einfluss von Wind (Turbulenzproduktion durch Scherung) und/oder durch eine thermisch instabile Schichtung (Turbulenzproduktion durch Auftriebskräfte) entstehen. Die Wirbelgröße liegt im allgemeinen zwischen  $10^{-3}$ - $10^3$  m, und ist vom Abstand zum Erdboden abhängig. In Bodennähe können aufgrund des festen unteren Randes nur die kleinsten Wirbel existieren, während die größten Wirbel vertikal die gesamte Grenzschicht umfassen. Der turbulente Transport (auch turbulenter Fluss genannt) von Impuls, Wärme und Feuchte ist um ein Vielfaches größer als die molekulare Diffusion dieser Variablen, so dass der Impuls- Wärme- und Feuchtetransport in der Grenzschicht fast ausschließlich von der Stärke der Turbulenz abhängt (STULL, 1988). Die effektive turbulente Durchmischung führt tagsüber zu einer neutralen Temperaturschichtung innerhalb der Grenzschicht, während in der freien Atmosphäre eine stabile Schichtung vorherrscht, in der keine turbulenten Transporte stattfinden.

Nachts schwächt sich die Turbulenz im allgemeinen ab, da hier in erster Linie nur Windscherungseffekte zur Turbulenzproduktion beitragen. Bei geringen Windgeschwin-

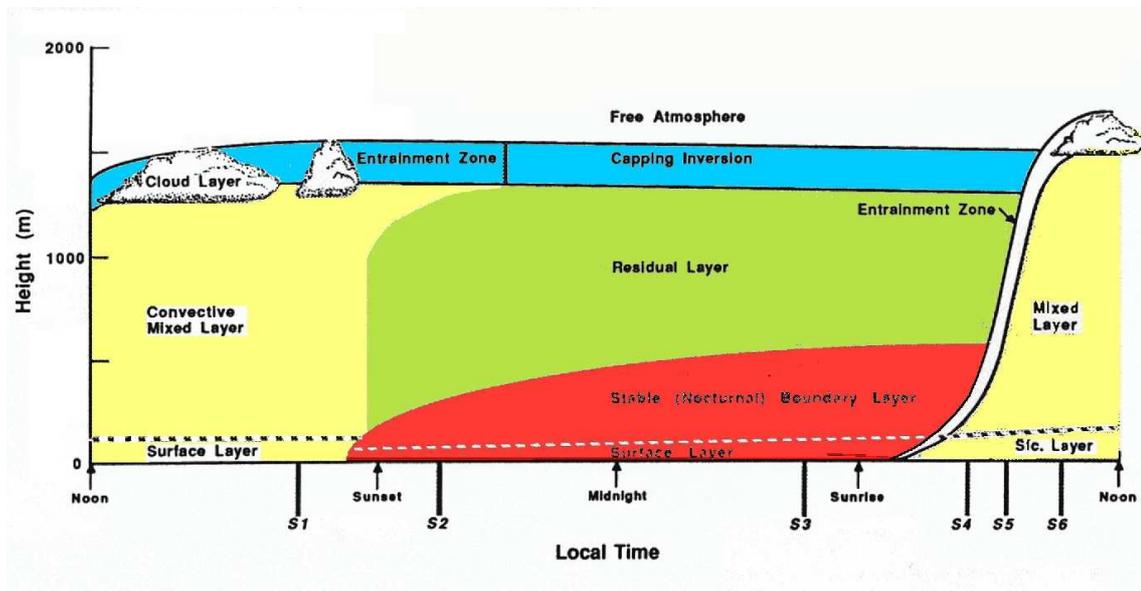


Abbildung 1.1: Aufbau und Tageszyklus der atmosphärischen Grenzschicht (aus STULL (1988), modifiziert).

digkeiten und synoptisch bedingten Absinkbewegungen der Luft (Hochdruckeinfluss) kann es nachts zur Ausprägung einer stabilen Grenzschicht kommen, d.h. die potentielle Temperatur nimmt kontinuierlich mit der Höhe zu und der turbulente Transport ist gering. Am Tage jedoch, vor allem im Sommer, führt die starke Sonneneinstrahlung zu einer stark positiven Energiebilanz des Erdbodens und damit zu dessen Erwärmung, da die Luft die kurzweilige Sonnenstrahlung nur in geringem Maße absorbiert (LIU, 2002). Durch die lokal unterschiedliche Erwärmung der Erdoberfläche (Unterschiede in Albedo, Wärmeleitfähigkeit des Bodens, Schattenbereiche, etc.) führt der molekulare Wärmetransport in der viskosen Unterschicht und der turbulente Wärmetransport in der Prandtl-Schicht zunächst zu einer horizontal inhomogenen Verteilung der Lufttemperatur nahe der Erdoberfläche. Dies bedeutet gleichzeitig auch Dichteunterschiede der Luft, welche wiederum zu lokalen Differenzen im Luftdruck führen. In der Folge entstehen kleinräumige Ausgleichsströmungen, die jedoch aufgrund des permanenten Wärmeeintrags des Erdbodens in die Atmosphäre und damit einhergehender Labilisierung turbulenten Charakter besitzen (GARRATT, 1992). Im Tagesverlauf entwickeln sich immer größere Wirbel, da die Grenzschicht im Laufe der Zeit anwächst und so auch die vertikale Ausdehnung der Wirbel zunehmen kann. Das Anwachsen der Grenzschicht entsteht im Wesentlichen durch Entrainment an der Obergrenze der Grenzschicht, d.h. durch die turbulenzbedingte Einmischung wärmerer Luft aus der stabil geschichteten freien Atmosphäre in die Grenzschicht. Dies ist mit einem Massenzuwachs verbunden, der zwangsläufig gleichzeitig auch das Luftvolumen der Grenzschicht erhöht (GARRATT, 1992). Ein weiterer Grund für das Grenzschichtwachstum ist in der Erwärmung und damit der Volumenausdehnung der Grenzschichtluft selbst zu sehen. Unter diesen Be-

dingungen spricht man von einer konvektiven Grenzschicht, mit deren numerischer Untersuchung sich die vorliegende Arbeit beschäftigt (in Anlehnung an den engl. Ausdruck „convective boundary layer“ wird in dieser Arbeit die Abkürzung „CBL“ verwendet).

Die Höhe der atmosphärischen Grenzschicht hängt stark vom solaren Strahlungsangebot und von synoptischen Absink- bzw. Auftriebsbewegungen ab, die mit Hoch- bzw. Tiefdruckgebieten verknüpft sind. Hochdruckeinfluss begünstigt eine klar definierte Obergrenze der atmosphärischen Grenzschicht, die im Sommer tagsüber eine Höhe von etwa 3 km erreichen kann, während sie in der Nacht meist nur wenige hundert Meter dick ist. Tiefdruckeinfluss ruft dagegen großräumig starke Vertikalbewegungen der Luft hervor (besonders im Bereich der Kaltfront), die häufig mit der Bildung von großen Cumulus- oder Cumulonimbuswolken und Niederschlag einhergehen. In diesen Fällen lässt sich häufig keine klare Obergrenze der Grenzschicht erkennen, da sich die synoptisch bedingten Vertikalbewegungen aufgrund der hochreichenden labilen Schichtung durch die gesamte Troposphäre erstrecken (STULL, 1988).

## 1.2 Die Grenzschicht in der numerischen Wettervorhersage

Da in der atmosphärischen Grenzschicht der Austausch von Impuls, Wärme und Feuchte zwischen Erdboden und freier Atmosphäre stattfindet, kommt ihr auch in der numerischen Wettervorhersage eine besondere Bedeutung zu. In numerischen Modellen müssen die prognostischen Gleichungen zeitlich gemittelt und diskretisiert werden, d.h. auf ein numerisches (dreidimensionales) Gitter übertragen werden. Aufgrund der heute zur Verfügung stehenden limitierten Rechenleistung wird in operationell eingesetzten mesoskaligen numerischen Wettervorhersagemodellen (NWPs, z.B. Lokal-Modell (LM) und Global-Modell (GME) vom Deutschen Wetterdienst, DWD) eine horizontale Auflösung (Abstand zweier Gitterpunkte) von mehreren Kilometern verwendet. Bei globalen Wettervorhersage- oder Klimamodellen (GCMs) liegt die horizontale Auflösung sogar bei  $10^1$ - $10^2$  km.<sup>1</sup> Folglich ist die explizite Berechnung von Turbulenz und damit auch vom turbulenten Transport mit mesoskaligen Modellen nicht möglich, so dass eine klare Separation zwischen turbulenter (subskaliger) und mesoskaliger (aufgelöster) Skala besteht (PIELKE, 2002). Diese beiden Skalen werden daher numerisch unterschiedlich behandelt.

Bei der in mesoskaligen Modellen für die prognostischen Gleichungen verwendeten zeitlichen Reynolds-Mittelung (REYNOLDS, 1895) entsteht ein zusätzlicher Term, der die (unbekannten) turbulenten Flüsse enthält<sup>2</sup>. Dies führt zum sogenannten “Schließungsproblem”, da das Gleichungssystem nun mehr Unbekannte als Gleichungen enthält. Für die

---

<sup>1</sup>Die Wahl der Auflösung ist durch die heutige Rechenleistung eingeschränkt. Da die Rechenzeit proportional zur Anzahl der Punkte des numerischen Gitters ist, entspricht eine Halbierung der horizontalen Gitterweite einer Vervierfachung der Gitterpunkte und damit auch der Rechenzeit. Dies würde die heutige Rechenzeit für einen Lauf des Lokal-Modells des DWD von etwa 6 h auf 24 h erhöhen, so dass eine Vorhersage für den nächsten Tag nicht möglich wäre.

<sup>2</sup>Wie in Kap. 2 gezeigt wird, entsteht ein solcher Term auch bei anderen Filterungen.

Lösung der Gleichungen wird eine Parametrisierung der turbulenten Flüsse eingeführt, d.h. die turbulenten Schwankungen werden mit Hilfe von mathematisch-physikalischen Zusammenhängen aus den mittleren Größen abgeleitet, die auf dem diskreten numerischen Gitter explizit berechnet worden sind. Die Qualität der Wettervorhersage hängt also u.a. von der Güte der Parametrisierung der turbulenten Flüsse in der Grenzschicht ab (PIELKE, 2002). Das am häufigsten benutzte Parametrisierungsschema in NWP's und GCMs für den turbulenten Fluss  $\overline{u'_i\phi'}$  in der Ekman-Schicht ist eine Schließung erster Ordnung, die mit einem in Analogie zur melokularen Diffusion hergeleiteten Gradientenansatz realisiert wird:

$$\overline{u'_i\phi'} = -K_\phi \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x_i}. \quad (1.1)$$

$K_\phi$  wird als turbulenter Austauschkoefizient der Variable  $\phi$  bezeichnet und ist im Gegensatz zum molekularen Austauschkoefizienten von Ort und Zeit abhängig. Für die Berechnung von  $K_\phi$  in der Mischungsschicht wurden u.a. von BLACKADAR (1979); MCNIDER und PIELKE (1981) Vorschläge gemacht, die heute noch breite Verwendung in NWP's finden. In der Prandtl-Schicht hingegen werden horizontal homogene und höhenkonstante turbulente Flüsse angenommen, die mit Hilfe der analytischen Monin-Obukhov'schen Ähnlichkeitstheorie (MO-Theorie, MOST; MONIN und OBUKHOV, 1954) berechnet werden können.

MELLOR und YAMADA (1974, 1982) leiteten Turbulenz-Schliessungen höherer Ordnung ab, die prognostische Gleichungen für die turbulenten Flüsse beinhalten und daher einen deutlich höheren Rechenaufwand bedeuten. Im LM wird z.B. seit kurzem eine Schließung 2.5-facher Ordnung verwendet (RASCHENDORFER, 1999).

### 1.2.1 Schwächen der Turbulenzparametrisierung in mesoskaligen Modellen

Alle gebräuchlichen Turbulenzschliessungen wurden nur für den „klassischen“ turbulenten Transport durch eine Vielzahl einzelner Eddies hergeleitet. Der Transport durch Strukturen, die größer oder langlebiger als die turbulente Längen- bzw. Zeitskala (Def. siehe Gl. (4.15)), aber kleiner als die Gitterweite der NWP's sind, wurde dabei nicht eingeschlossen. MAHRT (1987); CHEN und AVISSAR (1994) führen dies als wesentlichen Schwachpunkt der oben genannten Parametrisierungen an, da durch Inhomogenitäten der Landoberfläche turbulenzübergeordnete Strukturen entstehen können, wie z.B. mesoskalige Zirkulationen (OOKOUCHI *et al.*, 1984; ANTHES, 1984; SEGAL *et al.*, 1988; AVISSAR und PIELKE, 1989; SEGAL und ARRITT, 1992; DORAN *et al.*, 1995; AVISSAR und LIU, 1996).

Landoberflächeninhomogenitäten lassen sich in orographische und thermische Inhomogenitäten einteilen. Erstere haben erwiesenermaßen starken Einfluss auf das allgemeine Wettergeschehen (Ausprägung lokaler Windsysteme, erzwungene Hebung von Luft mit nachfolgendem Niederschlag, etc.) und sind in allen operationellen Wettervorhersagemodellen entsprechend der jeweiligen Gitterauflösung enthalten. Die vorliegende

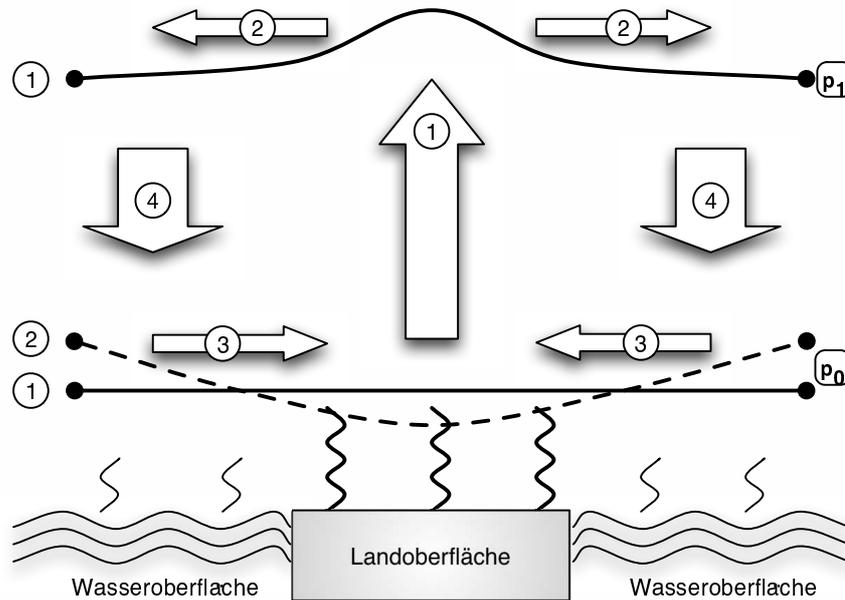


Abbildung 1.2: Beispielhafte Darstellung einer Land-Seewind Zirkulation in vier Phasen. Durchgezogene und gestrichelte Linien stellen Druckflächen in einer niedrigen Höhe (hoher Druck,  $p_0$ ) und in einer großen Höhe (niedriger Druck,  $p_1$ ) dar. Die Pfeile symbolisieren Luftbewegungen, die durch die warme Landoberfläche (Phase 1), durch Druckunterschiede (Phase 2 und 3) oder aus Kontinuitätsgründen entstehen (Phase 4).

Arbeit beschäftigt sich jedoch mit dem unbekannteren Einfluss von thermischen Inhomogenitäten, die durch unterschiedliche Landnutzungsformen (z.B. Wald, Gewässer, Ackerland) und Bodentyp (z.B. Sand, Lehm) hervorgerufen werden. Dabei geht in die Simulationen mittels der Rauigkeitslänge auch der Effekt der landnutzungstypischen gemessenen Bestandshöhe ein. Die Ausdrücke „Inhomogenitäten“ bzw. „Heterogenitäten“ beziehen sich aus diesem Grund im Folgenden immer auf horizontale Temperatur(fluss)- und Feuchte(fluss)unterschiede an der Erdoberfläche.

Eine thermisch induzierte mesoskalige Zirkulation (nach LETZEL und RAASCH (2003) kurz als „TMC“ bezeichnet) ist mit einem Land-Seewind vergleichbar, der durch großräumige horizontale Druckunterschiede entsteht. Abb. 1.2 veranschaulicht die Entstehung einer solchen Struktur. Am Morgen eines Tages herrschen horizontal homogene Temperatur- bzw. Druckbedingungen. Wenn sich nun im Tagesverlauf eine Bodenfläche stärker erwärmt als die umgebenden Flächen, so erwärmt sich auch die bodennahe Luft über dieser Fläche stärker als die Luft über den anderen Flächen. Die Temperaturänderungen führen gleichzeitig zu Dichteänderungen, da wärmere Luft leichter ist als kältere Luft. Als Konsequenz der horizontal inhomogenen Verteilung der Dichte entsteht ein Archimedischer Auftrieb und bodennahe Luftpakete über der wärmeren Fläche steigen auf (Phase 1). Dies führt zu einer Anhebung der Luftdruckflächen über diesem Gebiet, so dass in größeren Höhen ein horizontaler Druckgradient entsteht. Durch diesen horizontalen Druckunterschied werden ausgleichende Luftströmungen verursacht, welche mit

einem Luftmassenverlust über der stärker erwärmten Fläche und einem Luftmassenzuwachs über den benachbarten Flächen verbunden ist (Phase 2). Somit sinkt der Bodendruck über der stärker erwärmten Fläche, während er über den schwächer erwärmten Flächen steigt. In der Folge entstehen nun auch in bodennähe Ausgleichsströmungen, die schließlich über über der sehr warmen Landoberfläche konvergieren und den zentralen Aufwind verstärken (Phase 3). In der Folge der bodennahen Ausgleichsströmungen entstehen aus Kontinuitätsgründen große Abwindbereiche über den kälteren Oberflächen (z.B. über Wasser), wodurch sich die Zirkulation schließt (Phase 4). Solange die inhomogene bodennahe Temperaturverteilung z.B. durch Vorgabe eines inhomogenen fühlbaren Wärmeflusses aufrecht erhalten wird, kann auch die mesoskalige Zirkulation bestehen.

MAHRT (1987) weist darauf hin, dass in mesoskaligen Modellen die größten subskaligen und kleinsten aufgelösten Strömungsstrukturen (dies können angesprochene TMCs sein) in etwa die gleiche Größenordnung besitzen. Deshalb sei theoretisch eine starke Interaktion dieser Strukturen zu erwarten, die jedoch diese Modelle nicht abbilden können. Der Transport durch die größten subskaligen Bewegungen kann deshalb nicht auf einfache Weise mit dem aufgelösten Gradienten der transportierten Größe zurückgeführt werden, wie es Gl. (1.1) vorschlägt. Es ist zu erwarten, dass eine explizite Berücksichtigung dieser Transporte in den Parametrisierungen für den subskaligen Fluss nötig ist. In einer analytischen Studie über mesoskalige vertikale Wärmeflüsse fanden DALU und PIELKE (1993) heraus, dass diese bei Vernachlässigung eines synoptisch bedingten mittleren Windes die gleiche Größenordnung wie der turbulente vertikale Wärmefluss haben können. CHEN und AVISSAR (1994) stellten in ihren numerischen Untersuchungen sogar fest, dass der mesoskalige Wärmefluss größer sein kann als der turbulente Wärmefluss. Neuere Parameterisierungen für die subskaligen turbulenten Flüsse von LYNN *et al.* (1995); PIELKE *et al.* (1997); AROLA (1999) berücksichtigen deshalb den Einfluss von Bodenheterogenitäten durch die Einführung heterogenitätscharakteristischer Parameter, z.B. der typischen Größe der inhomogenen Oberflächenstrukturen sowie deren Temperaturamplitude. Diese Parameterisierungen wurden jedoch aus Untersuchungen mit mesoskaligen Modellen abgeleitet und gelten daher in erster Linie für die bzgl. der simulierten Größenskala übergeordnete Klasse der GMCs. Daher sind weitere Verbesserungen der Turbulenzparametrisierung nötig, insbesondere für operationell eingesetzte mesoskalige Wettervorhersagemodelle. Für deren Verbesserung können wiederum Ergebnisse aus hochauflösenderen Modellen wie Grobstruktursimulationsmodellen verwendet werden.

## 1.2.2 Die turbulenten Flüsse am Erdboden

Abgesehen von den Problemen der Turbulenzparametrisierung besteht in mesoskaligen Modellen das prinzipielle Problem, dass innerhalb einer Gitterzelle auch am Erdboden homogene Bedingungen herrschen und real vorhandene subskalige Oberflächeninhomogenitäten in Temperatur und Feuchte durch verschiedene Mittelungsmethoden zu einem repräsentativen Wert zusammengefasst werden müssen (z.B. AVISSAR und PIELKE, 1989). Die gebräuchlichste Mittelung ist die "Mosaikmethode" (z.B. KOSTER und SUAREZ, 1992), bei der jede Gitterzelle in homogene Teilgebiete unterteilt wird, die unabhängig voneinander mit der darüberliegenden Atmosphärenschicht gekoppelt sind.

Der gesamte mittlere Fluss an der Erdoberfläche für eine Gitterzelle ergibt sich hierbei mit Hilfe eines Bulk-Ansatzes aus der Summe aller homogener “Teilflüsse”, die mit den jeweiligen Flächenanteilen gewichtet sind (hier für den fühlbaren Wärmefluss dargestellt, AROLA, 1999):

$$\overline{H}_3 = \sum_{i=1}^n \rho c_p d_i C_H^i \overline{|\vec{v}_{\text{hor}}|} (\theta_s^i - \overline{\theta}_z). \quad (1.2)$$

Hierbei bezeichnet  $n$  die Anzahl der Teilgebiete innerhalb einer Gitterzelle des NWP,  $\overline{H}_3$  den mittleren vertikalen Wärmefluss an der Erdoberfläche,  $\rho$  die Luftdichte,  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität,  $d_i$  den Teilflächenanteil an der Gesamtfläche,  $C_H^i$  den Transferkoeffizienten des jeweiligen Oberflächentyps  $i$ ,  $\theta_s^i$  die potentielle Temperatur an der Erdoberfläche des jeweiligen Oberflächentyps und  $\overline{|\vec{v}_{\text{hor}}|}$  sowie  $\overline{\theta}_z$  den mittleren Wind bzw. die mittlere potentielle Temperatur im Referenzniveau  $z$ .

Die Berechnungen der Teilflüsse wird durch eindimensionale Bodenmodelle, sogenannte SVAT-Modelle (“Soil-Vegetation-Atmosphere Transfer-Modelle”), realisiert. Die eindimensionalen SVAT-Modelle berechnen dazu Variablen wie Bodenfeuchte und Bodentemperatur in mehreren Tiefenschichten, an der Erdoberfläche und in einer darüberliegenden Luftschicht (MCCUMBER und PIELKE, 1981; SELLERS *et al.*, 1986). Dazu berücksichtigen sie eine Vielzahl von Boden- und Vegetationsparametern (Bodentyp, Wassergehalt, Wärmeleitfähigkeit, Wurzeltiefe, Vegetationshöhe, Blattflächenindex, Stomata-Widerstand, etc.) und den Strahlungshaushalt. AROLA (1999) zeigt jedoch auf, dass diese Methode mehrere Fehlerquellen hat, u.a. setzt sie in der gesamten Gitterzelle des NWP homogene Bedingungen für Temperatur, Feuchte und Windgeschwindigkeit im Referenzniveau  $z$  voraus, das üblicherweise der untersten Atmosphärenschicht des mesoskaligen Modells entspricht. Daraus folgt, dass die mittlere Temperatur und die mittlere Windgeschwindigkeit der in sich homogenen Teilgebiete nur bis zu einer bestimmten Höhe inhomogen verteilt sein dürfen, da ansonsten große Ungenauigkeiten hinsichtlich eines repräsentativen Wärmeflusses am Erdboden auftreten. Die Höhe, in der nicht-turbulente inhomogene Eigenschaften verschwinden, nennt man Mischungshöhe ( $z_{\text{bl}}$ , engl. “blending height”, WIERINGA, 1976; MASON, 1988). Bodenheterogenitäten können jedoch ab einer gewissen Größe mesoskalige Zirkulationen hervorrufen, die sich durch die gesamte vertikale Grenzschicht erstrecken, so dass keine Mischungshöhe existiert und die Mosaikmethode keine zuverlässigen mittleren Flusswerte liefert. AROLA (1999) entwickelte auch für dieses Problem eine den heterogenen Bedingungen angepasste Parameterisierung, deren wesentlicher Faktor eine Berücksichtigung der Mischungshöhe im Bulk-Ansatz ist. Die Mischungshöhe wurde hierbei den Untersuchungen zum Einfluss von heterogen verteilten Rauheitslängen auf die Grenzschicht von MASON (1988) übernommen, der aber nur grobe Abschätzungen liefert. Neuere Studien von ALBERTSON und PARLANGE (1999b); BOU-ZEID *et al.* (2004) zeigen einen verbesserten Zusammenhang zwischen der Größe der Oberflächenrauheits-Inhomogenitäten und der Mischungshöhe, jedoch wurden auch diese Untersuchungen nur für ein idealisiertes eindimensional verteiltes Heterogenitätsmuster durchgeführt. Zudem wurde der Einfluss von thermischen Bodenheterogenitäten in diesem Zusammenhang noch nicht untersucht.

### 1.3 Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Inhomogenitäten auf die Grenzschicht

Um die oben genannten Defizite der mesoskaligen Modellierung zu klären und zu beheben, wurden in den letzten 20 Jahren viele experimentelle Untersuchungen durchgeführt: HAPEX-MOBILHY (ANDRÉ *et al.*, 1990), FIFE (SELLERS *et al.*, 1992), MONSOON'90 (KUSTAS und GOODRICH, 1994), CODE (MAHRT *et al.*, 1994a), NOPEX (HALLDIN und GRYNING, 1999), CASES (YATES *et al.*, 2001), BOREAS (SELLERS *et al.*, 1995; MAHRT *et al.*, 2001), LITFASS98 (BEYRICH *et al.*, 2002a,b) und OASIS (ISAAC *et al.*, 2004). Doch auch im experimentellen Bereich hat es sich als schwierig erwiesen, turbulenzübergeordnete Strukturen, die nicht-synoptisch bedingt sind, zu erfassen und ihren Einfluss zu messen. Der wesentliche Grund dafür ist, dass das Signal der Zirkulationsströmung von stärkeren turbulenten Schwankungen überlagert ist. Weiterhin erstrecken sich die TMCs über mehrere Kilometer und ihre Existenz, Lokalität und Ausprägung ist in der Realität *a priori* nicht bekannt. Unter finanziellen Aspekten ist es nicht möglich, ein Experiment mit einem ausreichend feinmaschigen Messnetz feststehender Sensoren durchzuführen. Eine Alternative hierfür sind Messungen mit einem Flugzeug oder einer Hubschrauberschleppsonde (LENSCHOW *et al.*, 1999; BANGE *et al.*, 2002), die aber ebenfalls technischen Einschränkungen unterliegen (z.B. Flugdauer, Linienmessung). MAHRT *et al.* (1994b) zeigten zumindest, dass mit Hilfe von Flugmessungen in Bodennähe (hier 33 m) eine Detektion von internen Grenzschichten und daraus resultierenden starken horizontalen Diskontinuitäten in Temperatur und Feuchte möglich ist. Weiterhin werden die Messperioden aus finanziellen, logistischen und technischen Gründen (vorbereitende Maßnahmen, z.B. aktuelle Eichungen) meist weit im voraus geplant und festgelegt. Dadurch sind die synoptischen Bedingungen im Experiment nicht immer optimal. In Bezug auf ein Experiment, in dem der Einfluss von thermischen Inhomogenitäten auf die Grenzschicht untersucht werden soll, sind z.B. starke Bewölkung, Regen, Warm- oder Kaltluftadvektion sowie ein starker geostrophischer Wind als ungünstige Einflussfaktoren zu nennen, da sie die Ausprägung lokaler Temperaturanomalien am und über dem Erdboden vermindern. In einigen der oben genannten Experimente waren diese synoptischen Einschränkungen sogar der Regelfall, so dass sich die Interpretationen der Messergebnisse hinsichtlich inhomogener Einflüsse als schwierig erwies.

Ein zusätzliches Problem bei Experimenten stellt die Ungenauigkeit der Messsensoren dar, die allerdings in den letzten Jahren stark verbessert wurde und je nach Sensor und gemessener Größe zwischen 1-5 % liegt (FOKEN, 2003). Weiterhin ist die Repräsentativität der lokalen Messungen an Bodenstationen hinsichtlich der weiteren Umgebung insbesondere bei Untersuchungen über stark inhomogenem Gelände (bzgl. Landnutzungsformen) durch die sogenannten Fetch-Bedingungen limitiert, d.h. durch den Signaltransport des mittleren Windes. Des Weiteren führt die Aufsummierung aller gemessenen Energieflüsse zu einem Zeitpunkt in der Regel nicht zur Schließung der Strahlungsbilanz, d.h. die Summe aus turbulentem latenten, turbulentem fühlbarem Wärmefluss und dem Bodenwärmefluss ist nicht gleich dem theoretischen Energieeintrag, der sich aus der absorbierten kurzwelligen Sonneneinstrahlung ergibt. Das Residuum der Strahlungsbilanz

betrug bei den großen oben erwähnten Feldexperimenten 10-20% (FOKEN, 2003). Der wesentliche Grund für diese Abweichungen ist bis heute unbekannt, jedoch wird immer wieder auf mögliche heterogenitätsinduzierte Einflüsse verwiesen (MAHRT, 1998; FINNIGAN *et al.*, 2003), die nicht durch die Fetch-Ausrichtung berücksichtigt werden. Bis heute konnte dieser heterogenitätsinduzierte Einfluss unter realistischen Bedingungen weder durch theoretische, noch durch experimentelle oder numerische Untersuchungen quantitativ bestimmt werden.

## 1.4 Untersuchungen der Grenzschicht mit turbulenzauflösenden Modellen

Um adäquatere Untersuchungen in Bezug auf die Turbulenzeigenschaften der konvektiven Grenzschicht durchführen zu können, wurden in den 1970er Jahren turbulenzauflösende, nicht-hydrostatische numerische Modelle für die Grundlagenforschung entwickelt. Die dort verwendete Grobstruktursimulations- (engl. "Large-Eddy Simulation", LES) Technik löst ähnlich wie die mesoskaligen Modelle dreidimensionale prognostische Gleichungen für Impuls, Temperatur und Feuchte. Im Gegensatz zu den mesoskaligen Modellen wird bei der Herleitung der prognostischen Gleichungen im LES-Modell keine Reynolds-Mittelung vorgenommen, sondern ein verwandter lokaler räumlicher Filter benutzt. Kap. 2 gibt eine Übersicht über die Gleichungen des für diese Arbeit verwendeten LES-Modells. Grundlegende Entwicklungen der LES-Technik wurden von LILLY (1967) und DEARDORFF (1974b, 1980) erarbeitet. Die explizite Simulation von Turbulenzelementen erfordert in der LES eine geringe Gitterweite von maximal 100-200 m. Nur dann beinhaltet das aufgelöste Wirbelspektrum den größten Energieanteil der turbulenten Strömung - die Grundcharakteristik der LES. Durch den für die Herleitung der Gleichungen angewandten Filter ist die subskalige Turbulenz vom aufgelösten Anteil getrennt und muss durch eine Parametrisierung (z.B. DEARDORFF, 1980) berücksichtigt werden. Der parameterisierte Anteil ist jedoch in den meisten Fällen nur bis zur zweiten vertikalen Modellebene oberhalb des Erdbodens signifikant, so dass die turbulente Strömung nahezu in der gesamten konvektiven Grenzschicht aufgelöst werden kann. Durch die vergleichsweise hohe Auflösung ist der Bedarf an Rechenleistung bei der Benutzung der LES-Modelle besonders hoch, so dass sich die horizontale Ausdehnung des Modellgebietes auch mit heutigen Rechenkapazitäten meist auf einige Kilometer beschränkt.

Zu Beginn der LES-Entwicklung wurden mit den turbulenzauflösenden Modellen prinzipielle Untersuchungen der konvektiven Grenzschicht über flachem homogenem Untergrund durchgeführt, u.a. um modellierte und experimentell bestimmte Ergebnisse zu vergleichen und somit die LES-Technik zu verifizieren und zu optimieren (DEARDORFF, 1974b; MOENG, 1984; MASON, 1989; SCHMIDT und SCHUMANN, 1989). Seit den 1990er Jahren interessiert sich die wissenschaftliche Gemeinschaft aufgrund der erwähnten Problematik in mesoskaligen Modellen zunehmend auch für den Einfluss von thermischen Heterogenitäten auf die Grenzschicht. Der Vorteil der LES gegenüber rein experimen-

tellen Studien liegt bei der Untersuchung von inhomogenen Einflüssen auch darin, dass eine Simulation der konvektiven Grenzschicht über heterogener Landoberfläche unter exakt den gleichen Bedingungen für eine homogene Landoberfläche wiederholt werden kann. Damit lassen sich die beiden Simulationen direkt vergleichen, um aufgetretene inhomogene Einflüsse auf die Grenzschicht klar zu detektieren.

## 1.5 LES-Studien zum Einfluss von Inhomogenitäten auf die Grenzschicht

In Kap. 3.2 werden bisherige Ergebnisse von LES-Studien zur konvektiven Grenzschicht über inhomogener Landoberfläche ausführlich dargestellt. Zunächst soll jedoch ein erster Einblick in diese Thematik gegeben werden.

Erste Arbeiten (HECHTEL *et al.*, 1990; HADFIELD *et al.*, 1991, 1992) beschäftigten sich aufgrund der limitierten Computerressourcen mit kleinräumigen Inhomogenitäten von einigen hundert Metern und fanden keinen wesentlichen Einfluss auf die Struktur der konvektiven Grenzschicht. HECHTEL *et al.* (1990) stellten zudem keine Verbindung zwischen der Entstehung größerer Wirbelstrukturen und der zufällig verteilten Bodeninhomogenität fest. Wie sich in späteren Studien von SHEN und LECLERC (1995) und RAASCH und HARBUSCH (2001) bzgl. des Einflusses von kleinräumigen, idealisiert zweidimensional (schachbrettartig) verteilten Inhomogenitäten auf die Grenzschicht herausstellte, muss die charakteristische Skala der thermischen Heterogenität mindestens so groß sein wie die Höhe der Grenzschicht, um einen positiven Effekt auf Varianzen, Vertikaltransport von turbulenter kinetischer Energie und Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit zu haben. Eine deutliche Veränderung der Temperatur- und Wärmeflussprofile wurde in diesen Arbeiten jedoch nicht beobachtet.

Untersuchungen bzgl. größerskaliger Inhomogenitäten gab es bisher nur für idealisierte, eindimensional (“streifenförmig”, 1D) angeordnete Fälle. AVISSAR und SCHMIDT (1998) führten eine solche LES-Studie mit verschiedenen Oberflächenparametern durch, z.B. simulierten sie konvektive Grenzschichten über unterschiedlich großen Inhomogenitäten (2-40 km). Dabei stellten sie fest, dass sich bei größeren Wellenlängen der Inhomogenität ( $\geq 5$  km) mesoskalige, rollenartige Zirkulationen einstellen, die deutliche Effekte in den mittleren Profilen der Temperatur und des fühlbaren Wärmeflusses hervorrufen. Dieser Zirkulationstyp entspricht der idealisierten Darstellung des Land-Seewindes in Abb. 1.2. LETZEL und RAASCH (2003) erweiterten diese Untersuchung und führten an, dass es sich um einen zeitlich oszillierenden Effekt handelt, der abwechselnd zu einem Anstieg und einer Abnahme der turbulenten kinetische Energie (TKE) bzw. zu einer konvexen und konkaven Krümmung des Wärmestromprofils führt. Konvexe Krümmung bedeutet für den oberen Teil der Mischungsschicht eine stärkere Erwärmung als für den unteren Teil (hieraus folgt eine Stabilisierung), während eine konkave Krümmung diese Verhältnisse umkehrt. Die (zeitlich gedämpfte) Oszillation der TKE steht in Verbindung mit einer instabilen Zirkulation, die einem ständigen Wechsel von Verstärkung und Abschwächung unterliegt, der sich direkt in der Zeitreihe der TKE nachweisen lässt. Ein

wesentlicher Grund für diese Instabilität ist, dass die rollenförmigen mesoskaligen Zirkulationen einen ausgleichenden Effekt auf die inhomogene Temperaturverteilung haben, der sie entsprungen sind. Durch den Abbau der Temperatur- und damit auch Luftdruckgegensätze reduziert sich gleichfalls auch der physikalische Antrieb dieser Zirkulationen, die sich folglich abschwächen und einen erneuten Aufbau von horizontalen Temperatur- und Luftdruckgegensätzen durch den zeitlich konstant vorgegebene inhomogenen Wärmefluss am Erdboden zulassen (LETZEL und RAASCH, 2003). Es bleibt daher die Frage, ob dieser Effekt auch bei komplexeren Inhomogenitätsmustern auftritt.

ROY und AVISSAR (2000) schlagen aufgrund ihrer idealisierten LES-Untersuchungen eine horizontale Gitterweite von 5-10 km für mesoskalige Modelle vor, um den Einfluss von mesoskaligen Zirkulationen ausreichend zu berücksichtigen. Ihrer Meinung nach reicht diese Auflösung aus, um eine klare Trennung zwischen turbulentem und mesoskaligem Regime zu erhalten, so dass die Parametrisierungen für die turbulenten Flussanteile in diesem Fall volle Gültigkeit haben. GOPALAKRISHNAN und AVISSAR (2000) untersuchten in ihren Simulationen die Partikelverlagerung mit der turbulenten Strömung und führten als wesentlichen Effekt der eindimensionalen mesoskaligen Zirkulationen die im Vergleich zur Grenzschicht über homogenem Untergrund deutlich effektivere horizontale Durchmischung an. Ein Beitrag von PATTON *et al.* (2005) beschäftigt sich mit dem quantitativen Einfluss von mesoskaligen Zirkulationen auf die vertikalen Wärmeflüsse und stellt heraus, dass diese höhenabhängig bis zu 70 % zum Gesamtfluss beitragen können. Doch auch diese Studie schreibt am Boden eine eindimensionale Heterogenität vor, allerdings nur hinsichtlich der initialen Bodenfeuchte und Temperatur. Durch die Kopplung mit einem SVAT-Modell und der Vorgabe einer einfallenden konstanten Nettostrahlung wird in dieser Studie der Einfluss von turbulenten und mesoskaligen Bewegungen auf die turbulenten Flüsse am Erdboden berücksichtigt. Jedoch wurde in dieser Arbeit kein mittlerer Wind vorgegeben. Ansätze für die Untersuchung von real verteilten Bodenheterogenitäten sind bei AVISSAR *et al.* (1998) zu finden. Sie benutzen gemessene Varianzen der bodennahen Wärmeflüsse aus dem FIFE-Experiment, um eine zufällig verteilte künstliche Inhomogenität mit den gleichen Varianzen zu erzeugen. Aufgrund der kleinräumigen Heterogenität stellen sie nur geringe Einflüsse der Inhomogenität auf die mittleren Profile von Temperatur und Wärmeflüsse sowie auf die spektralen Eigenschaften der Grenzschicht fest.

Eine andere Methode um realistischere Simulationen zu erhalten, wird von ALBERTSON *et al.* (2001) und KUSTAS und ALBERTSON (2003) angewandt. Sie leiten Albedo, NDVI<sup>3</sup>, Rauigkeitslängen, Oberflächentemperatur und -feuchte aus den visuellen und infraroten Satellitenkanälen ab, um mit Hilfe dieser Flächendaten ein SVAT-Modell anzutreiben, welches wiederum die Oberflächenflüsse für das LES-Modell berechnet. Dieser Ansatz birgt jedoch ebenfalls einige Unsicherheiten in sich: Selbst bei optimaler Datenlage (aus wolkenfreien Tagen) gibt es nur instantane Aufnahmen, da die hochauflösenden Satelliten im allgemeinen nicht-geostationär sind. Eine Entwicklung im Tagesverlauf, z.B. der Oberflächentemperatur, kann somit nicht zur Validierung der modellierten Daten herangezogen werden. Zudem enthält die Ableitung der verschiedenen Landober-

---

<sup>3</sup>Normalized Difference Vegetation Index

flächenparameter aus den unterschiedlichen Satellitenkanälen z.T. große Fehlerquellen (SETTLE, 2004). Als wesentliches Ergebnis ihrer nur zweistündigen Simulation stellten sie eine starke Kopplung von Oberflächen- und Lufttemperatur bis in größere Höhenbereiche nur für eine Heterogenitätsgröße von 500-1000 m fest, während kleinere Heterogenitäten nur bodennahe Temperatureffekte zeigten. Die horizontale Erstreckung des Modellgebietes dieser LES-Simulation beschränkte sich jedoch auf wenige Kilometer ( $7\text{ km} \times 7\text{ km}$ ), so dass Inhomogenitäten, die deutlich größer als die Grenzschichthöhe sind, nicht untersucht werden konnten.

CAI (1999); ALBERTSON und PARLANGE (1999a); ESAU und LYONS (2002); BOU-ZEID *et al.* (2004) untersuchten den Einfluss von kleinskaligen (1-3 km), eindimensional inhomogen verteilten Oberflächenrauhigkeiten, insbesondere auf die Mischungshöhe. ALBERTSON und PARLANGE (1999a) fanden dabei eine Abhängigkeit der Mischungshöhe von der betrachteten Größe ( $z_{bl}(\text{Skalar}) < z_{bl}(\text{Fluss})$ ), während BOU-ZEID *et al.* (2004) aus ihren Ergebnissen eine aktualisierte Parameterisierung der Mischungshöhe und eine effektive Rauheitslänge ableiteten.

Das primäre Problem bisheriger LES-Studien liegt in der Verwendung von idealisierten Heterogenitäten, die in den meisten Fällen sogar nur eindimensional vorgegeben sind. Weiterhin werden konstante bodennahe Wärmeflüsse oder eine konstante Nettostrahlung für eine Simulationen von mehreren Stunden verwendet, so dass dadurch häufig ein unrealistisch hoher Energiehaushalt entsteht. Einige der erwähnten Studien benutzen außerdem nicht-parallelisierte LES-Codes, so dass aufwändige Simulationen (lange Simulationszeit und/oder großes Modellgebiet bei hoher Auflösung) aufgrund der viel zu hohen Rechenzeiten auf einzelnen Computern nicht realisierbar sind und damit weitere Vergleichssimulationen unter Verwendung eines größeren Parameterraums ausbleiben. Aus diesen Gründen besteht immer noch eine lebhafte Diskussion, ob reale thermische Heterogenitäten des Erdbodens unter realen synoptischen Bedingungen wirklich einen Einfluss auf die Grenzschichtstruktur und Wetterphänomene haben (ZHONG und DORAN, 1998; WEAVER und AVISSAR, 2001; SHAW und DORAN, 2001; PIELKE, 2001; WEAVER und AVISSAR, 2002; WEAVER *et al.*, 2002; DORAN und ZHONG, 2002).

## 1.6 Das LITFASS-2003 Experiment und Ziele dieser Arbeit

Um in der bislang unzureichend geklärten Frage nach dem Einfluß komplexer thermischer Heterogenitäten auf die atmosphärische Grenzschicht deutliche Fortschritte zu machen, wurde im Jahr 2002 das deutsche Forschungsprogramm EVA-GRIPS<sup>4</sup> ins Leben gerufen. An diesem Projekt waren verschiedene Forschungsgruppen beteiligt, deren Schwerpunkt jeweils auf einer experimentellen oder numerischen Untersuchung der Grenzschicht lag. Durch die Kooperation dieser verschiedenen Gruppen und die Einbindung von SVAT-Modellen, mesoskaligen Modellen und dem in dieser Arbeit verwendeten LES-Modell

---

<sup>4</sup>„Regional Evaporation at Grid/Pixel Scale over heterogeneous land surfaces“, [http://w3.gkss.de/KSH/EVA\\_GRIPS](http://w3.gkss.de/KSH/EVA_GRIPS)

konnten Synergien geschaffen werden, die bei bisherigen Großexperimenten fehlten. Im Frühjahr 2002 wurde im Rahmen des Projektes ein Vorexperiment und im Mai/Juni 2003 ein Hauptexperiment (das “LITFASS-2003 Experiment”) in der Umgebung von Lindenberg südlich von Berlin durchgeführt (BEYRICH *et al.*, 2004b,a). Hierbei stand primär die Untersuchung des Einflusses der heterogenen Landnutzung auf den turbulenten Feuchtetransport in der Grenzschicht im Vordergrund. Die vorliegende Arbeit benutzt die Messdaten dieses Experimentes einerseits für den Antrieb eines LES-Modells, andererseits werden geeignete Messungen (z.B. die der Hubschrauberschleppsonde Helipod) für einen Vergleich mit den Simulationsergebnissen herangezogen.

Ziel dieser Arbeit ist es, aus den Ergebnissen von LES-Simulationen quantitative Aussagen über den Einfluss einer realen Bodenheterogenität unter realen synoptischen Bedingungen auf die Struktur der konvektiven Grenzschicht zu treffen. Insbesondere wird der quantitative Heterogenitätseinfluss auf die vertikalen Flüsse, auf die lokalen Grenzschichthöhen, auf die aufgelöste turbulente kinetische Energie und auf die Mischungshöhe bestimmt. Weiterhin wird eine räumliche Vorstellung realer mesoskaliger Zirkulationen gegeben. Eine Umsetzung dieser Ergebnisse in eine verbesserte Parametrisierung des heterogenen Einflusses auf die turbulenten Flüsse in mesoskaligen Modellen ist nicht das Ziel dieser Arbeit. Gleichwohl erlauben die präsentierten Ergebnisse eine Abschätzung, ob unter realistischen Umständen eine solche Anpassung von bestehenden Parameterisierungen notwendig ist.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über diese Arbeit gegeben werden. In Kap. 2 wird das LES-Modell PALM vorgestellt, mit dem die konvektive Grenzschicht über dem Experimentgebiet simuliert wurde. Hierzu waren einigen Anpassungen des Modellcodes nötig, die in Kap. 3.2.1 beschrieben werden. In Kap. 3 folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse von LES-Studien bzgl. konvektiver Grenzschichten über homogenem und idealisiert inhomogenem Gelände. Damit wird eine Referenz für die folgenden Untersuchungen der konvektiven Grenzschicht über einem real existierenden inhomogenem Gelände geschaffen. Eine nähere Beschreibung des LITFASS-2003 Experimentes sowie die Umsetzung der Ergebnisse in Antriebsdaten für PALM erfolgt in Kap. 4. Dort wird auch eine Methode vorgestellt, um den mesoskaligen Beitrag zum Vertikaltransport von Impuls, Wärme und Feuchte mit Hilfe der LES-Technik quantitativ zu bestimmen. Diese Methode wird im folgenden Kap. 5 benutzt, um den heterogenitätsbedingten Einfluss für ausgewählte Tage zu bestimmen. Des Weiteren werden in diesem Abschnitt Vergleiche von simulierter und gemessener Grenzschichtentwicklung gezeigt, die die Qualität der LES-Ergebnisse untermauern. Dort werden auch Vergleiche zwischen den simulierten Experimenttagen und homogenen Vergleichsläufen aufgezeigt. Kap. 6 beinhaltet Vergleiche zwischen den Modellergebnissen und verschiedenen Messsensoren (Helipod, Lidar, Scintillometer). U.a. wurde zu diesem Zweck eine spezielle, sehr hoch aufgelöste Simulation durchgeführt, deren Ergebnisse in dieses Kapitel eingehen. Eine Zusammenfassung aller Ergebnisse sowie ihre kritische Bewertung und ein Ausblick ist in Kap. 7 zu finden.

## 2 Das LES-Modell PALM

Das LES-Modell PALM wurde in den 1990er Jahren am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover zunächst als serielles Programm entwickelt und Mitte der 1990er Jahre parallelisiert. Aus diesem Zusammenhang leitet sich auch der Name PALM ab (PARallelized Large-eddy simulation Model). Einen guten Überblick über die numerischen Methoden dieses Modells bieten RAASCH und SCHRÖTER (2001); SCHRÖTER (2003). Dennoch soll an dieser Stelle eine Beschreibung der verwendeten Modellgleichungen erfolgen und neue implementierte Verfahren vorgestellt werden. PALM berücksichtigt keine Orografie und gibt am Erdboden einen homogenen thermischen Modellantrieb vor. Zusätzliche Anpassungen des Modellcodes sind durch eine zu jedem Zeitschritt aufgerufene Routine möglich, die benutzereigene Programmierungen enthält. Auf die nötigen Anpassungen des Modellcodes für die Simulationen einer Grenzschicht über idealisiertem thermisch inhomogenem Untergrund sowie für die Simulation der ausgewählten LITFASS-2003 Tage wird in Kap. 3.2.1 bzw. Kap. 4.2 eingegangen.

### 2.1 Die prognostischen Modellgleichungen

Die Basis von PALM bilden neben der Kontinuitätsgleichung und einer Form des Ersten Hauptsatzes der Thermodynamik die nicht-hydrostatischen inkompressiblen Navier-Stokes Gleichungen in Boussinesq-approximierter Form (DUTTON und FICHTL, 1969). D.h. in der simulierten Strömung wird eine konstante Luftdichte angenommen, jedoch wird der Einfluss von Dichteschwankungen (Archimedischer Auftrieb) über Schwankungen der potentiellen Temperatur berücksichtigt. Mit einer konstanten Luftdichte vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial u_i \rho}{\partial x_i}$$

zu

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \tag{2.1}$$

$x_i$  und  $u_i$  stehen für die drei Komponenten des kartesischen- bzw. des Geschwindigkeitsvektors ( $i = 1, 2, 3$ ), wobei die Einsteinsche Summenkonvention gilt.  $t$  ist die Zeit,  $\rho$  die Luftdichte und  $\partial$  der lokale Differentialoperator.

Durch die Inkompressibilität der Strömung können keine Schallwellen auftreten, so dass sehr kleine Zeitschritte bei der Berechnung der prognostischen Variablen vermieden

werden. Denn nach dem Courant-Friedrichs-Levy- (CFL-) Kriterium (COURANT *et al.*, 1928)

$$\Delta t_{\text{CFL}} \leq \min\left(\frac{\Delta x_i}{u_{i_{\text{max}}}}\right) \quad (2.2)$$

würde der maximale Zeitschritt für eine numerisch stabile zeitliche Integration der prognostischen Gleichungen mit einer Schallgeschwindigkeit von  $u_{i_{\text{max}}} = 330 \text{ m s}^{-1}$  und einer Gitterweite  $\Delta x_i = 50 \text{ m}$  nur bei ca.  $0.15 \text{ s}$  liegen. Gegenüber einer Simulation mit einer maximalen Strömungsgeschwindigkeit von z.B.  $u_{i_{\text{max}}} = 10 \text{ m s}^{-1}$  in einer inkompressiblen Luftströmung würde damit die Rechenzeit um mehr als das Zehnfache steigen.

Die Boussinesq-approximierten Bewegungsgleichungen in der differentialen ungemittelten Form lauten:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_j u_i)}{\partial x_j} = -(\epsilon_{ijk} f_j u_k - \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} - \frac{\theta_v^*}{\theta_{v0}} g \delta_{i3} + \nu_m \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}, \quad (2.3)$$

wobei sich die mit einem Stern gekennzeichneten Variablen allgemein aus der Abweichung von einem Mittelwert bestimmen lassen:

$$\phi^* = \phi - \bar{\phi}. \quad (2.4)$$

In Gl. (2.3) bezeichnet  $\epsilon_{ijk}$  den Einheitstensor,  $f_i$  den Coriolisparameter,  $u_{k_g}$  den geostrophischen Wind,  $p$  den Luftdruck,  $\delta_{ij}$  das Kronecker-Symbol,  $\nu_m$  den molekularen Diffusionskoeffizient für Impuls, und

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q_v - q_l) \quad (2.5)$$

die virtuelle potentielle Temperatur nach SOMMERIA und DEARDORFF (1977) mit  $q_v$  als spezifischer Feuchte und  $q_l$  als Flüssigwassergehalt ( $q = q_v + q_l$ ) der Luft. Alle Simulationen, deren Ergebnisse in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurden aufgrund der synoptischen Situationen ohne die Berücksichtigung von wolkenphysikalischen Kondensations- und Verdunstungsprozessen durchgeführt, so dass in diesem Fall  $q_l = 0$  gilt. Im weiteren Verlauf wird der Flüssigwassergehalt deshalb nicht explizit behandelt. Eine detaillierte Beschreibung des Gleichungssystems unter Einbeziehung des durch Phasenübergänge bestimmten Flüssigwassers ist bei SCHRÖTER (2003) zu finden.

Die ursprünglich in der Boussinesq-Approximation enthaltenen Dichteabweichungen im Auftriebsterm wurden auf Schwankungen in der virtuellen potentiellen Temperatur zurückgeführt (siehe ETLING, 1996). Weiterhin wurde durch die Einbindung des geostrophischen Windes im Coriolisterm der Einfluss der synoptischskaligen Druckgradienten über die Beziehung

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x_i} = \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g} \quad (2.6)$$

berücksichtigt.

Die Temperaturentwicklung wird über den Ersten Hauptsatz der Thermodynamik wie folgt beschrieben (aufgrund des Ausschlusses von Phasenumwandlungen sind Quellen und Senken der Temperatur vernachlässigt):

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial t} = -\frac{\partial(u_i \theta_v)}{\partial x_i} + \nu_h \frac{\partial^2 \theta_v}{\partial x_i^2}. \quad (2.7)$$

Für die Prognostizierung der Feuchte gilt in Analogie zur Temperatur:

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = -\frac{\partial(u_i q_v)}{\partial x_i} + \nu_q \frac{\partial^2 q_v}{\partial x_i^2}. \quad (2.8)$$

$\nu_h$  und  $\nu_q$  stehen hierbei für die molekularen Diffusionskoeffizienten von Temperatur und Feuchte.

Um diese analytischen Grundgleichungen für numerische Zwecke verwenden zu können, muss eine problemangepasste Filterung durchgeführt werden. Bei der Grobstruktursimulation ist man daran interessiert, die großen, energietragenden Wirbel explizit aufzulösen. Abb. 2.1 zeigt ein idealisiertes Energiespektrum einer Strömung in der konvektiven Grenzschicht: Die großen Wirbel (Grobstrukturen, kleine Wellenzahlen) beinhalten die meiste turbulente Energie, während kleine Wirbel (Feinstrukturen, große Wellenzahlen) nur wenig zur turbulenten Gesamtenergie (dem Integral der Kurve aus Abb. 2.1) beitragen. Wählt man nun eine geeignete Filtermethode mit einer räumlichen Filterlänge

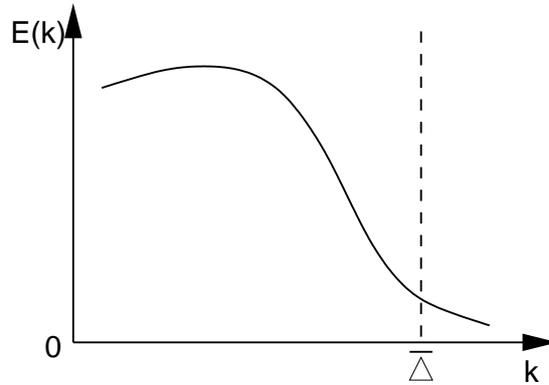


Abbildung 2.1: Energiespektrum einer Strömung in der konvektiven Grenzschicht.  $k$  bezeichnet die Wellenzahl,  $E(k)$  die spektrale Energiedichte und  $\overline{\Delta}$  die Filterlänge.

$\overline{\Delta}$  sowie einer zeitlichen Filterlänge  $\hat{t}$  und wendet diese Filtermethode auf Gl. (2.3), (2.7), (2.8) an, so erhält man ein neues gefiltertes Gleichungssystem, welches den Eigenschaften der Filtermethode entspricht. Ziel dieser Filterung bei der LES-Technik ist es, durch die gefilterten prognostischen Gleichungen eine klare Trennung zwischen den kleinen und großen Turbulenzstrukturen einzuführen, so dass einerseits eine explizite Berechnung aller Wirbelskalen bis zum Dissipationsbereich entfällt (dies reduziert den Rechenaufwand), andererseits jedoch alle diejenigen Wirbel direkt berechnet werden, die wesentlich zur gesamten Turbulenzenergie beitragen.

Eine allgemeine Herleitung einer geeigneten numerischen Filterung für die Large-Eddy Simulation ist bei LEONARD (1974) zu finden. Dort wird der funktionelle Zusammenhang

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} d^3x'_i \phi(x'_i, t') F(x_i - x'_i, t - t') \quad (2.9)$$

zwischen der gefilterten Größe  $\bar{\phi}(x_i, t)$  und der ungefilterten Größe  $\phi(x_i, t)$  gegeben, sowie der subskaligen Teil  $\phi'(x_i, t)$  deklariert:

$$\phi'(x_i, t) = \phi(x_i, t) - \bar{\phi}(x_i, t). \quad (2.10)$$

Die Filterfunktion  $F$  (in der die räumliche Filterlänge  $\bar{\Delta}$  und die zeitliche Filterlänge  $\hat{t}$  enthalten sind) weist dabei folgende drei Eigenschaften auf (SCHRÖTER, 2003):

$$\bar{c} = c, \quad c = \text{konst.} \quad (2.11)$$

$$\overline{\phi + \psi} = \bar{\phi} + \bar{\psi} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial s} = \frac{\partial \phi}{\partial s}, \quad s = x_i, t. \quad (2.13)$$

Gl. (2.9)-(2.13) entsprechen im Allgemeinen nicht den Eigenschaften der Reynolds-Mittelung (z.B. gilt  $\overline{\phi'} \neq 0$ ), so dass hier sich ein großer Unterschied der LES-Technik hinsichtlich mesoskaliger Modelle ergibt, die meist eine Reynolds-Mittelung der Navier-Stokes Gleichungen verwenden (PIELKE, 2002).

Eine Zusammenfassung verschiedener Definitionen für die Filterfunktion  $F$  findet sich bei SAGAUT (2001). Als räumliche Filterlänge wird dort  $\bar{\Delta} = \Delta x$  (= horiz. Gitterweite) vorgeschlagen, welche auch in PALM verwendet wird.

Wendet man Gl. (2.9) auf die ungefilterten Gl. (2.3), (2.7), (2.8) an, so ergibt sich mit den Filterfunktionseigenschaften aus Gl. (2.11)-(2.13) ein neues Gleichungssystem, welches einen nichtlinearen Advektionsterm enthält (da die molekulare Diffusion als sehr klein gegen die turbulente Diffusion anzusehen ist, wird sie im Folgenden vernachlässigt):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -(\epsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k - \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} - \frac{\bar{\theta}_v^*}{\theta_{v_0}} g \delta_{i3}. \quad (2.14)$$

Aufgrund seiner Nichtlinearität muss der Advektionsterm aufgespalten werden, um eine Berechnung durchführen zu können. Hierzu wird nach LEONARD (1974) ein subskaliger Stresstensor  $\tau_{ij}$  eingeführt, der sich aus drei einzelnen Tensoren zusammensetzt. Es ergibt sich unter Benutzung von

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.15)$$

für den Advektionsterm

$$\begin{aligned}
\overline{u_i u_j} &= \overline{(\overline{u_i} + u'_i)(\overline{u_j} + u'_j)} \\
&= \overline{\overline{u_i} \overline{u_j} + \overline{u_i} u'_j + u'_i \overline{u_j} + u'_i u'_j} \\
&= \underbrace{[\overline{\overline{u_i} \overline{u_j}} - \overline{u_i} \overline{u_j}]}_{L_{ij}} + \overline{u_i} \overline{u_j} + \underbrace{\overline{u_i u'_j} + \overline{u'_i u_j}}_{C_{ij}} + \underbrace{\overline{u'_i u'_j}}_{R_{ij}} \\
&= [L_{ij} + \overline{u_i} \overline{u_j}] + C_{ij} + R_{ij} \\
&= \tau_{ij} + \overline{u_i} \overline{u_j}
\end{aligned} \tag{2.16}$$

$$\text{mit } \tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij}. \tag{2.17}$$

Hierbei repräsentiert  $L_{ij}$  die Wechselwirkungen der Grobstrukturen untereinander,  $C_{ij}$  die Wechselwirkung zwischen Grobstruktur und Feinstruktur und  $R_{ij}$  die Wechselwirkung der Feinstrukturen untereinander. Physikalisch gesehen beinhaltet der subskalige Stresstensor  $\tau_{ij}$  demnach die Gesamtheit der subskaligen Impulsflüsse, die aufgrund ihrer Unbekanntheit durch eine Parametrisierung berücksichtigt werden müssen.

Der Vorteil der Aufspaltung des nichtlinearen Advektionsterms in einen aufgelösten Anteil und einen subskaligen Anteil liegt zum einen in der ermöglichten Berechnung der gefilterten Navier-Stokes Gleichungen. Zum anderen ist der subskalige Anteil nur in den Regionen des Modellvolumens bedeutend, wo keine oder wenige aufgelöste Grobstrukturen auftreten, und dies gilt in erster Linie in unmittelbarer Bodennähe. Hier ergibt sich also auch ein großer Unterschied zu den mesoskaligen Modellen, in denen der Turbulenzanteil in der gesamten Grenzschicht vollständig parametrisiert ist.

Unter Anwendung von Gl. (2.9) und Gl. (2.16) ergibt sich folgendes gefiltertes Gleichungssystem<sup>1</sup> für eine Grenzschicht ohne Phasenumwandlung und ohne Flüssigwasser (die molekulare Diffusion wurde vernachlässigt):

**Kontinuitätsgleichung** (Gl. (2.1))

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{2.18}$$

**Boussinesq-approximierte Navier-Stokes-Gleichungen** (Gl. (2.14)):

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{u_j} \overline{u_i})}{\partial x_j} - (\epsilon_{ijk} f_j \overline{u_k} - \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p}^*}{\partial x_i} - \frac{\overline{\theta}_v^*}{\theta_{v0}} g \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.19}$$

**Erster Hauptsatz der Thermodynamik** (Gl. (2.7)):

$$\frac{\partial \overline{\theta}_v}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{u_i} \overline{\theta}_v)}{\partial x_i} - \frac{\partial H_{i,\text{sub.}}}{\partial x_i}, \text{ mit } H_{i,\text{sub.}} = \overline{u_i \theta_v} - \overline{u_i} \overline{\theta}_v \tag{2.20}$$

**Bilanzgleichung für die spezifische Feuchte** (Gl. (2.8)):

$$\frac{\partial \overline{q}_v}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{u_i} \overline{q}_v)}{\partial x_i} - \frac{\partial LE_{i,\text{sub.}}}{\partial x_i}, \text{ mit } LE_{i,\text{sub.}} = \overline{u_i q_v} - \overline{u_i} \overline{q}_v. \tag{2.21}$$

Aufgrund fehlenden Flüssigwassers gilt  $q = q_v$ .

<sup>1</sup>Die Notation wurde in enger Anlehnung an SCHRÖTER (2003) gewählt.

## 2.2 Die Turbulenzschließung in PALM

Für die Parametrisierung der subskaligen Impulsflüsse  $\tau_{ij}$  und der subskaligen Temperatur- bzw. Feuchteflüsse gibt es keine allgemein gültige Vorschrift. In PALM findet ein Ansatz von DEARDORFF (1980) Verwendung, der auf der Lösung einer prognostischen Gleichung für die subskalige turbulente kinetische Energie basiert.

Zunächst werden die subskaligen Flüsse mit einer klassischen Schliessung erster Ordnung (Gradientansatz) auf die jeweiligen mittleren Größen zurückgeführt:

$$\tau_{ij} = -K_m \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.22)$$

$$H_i = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial x_i}, \quad (2.23)$$

$$LE_i = -K_h \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_i}. \quad (2.24)$$

$K_m$  und  $K_h$  bezeichnen die turbulenten Diffusionskoeffizienten von Impuls bzw. Wärme. Um sie quantitativ bestimmen zu können, stellte DEARDORFF (1980) einen Zusammenhang zwischen der subskaligen turbulenten Energie  $e = 0.5 \cdot (\overline{u_i - \bar{u}_i})^2$  und der Mischungsweglänge  $l$  fest, die ein höhenabhängiges Maß für die Wirbelgröße darstellt:

$$K_m = 0.1 l \sqrt{e}, \quad (2.25)$$

$$K_h = \left( 1 + 2 \frac{l}{\Delta_{\text{grid}}} \right) K_m, \text{ mit } \Delta_{\text{grid}} = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.26)$$

wobei  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  die Gitterweiten in den drei Raumrichtungen sind. Die Mischungsweglänge ist durch verschiedene technische und physikalische Bedingungen eingeschränkt: Sie muss durch das numerische Gitter darstellbar sein; sie kann in einer gewählten Höhe nicht größer als der Abstand zum Boden sein, und sie ist bei stabiler Schichtung kleiner als bei labiler Schichtung. Aus diesen Bedingungen wurde folgende Bestimmung abgeleitet:

$$l = \begin{cases} \min(\Delta_{\text{grid}}, 0.7 z, 0.76 \sqrt{e} \left( \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right)^{-\frac{1}{2}}) & \text{für } \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} > 0 \\ \min(\Delta_{\text{grid}}, 0.7 z) & \text{für } \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \leq 0 \end{cases}. \quad (2.27)$$

Für die noch unbekannt subskalige turbulente kinetische Energie wird eine prognostische Gleichung gelöst, wie sie z.B. in ETLING (1996) hergeleitet wird (molekulare Diffusion von Turbulenzenergie wird an dieser Stelle vernachlässigt):

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{u}_j e + \overline{u'_j e} + \frac{1}{\rho_0} \overline{u'_j p'} \right) - \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} H_{v,3} - \epsilon \quad (2.28)$$

$$\text{mit } H_{v,3} = (1 + 0.61 \bar{q}) \cdot H_3 + 0.61 \bar{\theta} \cdot LE_3. \quad (2.29)$$

Es ist zu beachten, dass Formulierung (2.29) nur für ungesättigte Luft gilt (CUIJPERS und DUYNKERKE, 1993).

Zur Lösung von Gl. (2.28) wird nun noch der unbekannte Dissipationsterm durch

$$\epsilon = \left( 0.19 + 0.74 \frac{l}{\Delta_{\text{grid}}} \right) \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (2.30)$$

und die subskaligen turbulenten Transporte von Turbulenzenergie und Druckschwankungen durch

$$\overline{u'_j e} + \frac{1}{\rho_0} \overline{u'_j p'} = -2 K_m \frac{\partial e}{\partial x_j} \quad (2.31)$$

parametrisiert.

Das gefilterte Gleichungssystem ist somit vervollständigt, jedoch immer noch in einem analytischen Zustand. Zudem beschreibt das Gleichungssystem mathematisch gesehen ein Anfangs- und Randwertproblem, deren Werte noch nicht festgelegt wurden. Die Diskretisierung der analytischen Gleichungen sowie die Anfangs- und Randbedingungen werden deshalb in den nächsten Abschnitten behandelt.

Im Folgenden werden die gefilterten Variablen  $\bar{\phi}$  vereinfacht durch  $\phi$  dargestellt, und der Mittelungsoperator  $\bar{\cdot}$  im weiteren Verlauf bei den räumlich und zeitlich diskretisierten Variablen  $\phi(x, y, z) = \phi(i \cdot \Delta x, j \cdot \Delta y, k \cdot \Delta z)$  als horizontales Mittel verwendet.

## 2.3 Diskretisierung und Zeitschrittverfahren

Für die räumliche und zeitliche Diskretisierung der Gleichungen auf ein numerisches Gitter bzw. auf einen endlichen Zeitschritt werden die Differentialoperatoren in Differenzenoperatoren überführt (z.B.  $\partial x_i \rightarrow \Delta x_i, \partial t \rightarrow \Delta t$ ). Für die Differenzenapproximation werden in PALM zentrierte Differenzen verwendet, abgesehen von der Differenzenapproximation der nichtlinearen Advektionsterme, die nach PIACSEK und WILLIAMS (1970) approximiert werden.

Auf dem verwendeten Arakawa-C Gitter (ARAKAWA, 1966) liegen die skalaren Größen zentriert im Mittelpunkt eines einzelnen durch die Gitterweiten  $\Delta x, \Delta y$  und  $\Delta z$  aufgespannten Gittervolumens, während die Vektorkomponenten um eine halbe Gitterweite in der jeweiligen (negativen) Raumrichtung versetzt angeordnet sind<sup>2</sup>. Das Modellgebiet  $G(x, y, z)$  besteht aus einer Vielzahl solcher Volumenelemente, wobei die physikalische Abmessung des Modellgebietes sich aus der Anzahl der verwendeten Gitterpunkte in jeder Raumrichtung  $N_x, N_y, N_z$  und der gewählten Gitterweiten zusammensetzt:

$$G(x_{\min}, y_{\min}, z_{\min}) = 0 \quad (2.32)$$

$$G(x_{\max}, y_{\max}, z_{\max}) = G(N_x \cdot \Delta x, N_y \cdot \Delta y, N_z \cdot \Delta z). \quad (2.33)$$

<sup>2</sup>Deshalb wird dieses numerische Gitter auch häufig als „staggered grid“ bezeichnet.

Das Modellgebiet ist daher als ein Ausschnitt aus der atmosphärischen Grenzschicht zu betrachten, bei dem nur der untere Modellrand einen festen Rand (die Erdoberfläche) darstellt. Auf die in PALM verwendeten Randbedingungen wird in Kap. 2.4 eingegangen.

Die horizontalen Gitterweiten  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  sind im gesamten Gitter äquidistant, während  $\Delta z$  in allen Simulationen ab einer konkreten Höhe<sup>3</sup>  $z_{\text{ref}}$  gemäß

$$\Delta z(z) = 0.08 \cdot \Delta z(z - \Delta z), \text{ mit } z \geq z_{\text{ref}} \quad (2.34)$$

gestreckt wird. Dies ermöglicht eine Simulation von sehr hohen Grenzschichten unter Einsparung von Gitterpunkten und damit auch Rechenaufwand. Die Gitterstreckung erfolgt dabei in einem Höhenbereich oberhalb der Obergrenze der Grenzschicht, so dass sich die schlechtere vertikale Auflösung in diesem Bereich nicht auf die Eigenschaften der Grenzschichtturbulenz auswirkt. Der Zeitschritt  $\Delta t$  wird in den Simulationen variabel gehalten und muss aus numerischen Stabilitätsgründen nicht nur dem CFL-Kriterium (Gl. (2.2)), sondern auch dem Diffusionskriterium

$$\Delta t_{\text{Diff}} \leq 0.125 \cdot \min \left( \frac{\min \Delta x_i^2}{\max(K_m, K_h)} \right) \quad (2.35)$$

entsprechen (ROACHE, 1985). Somit gilt für den theoretisch wählbaren maximalen Zeitschritt:

$$\Delta t_{\text{theo}} = \min(\Delta t_{\text{CFL}}, \Delta t_{\text{Diff}}). \quad (2.36)$$

Für die zeitliche Integration von Gl. (2.19)-(2.21) und Gl. (2.28) wurde in den Simulationen einer Grenzschicht über idealisiert inhomogenem Gelände (Kap. 3.2.3) ein Leap-Frog Zeitschrittverfahren benutzt, welches zwei Zeitebenen ( $t - \Delta t$  und  $\Delta t$ ) für die Berechnung der Variablen zum nächsten Zeitschritt  $t + \Delta t$  benötigt:

$$\phi^{t+\Delta t} = \phi^{t-\Delta t} + 2 \cdot \Delta t \cdot F(\phi^t). \quad (2.37)$$

Hierbei bezeichnet  $F(\phi^t)$  die prognostische Gleichung für die Variable  $\phi$  (Gl. (2.19), (2.20), (2.21) oder (2.28)), in der alle enthaltenen Variablen zum Zeitpunkt  $t$  eingehen. Die Navier-Stokes-Gleichungen werden dabei allerdings ohne den Stördruckterm verwendet, der zunächst unberücksichtigt bleibt<sup>4</sup>. Bei dem Leap-Frog Verfahren muss ein zusätzlicher Filter nach jedem Zeitschritt angewendet werden (ASSELIN, 1972), damit die zeitliche Integration stabil bleibt. Aus dem gleichen Grund wurde der im Leap-Frog Schema verwendete Zeitschritt in PALM auf maximal  $0.1 \Delta t_{\text{theo}}$  beschränkt.

Für den Hauptbestandteil der vorliegenden Arbeit, den Ergebnissen der LITFASS-Simulationen (Kap. 5 und Kap. 6), wurde hingegen das neu in PALM implementierte Runge-Kutta Verfahren 3. Ordnung (RK3) verwendet (DURRAN, 1999). Die Vorteile bei diesem Verfahren liegen u.a. in der größeren Genauigkeit der Approximation, einhergehend mit einer stabileren Numerik, die einen deutlich größeren Zeitschritt erlaubt (verwendet wurde  $\Delta t = 0.9 \Delta t_{\text{theo}}$ ).

<sup>3</sup>Diese wird für alle Simulationen an geeigneter Stelle angegeben.

<sup>4</sup>Eine Erklärung hierfür folgt im Anschluss an die Darstellung des Runge-Kutta Verfahrens.

Die Berechnung der prognostischen Variablen zum nächsten Zeitpunkt  $\phi^{t+\Delta t}$  erfolgt hier in vier Schritten. Diese Operationen bauen nur auf die Werte  $\phi^t$  auf, so dass ein vorwärtsgerichtetes Zeitschrittverfahren vorliegt:

$$\begin{aligned} k_1 &= F(\phi^t), \\ k_2 &= F(\phi^t + \frac{1}{3}\Delta t k_1), \\ k_3 &= F(\phi^t - \frac{3}{16}\Delta t k_1 + \frac{15}{16}\Delta t k_2), \\ \phi^{t+\Delta t} &= \phi^t + \frac{1}{30}\Delta t (5k_1 + 9k_2 + 16k_3). \end{aligned} \quad (2.38)$$

Die Tendenzterme  $k_i$  gehen gewichtet in die Berechnung des jeweils nächsten Tendenztermes ein, bis im vierten Schritt der endgültige prognostizierte Wert für  $\phi^{t+\Delta t}$  feststeht<sup>5</sup>.

Bei der Lösung der Navier-Stokes Gleichungen mit Hilfe des RK3-Verfahrens wird der Stördruckterm  $-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p^*}{\partial x_i}$  nur im ersten Schritt des RK3 berücksichtigt (Präkonditionierung des Drucklösers), während er im Leap-Frog Verfahren zunächst völlig unberücksichtigt bleibt. Im Anschluss an die Lösung von Gl. (2.37) bzw. jedem Teilschritt aus (2.38) wird er jedoch zur Erhaltung der Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes verwendet (s.u.). Im Falle der Geschwindigkeitskomponenten ist deshalb das Feld  $\phi^{t+\Delta t}$  vorläufig noch als Tendenzterm anzusehen und soll mit  $u_{i\text{vorl.}}^{t+\Delta t}$  bezeichnet werden.

Aufgrund der numerischen Ungenauigkeiten bei der Anwendung eines zeitlichen Integrationschemas erfüllt das neu berechnete Geschwindigkeitsfeld nicht die Bedingung der Divergenzfreiheit (Gl. (2.18)). Um dieses Problem zu eliminieren, wird nach der Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes im Leap-Frog Verfahren (bzw. nach jedem Teilschritt des RK3) ein sogenannter Drucklöser angewendet (PATRINOS und KISTLER, 1977). Da in den Navier-Stokes-Gleichungen der Einfluss des Stördruckterms bei der zeitlichen Integration vernachlässigt wurde, lässt sich für die endgültigen prognostizierten Geschwindigkeitskomponenten schreiben:

$$u_i^{t+\Delta t} = u_{i\text{vorl.}}^{t+\Delta t} - \frac{2\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p^*}{\partial x_i}. \quad (2.39)$$

Die in  $u_{i\text{vorl.}}^{t+\Delta t}$  auftretenden Divergenzen lassen sich durch den zweiten Term aus Gl. (2.39) korrigieren, indem man die Divergenzfreiheit von  $u_{i\text{vorl.}}^{t+\Delta t}$  fordert:

$$\frac{\partial u_i^{t+\Delta t}}{\partial x_i} = \frac{\partial u_{i\text{vorl.}}^{t+\Delta t}}{\partial x_i} - \frac{2\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial^2 p^*}{\partial x_i^2} \stackrel{!}{=} 0, \quad (2.40)$$

und die sich ergebende Poisson-Gleichung für den Stördruck löst:

$$\frac{\partial^2 p^*}{\partial x_i^2} = \frac{\rho_0}{2\Delta t} \frac{\partial u_{i\text{vorl.}}^{t+\Delta t}}{\partial x_i}. \quad (2.41)$$

<sup>5</sup>In der praktischen Anwendung wird das Gleichungssystem (2.38) aus speicherökonomischen Gründen auf ein dreistufiges Schema reduziert, auf welches jedoch in dieser Arbeit nicht eingegangen werden soll. Ein Bericht über die Implementierung des RK3 in PALM ist unter „[http://www.muk.uni-hannover.de/~raasch/PALM\\_group/doc/tec/technical\\_documentation.html](http://www.muk.uni-hannover.de/~raasch/PALM_group/doc/tec/technical_documentation.html)“ zu finden.

Die Lösung der elliptischen partiellen Differentialgleichung (2.41) ist in den durchgeführten Simulationen mit einer Fast-Fourier-Transformation berechnet worden.

## 2.4 Randbedingungen in PALM

Zur endgültigen Durchführbarkeit der Lösung des prognostischen Gleichungssystems mit dem gegebenen Zeitschrittverfahren ist nun noch die Vorgabe von Rand- bzw. Anfangsbedingungen notwendig, von denen die berechneten Lösungen abhängig sind. Die simulierte konvektive Grenzschicht wird sich dann je nach Wahl dieser Werte sehr unterschiedlich darstellen.

Die horizontalen Randbedingungen sind in PALM zyklisch gewählt, d.h. das Modellgebiet setzt sich aus Sicht der Luftströmungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung unendlich fort. Diese Annahme ist zwar für einen nur von einem homogenem Untergund beeinflussten Strömungsverlauf ideal (keine zusätzliche Beeinflussung an den seitlichen Rändern durch physikalische oder numerische Prozesse), setzt allerdings ein räumlich gleichverteiltes Spektrum an Strömungselementen voraus. D.h. die Herkunft der Strömungselemente am Einströmrand ist irrelevant (Wirbel, die z.B. nach rechts aus  $G$  hinausverlagert werden und aufgrund der Zyklizität links in  $G$  wieder hineinströmen sind vergleichbar mit *a priori* unbekanntem Wirbeln mit gleichen spektralen Eigenschaften, die von links in  $G$  eintreten würden). Diese Voraussetzung ist allerdings in den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zu realen Inhomogenitäten nicht erfüllt, weil der vorgegebene untere Modellrand auf die lokale Strömung unterschiedliche Einflüsse hat. Die Vorgehensweise zur Eliminierung dieser Effekte wird ausführlich in Kap. 4.2 dargelegt.

Am oberen Modellrand wird in PALM für die Geschwindigkeitskomponenten eine Dirichlet'sche Randbedingung verwendet ( $u(x, y, z_{\max}) = u_g$ ,  $v(x, y, z_{\max}) = v_g$ ,  $w(x, y, z_{\max}) = 0$ ), während für die subskalige kinetische Energie eine von Neumann'sche Randbedingung angenommen wird ( $e(x, y, z_{\max}) = e(x, y, z_{\max} - \Delta z)$ ). Die skalaren Größen  $\theta_v(x, y, z_{\max})$  und  $q_v(x, y, z_{\max})$  werden aus einer Gradientenfunktion unter Verwendung der Werte in der Höhe  $z_{\max} - \Delta z$  berechnet.

Der untere Modellrand stellt den Erdboden dar. Die physikalische Vorgabe, dass am Erdboden die Komponenten der Windgeschwindigkeit den Wert Null aufweisen müssen, führt zusammen mit der versetzten Gitterstruktur zu folgenden Randbedingungen:

$$w(x, y, z = 0) = 0, \quad (2.42)$$

$$u(x, y, z = -0.5 \Delta z) = -u(x, y, z = 0.5 \Delta z), \quad (2.43)$$

$$v(x, y, z = -0.5 \Delta z) = -v(x, y, z = 0.5 \Delta z), \quad (2.44)$$

$$e(x, y, z = -0.5 \Delta z) = e(x, y, z = 0.5 \Delta z), \quad (2.45)$$

$$\theta_v(x, y, z = -0.5 \Delta z) = \theta_v(x, y, z = 0.5 \Delta z), \quad (2.46)$$

$$q_v(x, y, z = -0.5 \Delta z) = q_v(x, y, z = 0.5 \Delta z). \quad (2.47)$$

Der unterste Gitterpunkt der Vertikalgeschwindigkeit ist somit am Erdboden definiert, während sich der unterste Gitterpunkt der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten

und der Skalare eine halbe Gitterweite versetzt im Erdboden befindet. Durch die Spiegelungsrandbedingung für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten ist die Haftreibungsbedingung  $u(x, y, z = 0) = 0, v(x, y, z = 0) = 0$  erfüllt. Gl. (2.42) wird implizit durch eine von Neumann'sche Randbedingung des Druckfeldes realisiert ( $p(x, y, z = -0.5 \Delta z) = p(x, y, z = 0.5 \Delta z)$ ).

In PALM wird zwischen dem Erdboden und dem ersten Gitterlevel ( $z = 0.5 \Delta z = z_p$ ) eine Prandtl-Schicht angenommen. Für die Berechnungen der bodennahen vertikalen Impulsflüsse wird die Monin-Obukhov'sche Ähnlichkeitstheorie verwendet (MONIN und OBUKHOV, 1954). Dagegen werden die vertikalen Wärmeflüsse (in den durchgeführten Simulationen) am Erdboden vorgeschrieben (siehe Kap. 3.2.1 und Kap. 4.2), so dass deren Berechnung mit Hilfe einer Fluss-Gradient Beziehung nicht benötigt wurde. Die bodennahen vertikalen Impulsflüsse lassen sich an allen  $x, y \in G$  mit der Beziehung

$$\tau_{i3} = -u_*^2 \quad \text{mit } i = 1, 2 \quad (2.48)$$

berechnen, wobei die turbulente Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  über

$$u_* = \begin{cases} \frac{\kappa \cdot \sqrt{u^2(z_p) + v^2(z_p)}}{\ln\left(\frac{z_p}{z_{0m}}\right) + 5 \cdot \text{Rif} \cdot \frac{(z_p - z_{0m})}{z_p}} & \text{für Rif} \geq 0 \\ \frac{\kappa \cdot \sqrt{u^2(z_p) + v^2(z_p)}}{\ln\left(\frac{(1+b)(1-a)}{(1-b)(1+a)}\right) + 2 \cdot (\arctan(b) - \arctan(a))} & \text{für Rif} < 0 \end{cases} \quad (2.49)$$

und

$$a = \frac{1}{(1 - 16 \cdot \text{Rif})^{-\frac{1}{4}}}, \quad b = \frac{1}{\left(1 - \frac{16 \cdot \text{Rif}}{z_p} z_{0m}\right)^{-\frac{1}{4}}} \quad (2.50)$$

mit der Richardson-Flusszahl Rif, der von Kármán'schen Konstante  $\kappa = 0.4$  und der Rauigkeitslänge für Impuls  $z_{0m}$  verknüpft ist. Zudem ist anzumerken, dass in Gl. (2.49) die Dyer-Businger-Profilfunktionen für stabile und labile Schichtung Verwendung fanden (BUSINGER *et al.*, 1971). Die Richardson-Flusszahl wird dabei mit folgender Gleichung bestimmt:

$$\text{Rif} = \frac{z_p \cdot \kappa \cdot g}{\theta_v(z_p)} \cdot \frac{\tilde{\theta}_* + 0.61 \cdot \theta(z_p) \cdot \tilde{q}_*}{u_*^2} \quad (2.51)$$

In Gl. (2.51) gehen die charakteristische Temperatur und die charakteristische Feuchte der Prandtl-Schicht ein, die sich aus dem fühlbaren bzw. latenten Wärmefluss am Erdboden ( $\overline{w'\theta'}_0 = H_3(z=0) = Q_0$  und  $\overline{w'q'}_0 = LE_3(z=0) = V_0$ )<sup>6</sup> sowie der turbulenten

<sup>6</sup>Die Bezeichnungen  $Q_0$  und  $V_0$  werden nur in der folgenden idealisierten Studie verwendet.

Schubspannungsgeschwindigkeit ergeben:

$$\tilde{\theta}_* = -\frac{\overline{w'\theta'_0}}{u_*}, \quad (2.52)$$

$$\tilde{q}_* = -\frac{\overline{w'q'_0}}{u_*}. \quad (2.53)$$

Mit diesen Anfangs- und Randwertbedingungen lässt sich nun eine numerische Simulation der konvektiven Grenzschicht durchführen. Die in den Simulationen vorgegebenen Werte, z.B. Höhenprofile von Temperatur und Feuchte, der geostrophische Wind oder die Wärmeflüsse am Erdboden, werden später bei der Besprechung der jeweiligen Simulationen dargelegt. Es soll jedoch an dieser Stelle noch ein Modellteil Erwähnung finden, der für die LITFASS-Simulationen benötigt wurde: Zu Beginn einer Simulation befindet sich die durch  $u_g$  vorgegebene Strömung nicht zwangsläufig im geostrophischen bzw. reibungsbeeinflussten Gleichgewicht, so dass durch den Einfluss der Corioliskraft während der ersten Stunden der Simulation eine Winddrehung in allen Höhen stattfinden würde. Damit würde der Wind in der Simulation nicht mehr dem in LITFASS-2003 gemessenen Wind entsprechen. Um diesen Effekt für die eigentliche Simulation zu umgehen, wurde für die LITFASS-Simulationen ein sogenannter „1D-Vorlauf“ von PALM gestartet. Dieser Vorlauf rechnet für einen simulierten Zeitraum von zehn Tagen eine eindimensionale Version der Modellgleichungen (eine Grenzschichtentwicklung wird hierbei nicht zugelassen), so dass sich am Ende bei unveränderten Temperatur- und Feuchteprofilen die Geschwindigkeitskomponenten im geostrophischen Gleichgewicht befinden und an den eigentlichen dreidimensionalen Modelllauf übergeben werden.

Hier herrscht zu Beginn der Simulation horizontale Homogenität aller Variablen, so dass ein technischer Eingriff notwendig ist, um anfangs Turbulenz anzuregen. Dies geschieht in PALM nach den ersten Zeitschritten durch eine Störung der Geschwindigkeitsfelder mit Hilfe eines Zufallsgenerators. Dieser erzeugt ein entsprechend der horizontalen Gitterpunktanzahl großes Feld von Zufallszahlen, mit denen die Geschwindigkeiten an jedem Gitterpunkt verändert werden. Dieser Vorgang wird nach jedem Zeitschritt solange durchgeführt, bis die globale Summe der *aufgelösten* turbulenten kinetischen Energie (kurz TKE)

$$e^*(x, y, z) = 0.5 \cdot [(u(x, y, z) - \bar{u}(z))^2 + (v(x, y, z) - \bar{v}(z))^2] \quad (2.54)$$

$$+ (w(x, y, z) - \bar{w}(z))^2] \\ = 0.5 \cdot [u'^2(x, y, z) + v'^2(x, y, z) + w'^2(x, y, z)] \quad (2.55)$$

einen vorgegebenen Mindestwert erreicht hat (dies benötigt in der Regel 10 bis 50 Zeitschritte). Für die LITFASS-Simulationen ist diese Modellkomponente von großer Bedeutung, wie in Kap. 4.3 erläutert wird.

## 2.5 Parallelisierung von PALM und verwendete Hochleistungsrechner

Die Programmierung der Modellgleichungen unter Einbeziehung des MPI-Standards (GROPP *et al.*, 1999) erlaubt einen Einsatz des Modells auf Massiv-Parallel- bzw. Vektorrechnern, die Rechnungen mit der gleichzeitigen Benutzung mehrerer Prozessoren ermöglichen. Das gesamte Modellgebiet wird hierzu in  $x$ - (und/oder  $y$ -) Richtung in eine der gewählten Prozessoranzahl entsprechenden Anzahl von Teilgebieten unterteilt, in denen der zugewiesene Prozessor die Gleichungssysteme jeweils nur für dieses Teilgebiet löst. Im optimalen Fall ist dann die benötigte Zeit für eine Simulation umgekehrt proportional zur Anzahl der verwendeten Prozessoren. Bedingt durch den erforderlichen Informationsaustausch<sup>7</sup> wird jedoch ein größerer Teil der Gesamtrechnenzeit für die Kommunikation der Prozessoren untereinander benötigt, so dass die optimale Skalierung nie erreicht wird. Eine detaillierte Beschreibung der Parallelisierung von PALM findet sich bei RAASCH und SCHRÖTER (2001).

Die in Kap. 3 vorgestellten Simulationen über homogener und idealisiert inhomogener Oberfläche wurden mit einer 2D-Gebietszerlegung und einem Leap-Frog Zeitschrittverfahren auf einem Cray-T3e Massivparallelrechner am Konrad-Zuse Zentrum für Informationstechnik (ZIB) in Berlin gerechnet, während die in Kap. 5 vorgestellten LITFASS-Simulationen mit einer 1D-Gebietszerlegung in  $x$ -Richtung und einem RK3-Zeitschrittverfahren auf einem NEC-SX6 Vektorrechner am Deutschen Klimarechenzentrum (DKRZ) in Hamburg gerechnet wurden.

---

<sup>7</sup>Der Informationsaustausch ist z.B. notwendig bei der Berechnung von horizontalen Divergenzen am Rand eines Teilgebietes.

# 3 Die CBL über homogenem und idealisiert inhomogenem Untergrund

Um die Effekte von thermischen Inhomogenitäten der Landoberfläche auf die Grenzschicht einschätzen zu können, ist ein Vergleich zu einer Grenzschicht über homogenem Untergrund unerlässlich. In Experimenten gestaltet sich ein solcher Vergleich schwierig, da zwar gleiche Experimentaufbauten an zwei Orten über unterschiedlichem Untergrund realisierbar sind, jedoch an diesen Orten nie exakt gleiche Randbedingungen herrschen (lokale Umgebung, Höhe über dem Meeresspiegel, Wetter, Temperatur- und Feuchteschichtung, etc.). Somit obliegt es der Modellierung, quantitative Abschätzungen dieser Effekte zu geben.

Als Basis für diese Vergleiche sollen nun zunächst die allgemeinen Eigenschaften der mit PALM simulierten Grenzschicht über homogenem Untergrund vorgestellt werden<sup>1</sup>. Zur Vorbereitung der LITFASS-Simulationen und zur Einschätzung der dort auftretenden Effekte werden anschließend Ergebnisse aus PALM-Simulationen unter Annahme einer idealisiert inhomogenen Oberfläche aufgeführt und mit den Ergebnissen des entsprechenden homogenen Laufes verglichen (diese sollen abkürzend mit „HCR“ für „homogeneous control run“ bezeichnet werden).

## 3.1 Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht über homogenem Untergrund

Nachdem man im KANSAS-Experiment 1968 die bodennahe Prandtl-Schicht sehr genau untersucht hatte, um die praktische Verwendbarkeit der MO-Theorie zu beweisen (HAUGEN *et al.*, 1971), war man im Anschluss sehr an der Struktur der darüberliegenden Mischungsschicht interessiert, weil man eine starke Beeinflussung der Prandtl-Schicht durch große, die gesamte vertikale Grenzschicht umfassende Turbulenzelemente vermutete. Als wesentliches Ergebnis eines Experimentes, bei dem 1973 in Minnesota die konvektive Grenzschicht mit Hilfe von Türmen und Ballonen vermessen wurde, veröffentlichten KAIMAL *et al.* (1976) einen Artikel, in dem die Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht zusammengefasst wurden.

Gleichzeitig erschienen vergleichbare Ergebnisse aus Wassertankexperimenten von WILLIS und DEARDORFF (1974) und ersten numerischen Untersuchungen einer konvektiven Grenzschicht mit einem LES-Modell (DEARDORFF, 1974a,b). DEARDORFF (1970)

---

<sup>1</sup>Die Ergebnisse sind dem Lauf H(0.12) entnommen, der im Rahmen einer Parameterstudie durchgeführt wurde (siehe Kap. 3.2).

und WYNGAARD und COTÉ (1974) leiteten aus ihren numerischen Untersuchungen Skalierungsparameter für die Mischungsschicht ab:

$$w_* = \left( \frac{g}{\theta} \cdot z_i \cdot Q_0 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.1)$$

$$\theta_* = \frac{Q_0}{w_*}, \quad (3.2)$$

$$q_* = \frac{V_0}{w_*}, \quad (3.3)$$

$$t_* = \frac{z_i}{w_*}, \quad (3.4)$$

$$z_i \sim \sqrt{t} \quad \text{für } Q_0 = \text{konst.} \quad (3.5)$$

Die Grenzschichthöhe lässt sich aus dem horizontal gemittelten Profil des fühlbaren Wärmeflusses bestimmen (DEARDORFF, 1974a):

$$z_i = z, \quad \text{wo } \overline{w'\theta'}(z) = \min(\overline{w'\theta'}(z)). \quad (3.6)$$

$w_*$  bezeichnet die charakteristische Geschwindigkeit, mit der ein Luftpaket vom Boden bis zur Obergrenze der Grenzschicht aufsteigt (konvektive Skalierungsgeschwindigkeit),  $\theta_*$  die charakteristische Temperaturabweichung der großen Wirbel von ihrer Umgebung,  $q_*$  die charakteristische Feuchteabweichung der großen Wirbel von ihrer Umgebung,  $t_*$  die Zeit, die ein Luftpaket für den Aufstieg vom Boden bis zur Obergrenze der Grenzschicht benötigt (konvektive Zeitskala) und Gl. (3.5) gibt die Entwicklung der Grenzschichthöhe  $z_i$  mit der Zeit an.

Die Ergebnisse aus dem Experiment in Minnesota und den numerischen Simulationen stimmten unter Verwendung der Skalierungsgrößen gut überein und ergaben folgendes Bild der vertikalen Grenzschichtstruktur über einer homogenen Landoberfläche:

1. Die Temperatur ist in der Prandtl-Schicht labil, in der Mischungsschicht neutral bis leicht stabil und in der freien Atmosphäre stark stabil geschichtet (Abb. 3.1(a)). Im Übergangsbereich zwischen konvektiver Grenzschicht und freier Atmosphäre besteht ein starker Temperaturgradient.
2. Der turbulente fühlbare Wärmefluss nimmt linear mit der Höhe ab und erreicht an der Obergrenze der Grenzschicht sein globales Minimum (Abb. 3.1(b)), weshalb er häufig auch für die Ermittlung der Grenzschichthöhe verwendet wird (Gl. (3.6)). Der negative Fluss in dieser Region ist das Ergebnis von Einmischung wärmerer Luft aus der freien Atmosphäre in die Grenzschicht hinein (Entrainment).
3. Die Varianz der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten ist in Bodennähe maximal und geht etwas oberhalb der Obergrenze der Grenzschicht auf Null zurück (Abb. 3.1(c)), wobei unterhalb der Obergrenze der Grenzschicht aus Kontinuitätsgründen ein Sekundärmaximum auftreten kann, da aufwärtsgerichtete Strömungen dort auf eine starke Temperaturinversion treffen und seitlich abgelenkt werden. Das Maximum der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit tritt etwas unterhalb der Mitte der konvektiven Grenzschicht auf (Abb. 3.1(d)).

4. Die Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit ( $S_w = \overline{w'^3} \cdot \overline{w'^2}^{-3/2}$ ) zeigt positive Werte, (Abb. 3.1(f)), was auf eine asymmetrische Verteilung von Auf- und Abwinden zurückzuführen ist: Die Aufwinde sind in schmalen Strukturen organisiert, während die schwächeren Abwinde aus größeren Bereichen bestehen. Zusammen bilden Auf- und Abwinde häufig ein zellenähnliches Muster (siehe Abb. 3.2(a)).

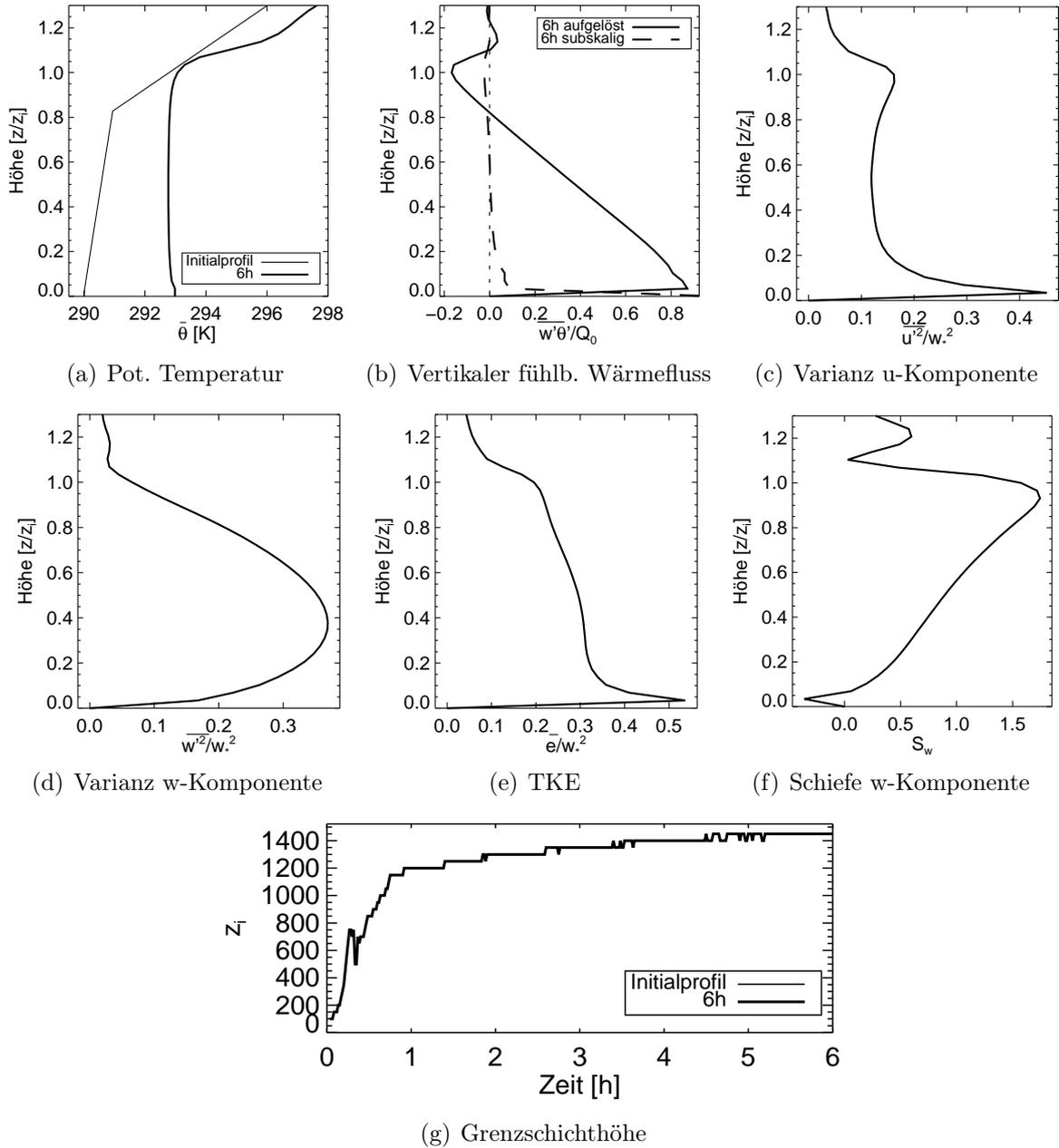


Abbildung 3.1: Vertikale Grenzschichtstruktur und Entwicklung der Grenzschichthöhe. Alle Profile sind über 900 s gemittelt und mit der Grenzschichthöhe nach  $t = 6$  h normiert.

Der höhenabhängige Anstieg der Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit wurde im Minnesota Experiment zunächst nicht beobachtet, aber in späteren Large-Eddy Simulationen erkannt (MOENG und ROTUNNO, 1990) und damit erklärt, dass nicht alle bodennah entstandenen Aufwinde bis an die Obergrenze der Grenzschicht reichen, und sich somit die Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit mit zunehmender Höhe verstärkt. Als Grund für die Abweichungen zwischen dem Experiment und den Simulationen gab LEMONE (1990) den Einfluss von mesoskaligen Zirkulationen an. Da diese Zirkulationen sich durch die gesamte vertikale Grenzschicht erstrecken und somit kaum höhenabhängige Unterschiede in den Auf- und Abwindverteilungen auftreten, ergibt sich eine höhenkonstante Schiefe. Dies wurde auch für kleinräumigere, inhomogenitätsbedingte Zirkulationen von RAASCH und HARBUSCH (2001) nachgewiesen.

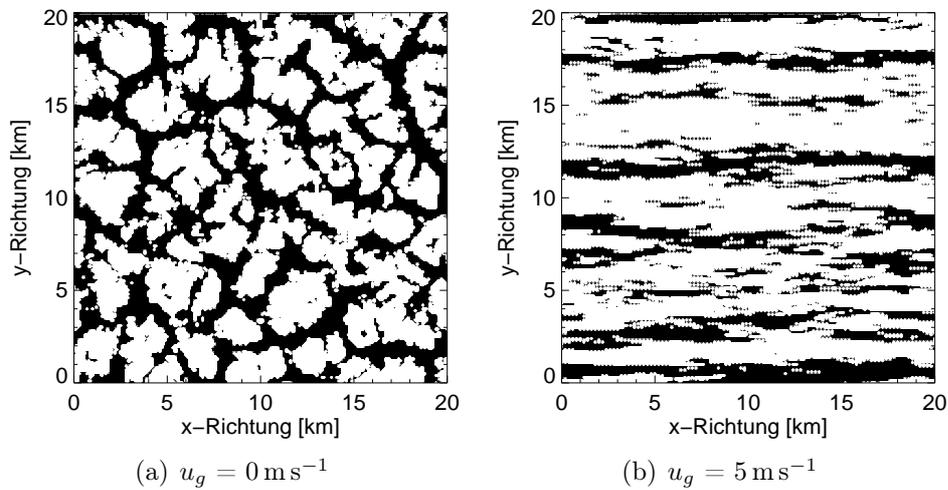


Abbildung 3.2:  $xy$ -Schnitt der Vertikalgeschwindigkeit ( $w > 0$  in schwarz,  $w < 0$  in weiß) in  $0.2 z_i$ . (a) durch eine rein konvektive Grenzschicht und (b) durch eine konvektive Grenzschicht mit mittlerem Wind. Zeitliches Mittel ist 2.5 h.

Die Vergleichbarkeit der PALM-Ergebnisse aus Abb. 3.1(a-f) und Abb. 3.2 mit der Literatur (auch MASON (1989); SCHMIDT und SCHUMANN (1989)) zeigt, dass PALM die physikalischen Prozesse in einer konvektiven Grenzschicht ebenso korrekt darstellt wie deren zeitliche Entwicklung (Abb. 3.1(g)).

Änderungen in dieser Grenzschichtstruktur ergeben sich z.B. durch den Einfluss von Windscherungen. Vergleiche zwischen scherungsdominierten und konvektiv dominierten Grenzschichten wurden u.a. von MOENG und SULLIVAN (1994) und KHANNA und BRASSEUR (1998) durchgeführt. Für die vorliegende Arbeit ist ein wesentliches Ergebnis dieser Studien interessant: Bei gleichzeitigem Auftreten eines moderaten thermischen (homogenen) Antriebs an der Oberfläche (z.B.  $Q_0 = 100 \text{ W m}^{-2}$ ) und eines stärkeren mittleren Windes ( $u_g > 5 \text{ m s}^{-1}$ ) wurde festgestellt, dass sich im zeitlichen Mittel rollenartige Zirkulationen in Windrichtung einstellen, deren charakteristische Breite etwa der Grenzschichthöhe entspricht (siehe Abb. 3.2(b)). In instantanen Feldern der Vertikalgeschwindigkeit sind rollenartige Strukturen jedoch erst bei einer stark scherungsdominierten

Grenzschicht zu beobachten ( $u_g > 15 \text{ m s}^{-1}$ ), wie im weiteren Verlauf dieser Arbeit das Gegenbeispiel von Abb. 4.5(b) zeigt. KHANNA und BRASSEUR (1998) stellten fest, dass diese rollenartigen Zirkulationen über homogener Landoberfläche durch die Interaktion von bodennahen, scherungsbedingten, streifenförmig in Windrichtung angeordneten Stark- und Schwachwindbändern (engl. „streaks“) mit konvektiven Aufwindelementen entstehen.

Besonders die Frage des Einflusses der Windscherung auf die Grenzschicht über einer thermisch inhomogenen Landoberfläche wurde bislang für großskalige, zweidimensional verteilte Inhomogenitäten nicht ausreichend erörtert. Auch in den Untersuchungen zu eindimensionalen Inhomogenitäten wurde ein geostrophischer Wind nur sporadisch (AVISSAR und SCHMIDT, 1998; LETZEL und RAASCH, 2003), bzw. gar nicht berücksichtigt (ROY und AVISSAR, 2000; GOPALAKRISHNAN und AVISSAR, 2000; PATTON *et al.*, 2005). Aus diesem Grund wurde im folgenden Kapitel der Einfluss eines mittleren Windes auf die Grenzschicht über inhomogenem Untergrund in die Untersuchungen mit einbezogen.

## 3.2 Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht über idealisiert inhomogenem Untergrund

An dieser Stelle werden zunächst die Ergänzungen zum Modellcode dargestellt, die für die Simulationen über idealisiert heterogenem Untergrund nötig waren. Weiterhin wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse aus diesen Untersuchungen gegeben sowie Vergleiche zu Ergebnissen aus der Literatur gezogen.

Die Wahl der konkreten Inhomogenitätsstruktur für diese Studie basiert auf einer „Lücke“ in den in Kap. 1 vorgestellten numerischen Untersuchungen bzgl. einer Grenzschicht über heterogenem Untergrund: Es fehlen bislang Informationen über den Einfluss von großskaligen (2-40 km), zweidimensionalen Inhomogenitäten auf die Grenzschichtstruktur. Um diesen Bereich abzudecken, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Parameterstudie durchgeführt, bei der zweidimensionale, diskontinuierliche, schachbrettartig angelegte Inhomogenitäten verwendet wurden (siehe Abb. 3.3). In diesem Fall bedeutet Parameterstudie, dass eine Vielzahl von Simulationen durchgeführt wurde, bei denen jeweils eine bestimmte Vorgabe (Konstante, Parameter) verändert wurde, um den Effekt dieser Veränderung zu analysieren. Hierbei wurden sowohl heterogenitätsspezifische Parameter wie Wellenlänge und Amplitude der thermischen Heterogenität untersucht, als auch allgemein die konvektive Grenzschicht beeinflussende Parameter wie mittlerer bodennaher fühlbarer Wärmefluss oder mittlerer geostrophischer Wind. Eine Übersicht der Parameterwerte erfolgt später. Die Simulationen der Parameterstudie sollen abkürzend als „idealisierte Simulationen“ bezeichnet werden.

Ein Teil dieser Simulationen wurde bereits im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt (HEROLD, 2002), so dass die hier vorgestellte Studie insbesondere auf diese Arbeit aufbaut. Um den primären Heterogenitätseffekt für den gesamten Parameterraum zusammenfassen zu können, sind Daten aus HEROLD (2002) in Abb. 3.10 und 3.14 ein-

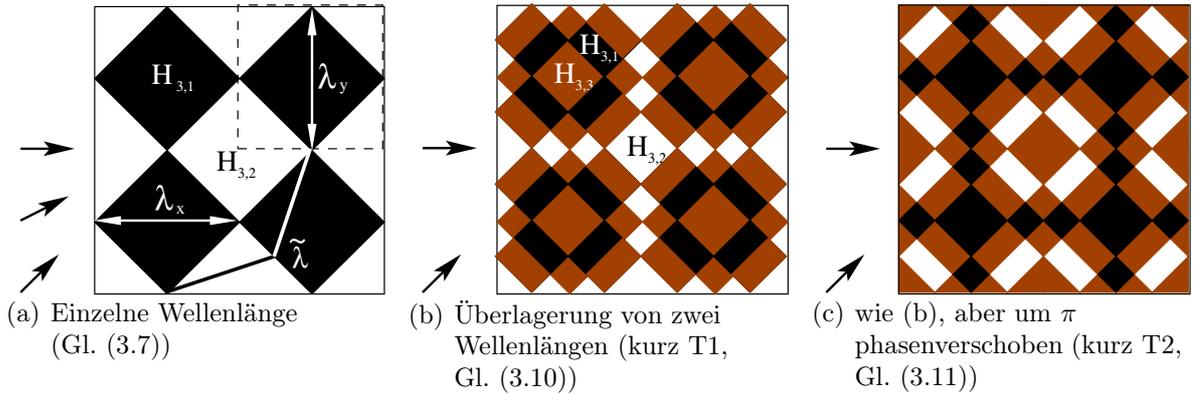


Abbildung 3.3: Verwendete idealisierte, zweidimensionale Heterogenitäten.  $H_{3,i}$  sind die fühlbaren Wärmeflüsse auf den homogenen Teilflächen,  $\lambda = \lambda_x = \lambda_y$  die aus Vergleichbarkeitsgründen verwendete Wellenlänge der 2D-Inhomogenität und  $\tilde{\lambda}$  die korrekte Wellenlänge der Inhomogenität gemäß den Studien über 1D-Inhomogenitäten.  $\tilde{\lambda}/2$  ist damit die Kantenlänge einer homogenen Teilfläche. Pfeile deuten die untersuchten Windrichtungen an.

geflossen. Da es sich bei der begonnenen Parameterstudie nur um eine Vorarbeit für die LITFASS-Simulationen handelt, werden im Folgenden nur die wesentlichen Ergebnisse und Schlussfolgerungen aus dieser Parameterstudie wiedergegeben.

### 3.2.1 Vorgabe der idealisierten Heterogenität und Anpassungen des Modellcodes

Abb. 3.3 zeigt die in der Parameterstudie verwendeten Verteilungen des fühlbaren Wärmeflusses am unteren Modellrand. Die Definition der Wellenlänge  $\lambda_{x,y}$  erfolgt in Konsistenz zu SHEN und LECLERC (1995); RAASCH und HARBUSCH (2001); HEROLD (2002). Aus dem schachbrettartigen Inhomogenitätsmuster ergeben sich zwei Wellenlängen (je eine in  $x$ - und  $y$ -Richtung:  $\lambda_x = \lambda_y = \lambda$ ), die aufgrund der Symmetrie des Musters äquivalent zueinander sind. Durch die Zweidimensionalität der Inhomogenität ergibt sich jedoch ein Unterschied in der Wellenlängendefinition zu den Studien, die sich mit eindimensionalen Inhomogenitäten beschäftigen. Bei jenen Studien entspricht die Wellenlänge der Inhomogenität der Breite von zwei benachbarten, streifenförmigen Flächen. Für einen korrekten Vergleich zu diesen Untersuchungen müsste man daher anstatt  $\lambda$  die Länge  $\tilde{\lambda} = 2 \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \cdot \lambda$  betrachten, wobei  $\tilde{\lambda}/2$  die Kantenlänge eines homogenen Teilgebietes ist. In den Arbeiten von SHEN und LECLERC (1995); RAASCH und HARBUSCH (2001); HEROLD (2002) wurde dies allerdings nicht erkannt, so dass die dort getroffenen Aussagen unter Verwendung einer richtungsunabhängigen Wellenlänge  $\lambda$  eigentlich mit dem Faktor  $\sqrt{2}$  skaliert werden müssten. In den hier vorgestellten Ergebnissen wird dies aus Gründen der Vergleichbarkeit zu obigen Arbeiten beibehalten und bei Bezug auf die Wellenlänge der 1D-Inhomogenität der Ausdruck  $\tilde{\lambda}$  verwendet. Ein zusätzlicher Effekt

tritt bei der Vorgabe eines mittleren Windes auf, der nicht exakt aus 225° weht, da in diesen Fällen die mittlere Strömung je nach Anströmwinkel eine andere Wellenlänge „sieht“.

Für die Realisierung der thermischen Heterogenitäten wurde der fühlbare Wärmefluss 2 h nach Beginn der Simulationen am unteren Modellrand entsprechend Gl. (3.7)-(3.11) zeitlich konstant vorgegeben (in den ersten 2 h wurde der entsprechende Mittelwert  $Q_0$  horizontal homogen vorgegeben). Die Definition der Inhomogenität bestehend aus einer Wellenlänge ( $\lambda = \lambda_x = \lambda_y$ ) ist:

$$H_3(x, y) = Q_0 + A \cdot \Psi(x, y, \lambda), \text{ mit} \quad (3.7)$$

$$\Psi(x, y, \lambda) = \begin{cases} +1 & \text{wenn } b_2 \geq -\lambda + b_1 \wedge b_2 < \lambda + b_1 \wedge \\ & b_2 \geq \lambda - b_1 \wedge b_2 < 3 \cdot \lambda - b_1 \\ -1 & \text{sonst,} \end{cases}$$

$$b_1 = x - \left[ \frac{x}{\lambda} \right] \cdot \lambda, \quad (3.8)$$

$$b_2 = y - \left[ \frac{y}{\lambda} \right] \cdot \lambda. \quad (3.9)$$

Die Inhomogenität aus zwei verschiedenen Wellenlängen<sup>2</sup> (Muster T1) wird gegeben durch:

$$H_3(x, y) = Q_0 + 0.5 \cdot (A \cdot \Psi(x, y, \lambda_1) + A \cdot \Psi(x, y, \lambda_2)), \quad (3.10)$$

während sich das Muster T2 aus zwei verschiedenen Wellenlängen zusammensetzt, bei der die zweite Welle um den Faktor  $\pi$  phasenverschoben gegenüber der ersten ist:

$$H_3(x, y) = Q_0 + 0.5 \cdot (A \cdot \Psi(x, y, \lambda_1) + A \cdot \tilde{\Psi}(x, y, \lambda_2)), \text{ mit} \quad (3.11)$$

$$\tilde{\Psi}(x, y, \lambda) = \begin{cases} -1 & \text{wenn } b_2 \geq -\lambda + b_1 \wedge b_2 < \lambda + b_1 \wedge \\ & b_2 \geq \lambda - b_1 \wedge b_2 < 3 \cdot \lambda - b_1 \\ +1 & \text{sonst.} \end{cases}$$

$H_3$  bezeichnet den inhomogenen vertikalen turbulenten fühlbaren Wärmefluss am Erdboden,  $Q_0$  seinen Mittelwert,  $A$  die aufgeprägte Amplitude<sup>3</sup> und  $\lambda(, \lambda_1, \lambda_2)$  die Wellenlänge(n) der Inhomogenität.  $[ ]$  ist an dieser Stelle der mathematische Abschneide-Operator. In Abb. 3.3 wurde zur Unterscheidung der unterschiedlich „geheizten“ Flächen für den fühlbaren Wärmefluss noch ein weiterer Index hinzugefügt ( $H_{3,1-3}$ ). Die Inhomogenitäten aus Abb. 3.3(b,c) wurden ausgewählt, um eine höhere Komplexität der Inhomogenität und damit eine weitere Annäherung an realistische Verhältnisse zu erreichen, ohne den bereits untersuchten, idealisierten Paramterraum zu verlassen.

Eine Übersicht der in der Parameterstudie verwendeten Werte für  $A, Q_0, \lambda(, \lambda_1, \lambda_2)$  sowie der untersuchten Windeinflüsse (Windgeschwindigkeit  $ff$ , Windrichtung  $dd$ ) bietet Tab. 3.1. Die Simulationen aus HEROLD (2002) sind mit \* gekennzeichnet. Im Folgenden werden die idealisierten Simulationen abkürzend entsprechend der gewählten Parameter dargestellt. Bei Modellläufen ohne Wind gilt die Bezeichnung  $H(Q_0)$  für homogenen

<sup>2</sup>Dabei ist zu beachten, dass  $\lambda_i = \lambda_{i_x} = \lambda_{i_y}$ , mit  $i = 1, 2$ .

<sup>3</sup>Es gilt  $\max(H_3) = Q_0 + A$ .

Typ	$Q_0$ [K m s <sup>-1</sup> ]	$\lambda, (\lambda_1 + \lambda_2)$ [km]	$A$ [K m s <sup>-1</sup> ]	$ff$ [m s <sup>-1</sup> ]	$dd$ [°]
I*	0.24	1, 2, 5, 10, 20, 40	0.1	0.0	-
I*	0.24	10	0.0125, 0.025, 0.05	0.0	-
I	0.24	8	0.04, 0.075	0.0	-
I	0.12	1, 2, 5, 10	0.025, 0.05, 0.1	0.0	-
I*	0.24	10	0.1	1.0, 2.5, 5.0, 7.5	225, 270
I	0.24	10	0.1	1.0, 2.5, 5.0, 7.5	247
I	0.24	10	0.1	1.5, 3.5, 6.0	236, 260
I	0.24	10	0.1	5.0, 7.5	260
I	0.24	10	0.1	6.0	265
I	0.12	10	0.025, 0.05, 0.1	1.0	225, 270
I	0.24	5+2.5, 10+5 (T1)	0.1	0.0	-
I	0.24	5+2.5, 10+5 (T1)	0.1	1.0, 5.0	225, 270
I	0.24	10+5 (T2)	0.1	0.0, 5.0	-, 225
H*	0.24	-	-	0.0, 1.0, 2.5, 5.0, 7.5	270
H	0.24	-	-	1.5, 3.5, 6.0	260
H	0.12	-	-	0.0, 1.0, 2.5, 5.0	270

Tabelle 3.1: Parameterraum der idealisierten Studie.  $Q_0$  stellt den mittleren fühlbaren Wärmefluss am Erdboden dar,  $\lambda$  die Wellenlänge der Inhomogenität,  $A$  die Amplitude der Abweichung von  $Q_0$ ,  $ff$  und  $dd$  die Stärke bzw. die Richtung des geostrophischen Windes. Die durchgeführten Simulationen ergeben sich aus der Betrachtung aller Parameterkombinationen einer *Reihe*. Die vierte Reihe ergibt z.B. 12 Simulationen (1·4·3·1). Die mit I\* und H\* gekennzeichneten Reihen sind Bestandteil von HEROLD (2002). Die Windrichtung bei den homogenen Vergleichsläufen ist aufgrund der horizontal zyklischen Randbedingungen nicht relevant.

Untergrund und  $I(\lambda, A, Q_0)$  für inhomogenen Untergrund. Für die in dieser Arbeit dargestellten Windfälle wurden nur Inhomogenitäten mit  $A = 0.1 \text{ K m s}^{-1}$  betrachtet, so dass hier die Bezeichnung  $H(ff, dd)$ , bzw.  $I(\lambda, ff, dd)$  ausreichend ist<sup>4</sup>.

Um den Einfluss der aufgeprägten thermischen Heterogenität auf das Strömungsfeld besser sichtbar zu machen, wurden die einzelnen Turbulenzelemente durch zusätzlich programmierte Mittelungen der dreidimensionalen Datenfelder herausgefiltert. Dies war zum einen eine zeitliche Mittelung über 2.5 h, zum anderen eine anschließende räumliche Phasenmittelung (HADFIELD *et al.*, 1991; SHEN und LECLERC, 1995), bei der die Luftvolumina über den sich periodisch wiederholenden Inhomogenitäten zu einem Luftvolumen zusammengefasst wurden (in Abb. 3.3 durch ein gestricheltes Quadrat gekennzeichnet).

Um ein „unsauberes“ zeitliches Mittel der Volumendaten aufgrund des Grenzschicht-

<sup>4</sup>Für eine einfachere Unterscheidung zu den Simulationsbezeichnungen ohne Wind wird der Windgeschwindigkeit bzw. -richtung die entsprechende Variablenbezeichnung vorangestellt, z.B.  $I(10, ff1, dd270)$ .

wachstums innerhalb der Mittelungszeit zu vermeiden, wurden die zu mittelnden Felder zu jedem Zeitschritt mit der aktuellen mittleren Grenzschichthöhe normiert.

Das Grenzschichtwachstum wurde in den idealisierten Simulationen äquivalent zu den Untersuchungen von LETZEL und RAASCH (2003) durch den Einfluss eines großräumigen Absinkens auf die Temperaturentwicklung gedämpft. Dazu wird am Modelloberrand eine Absinkgeschwindigkeit vorgegeben ( $w_s(z_{\max}) = 0.02 \text{ m s}^{-1}$ ) und anschließend linear zum Boden interpoliert ( $w_s(z = 0) = 0 \text{ m s}^{-1}$ ). Zu jedem Zeitschritt korrigiert sich der aktuelle Tendenzterm für die Temperatur  $\text{tend}_\theta$  (er beinhaltet bereits die Temperaturadvektion und subskalige Diffusion) entsprechend der höhenabhängigen Absinkgeschwindigkeit, bevor er in das Zeitschritt-Verfahren zur Berechnung der Temperatur zum nächsten Zeitschritt eingeht<sup>5</sup>:

$$\text{tend}_\theta(x, y, z) = \text{tend}_\theta(x, y, z) - w_s(z) \cdot \frac{\partial \theta(x, y, z)}{\partial z}. \quad (3.12)$$

Alle weiteren Initialisierungen und Festlegungen des Simulationsablaufes wurden durch eine standardmäßige Parameterdatei gesteuert, die vor dem Modellstart eingelesen wurde.

### 3.2.2 Allgemeine Rand- und Anfangswerte der idealisierten Studie

Bei den idealisierten Simulationen handelt es sich um „trockene“ Läufe, d.h. hier wurde sowohl die spezifische Feuchte, als auch der latente Wärmefluss gleich Null gesetzt. Die virtuelle potentielle Temperatur ist in diesem Falle gleich der potentiellen Temperatur (Gl. (2.5) mit  $q_v = 0$ ,  $q_l = 0$ ). Ebenso wurde der Einfluss der Corioliskraft vernachlässigt, um eine vorgegebene konstante geostrophische Windrichtung zu gewährleisten.

Die Simulationszeit betrug in allen Fällen 6 h und das numerische Gitter bestand aus jeweils  $200 \times 200 \times 60$  Gitterpunkten mit einer horizontalen Auflösung von  $\Delta x, \Delta y = 100 \text{ m}$  und einer vertikalen Auflösung von  $\Delta z = 50 \text{ m}$ . Über 2200 m wurde das vertikale Gitter gemäß Gl. (2.34) gestreckt. Das initiale vertikale Temperaturprofil wurde vom Boden ( $\theta = 290 \text{ K}$ ) bis in eine Höhe von 1200 m leicht stabil vorgegeben ( $d\bar{\theta}(z)/100 \text{ m} = 0.08 \text{ K}$ ). Über 1200 m folgte eine stärkere stabile Schichtung von  $d\bar{\theta}(z)/100 \text{ m} = 0.74 \text{ K}$ ) bis zur Modelobergrenze (siehe Abb. 3.1(a)). Die vorgegebene Absinkgeschwindigkeit betrug  $w_s(z_{\max}) = 0.02 \text{ m s}^{-1}$ . Die Eigenschaften der Bodeninhomogenität wurde in Abhängigkeit verschiedener Parameter gemäß Tab. 3.1 erst 2 h nach Simulationsbeginn vorgeschrieben, so dass der Einfluss der Inhomogenität auf eine voll entwickelte Grenzschicht untersucht werden konnte. Weiterhin wurde eine Rauigkeitslänge von  $z_0 = 0.1 \text{ m}$  homogen vorgegeben.

<sup>5</sup>Da in keiner durchgeführten Simulation eine Rayleigh-Dämpfung verwendet wurde, braucht der Einfluss des eingeführten Absinkens auf das initiale Temperaturprofil nicht berücksichtigt zu werden.

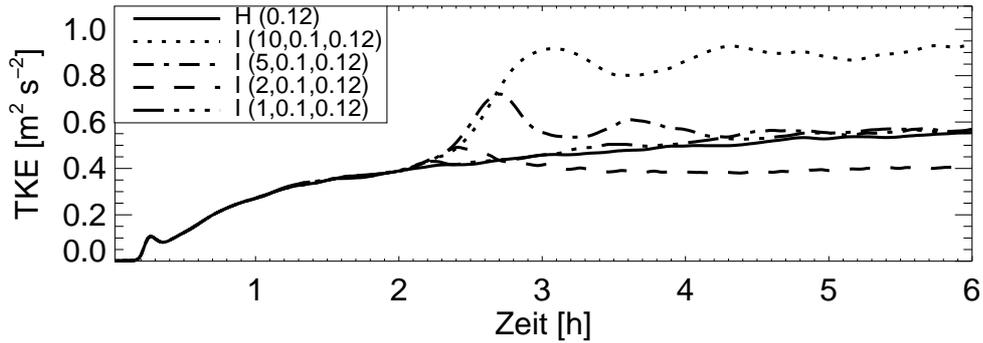


Abbildung 3.4: Zeitreihe der TKE aus den I(1-10,0.1,0.12) Simulationen im Vergleich zum HCR H(0.12).

### 3.2.3 Ergebnisse der Studie über idealisiertem Untergrund

Wie bereits in Kap. 1.5 erwähnt, stellten AVISSAR und SCHMIDT (1998) als wesentliches Merkmal der Grenzschicht über eindimensionalen Inhomogenitäten fest, dass sich bei größeren Wellenlängen ab  $\tilde{\lambda} = 5$  km mesoskalige, rollenartige Zirkulationen einstellen, die einen signifikanten Einfluss auf die horizontal gemittelten Werte von Temperatur, turbulenten fühlbaren Wärmefluss und der TKE haben. Weiterhin fanden LETZEL und RAASCH (2003) heraus, dass die TKE direkt mit der Stärke und Größe einer solchen Zirkulation verknüpft ist, da durch die großräumig hervorgerufenen Horizontalbewegungen die Varianzen der Horizontalgeschwindigkeiten, und somit auch die TKE erhöht sind.

Weiterhin zeigte diese Studie, dass die TKE, die Temperaturschichtung in der Grenzschicht und der turbulente fühlbare Wärmefluss durch die mesoskaligen Zirkulationen nicht zu jedem Zeitpunkt auf die von AVISSAR und SCHMIDT (1998) dargelegte Weise beeinflusst werden, sondern dass diese Beeinflussung einer zeitlichen Oszillation unterliegt. Aus diesem Grund weisen die Vertikalprofile der genannten Variablen zeitlich sehr stark wechselnde Unterschiede zu den Ergebnissen über einer homogenen Unterlage aus. Wie bereits in Kap. 1.5 erläutert, wird die Oszillation hervorgerufen durch ein Ungleichgewicht zwischen der Temperaturgegensätze ausgleichenden Zirkulation und der Temperaturgegensätze aufbauenden Wärmeflussheterogenität. Dieses Ungleichgewicht verringert sich im Laufe der Zeit unter dem Einfluss von Reibung, die vor allem in Bodennähe und im Entrainmentbereich vorhanden ist (LETZEL und RAASCH, 2003).

Die Ergebnisse der eigenen Simulationen mit zweidimensionalen Inhomogenitäten vergleichbarer Größenordnung zeigen im Vergleich zu LETZEL und RAASCH (2003) in den meisten Fällen keine Oszillation. Nur unter bestimmten Voraussetzungen (Läufe I(5-10,0.1,0.12)) tritt eine leichte, nach ca. 4 h Simulationszeit fast vollständig gedämpfte Oszillation auf, wie in Abb. 3.4 zu sehen ist. Weiterhin ist hier ein deutlicher Zusammenhang zwischen Wellenlänge der Heterogenität und Abweichung des zugehörigen TKE-Signal vom HCR zu erkennen. Eine große Wellenlänge (z.B.  $\lambda = 10$  km) führt zu einer deutlichen positiven Abweichung zum homogenen Kontrolllauf, während kleine und mittelgroße Wellenlänge ( $\lambda \leq 5$  km) kaum eine positive Abweichung zeigen. Eine Zusam-

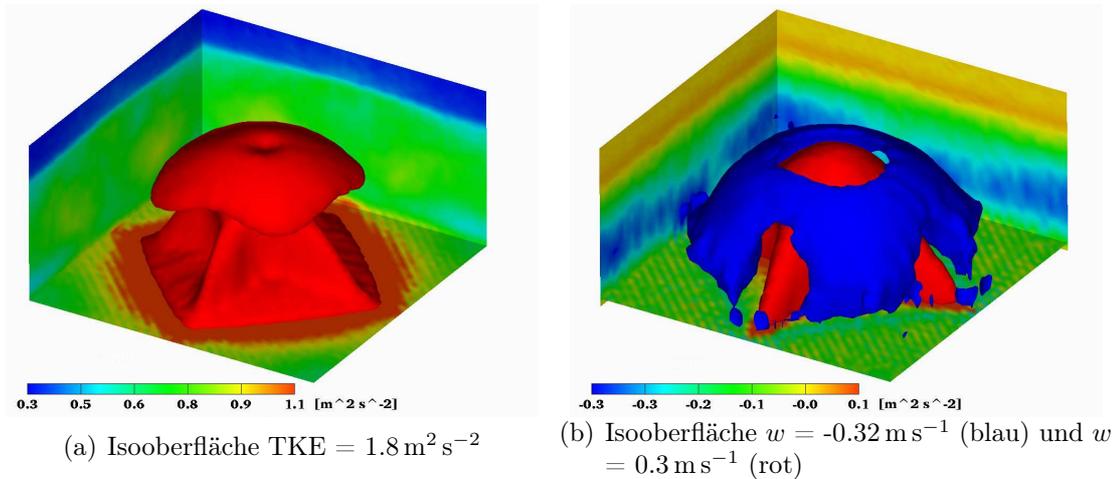


Abbildung 3.5: Mesoskalige Zirkulationsstruktur während I(5,0.1,0.12) über schachbrettartig verteiltem Wärmefluss am Boden. Dargestellt in (a) ist eine Isooberfläche der TKE von  $1.8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , deren hoher Wert durch Konvergenzen der Luftmasse im unteren bzw. Divergenzen der Luftmasse im oberen Bereich der Grenzschicht entsteht, sowie durch einen Aufwind über der Mitte der stark beheizten homogenen Teilfläche, der für eine große Varianz der Vertikalgeschwindigkeit in diesem Bereich sorgt. (b) zeigt die zur TMC gehörige Auf- und Abwindstruktur.

menfassung der Abhängigkeit der Zirkulationsstärke von allen verwendeten Parametern wird in Kap. 3.2.4 gegeben.

Prinzipiell existieren am Ende jener Simulationen der Parameterstudie stabile und komplexe mesoskalige Zirkulationen, die im Vergleich zum HCR eine höhere TKE aufweisen. Stellvertretend für alle Simulationen mit Vorgabe des Heterogenitätsmusters aus Abb. 3.3(a) ist eine solche Zirkulation in Abb. 3.5 durch eine Isooberflächendarstellung der zeit- und phasengemittelten TKE, sowie der Vertikalgeschwindigkeit aus Lauf I(5,0.1,0.12) visualisiert. Die gegenüber dem Mittelwert deutlich erhöhte TKE in dieser Struktur ergibt sich im unteren und oberen Teil der Grenzschicht aus den erhöhten Varianzen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten. Diese entstehen durch bodennahe Konvergenzbewegungen der Luft (aufgrund der inhomogenen bodennahen Temperaturverteilung) und durch Divergenzbewegungen der Luft unterhalb der Obergrenze der Grenzschicht (in diesem Bereich wird ein weiterer Aufstieg der Luft durch die Temperaturinversion verhindert, so dass aus Kontinuitätsgründen eine horizontale Ausbreitung erfolgt), siehe auch Erläuterungen zum Land-Seewind in Kap. 1. In der Mitte der Grenzschicht ist durch den inhomogenitätsbedingten Aufstieg der Luftmassen der Beitrag der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit zur TKE sehr hoch. Die Auf- und Abwinde der Zirkulation sind in Abb. 3.5(b) explizit dargestellt.

Betrachtet man die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und zieht die Ergebnisse aus (LETZEL und RAASCH, 2003) ebenfalls hinzu, lassen sich zwei wesentliche Abhängigkeiten der Oszillation feststellen:

- Abhängigkeit von der Stärke der bodennahen Temperaturgradienten,
- Abhängigkeit von der Komplexität des Heterogenitätsmusters.

Je stärker die Amplitude der aufgeprägten Wärmeflussheterogenität ist, desto stärker sind auch die daraus resultierenden Temperatur-, Dichte- und Druckgradienten, die letztendlich für die Ausbildung von mesoskaligen Zirkulationen verantwortlich sind (AVISSAR und SCHMIDT, 1998). Eine große Amplitude ruft jedoch nicht zwangsweise instabile Zirkulationen und damit eine Oszillation in der TKE hervor. Zusätzlich spielt nämlich die Orientierung der Druckgradienten eine Rolle, die abhängig vom Muster der aufgeprägten Wärmeflussheterogenität ist. Existieren Druckgradienten wie bei 1D-Inhomogenitäten nur in einer Richtung (z.B. in positiver und negativer  $x$ -Richtung), so erzeugen die zugehörigen Druckgradientenkräfte bodennah eine organisierte Luftströmung, die sich ebenfalls nur in jeweils eine Richtung bewegt. Weil in diesen Strömungen kaum Richtungsdivergenzen auftreten, ist der Beschleunigungsweg der Luft bis zur Konvergenzzone in diesem Falle viel länger als bei einem komplexeren Strömungsmuster, welches durch 2D-Inhomogenitäten ausgelöst wird. Dadurch ist auch die sich anschließende Luftmassenkonvergenz mit der entgegengesetzten Strömung deutlich stärker als im Falle vergleichbarer 2D-Inhomogenitäten, so dass schon bei kleinen Amplituden im 1D-Wärmeflussmuster eine schnelle Entwicklung starker mesoskaliger Zirkulationen stattfindet. Die kräftige rollenartige Zirkulationsströmung führt dann in der Folge schneller zu einem Ausgleich der Temperaturverhältnisse, als durch den inhomogenen Antrieb neue Temperaturabweichungen hergestellt werden und die Zirkulation schwächt sich ab (LETZEL und RAASCH, 2003). Im Gegensatz dazu folgt aus der geringeren Konvergenz und des komplexeren Konvergenzmusters der Luftströmung über 2D-Heterogenitäten eine langsame und kontinuierliche Entwicklung der mesoskaligen Zirkulation, so dass bereits anfänglich stabile Zirkulationen entstehen und keine Oszillation auftritt. Nur bei sehr großen Amplituden tritt auch in diesem Fall eine (schwächere) Oszillation auf<sup>6</sup>.

Der Zusammenhang zwischen dem Komplexitätsgrad der Heterogenität und der Entwicklungsdauer der Zirkulation lässt sich auch in den Untersuchungen der Grenzschichtstruktur über den Inhomogenitätsmustern aus Abb. 3.3(b,c) feststellen. Die nur langsam ansteigende Zeitreihe der TKE in  $I(10+5(T1),0.1,0.24)$ ,  $I(10+5(T2),0.1,0.24)$  und  $I(5+2.5(T1),0.1,0.24)$  weist auf eine Entwicklung von zunächst kleinräumiger heterogenitäts-induzierter Zirkulationen hin (Abb. 3.6): In den vergleichbaren Simulationen mit einem einfachen Heterogenitätsmuster (Lauf  $I(10,0.1,0.24)$  bzw.  $I(5,0.1,0.24)$ ) entwickelt sich verglichen mit dem HCR bereits kurz nach Einschalten der Inhomogenität eine deutlich höhere TKE, die 0.75 h bzw. 1.5 h nach Einschalten der Inhomogenität vorerst ihr Maximum erreicht hat. Der weitere Anstieg der TKE in  $I(10,0.1,0.24)$  ist durch die vorgegebene zeitlich konstante Erwärmung der Grenzschicht bedingt und entspricht dem TKE-Anstieg des HCR, während sich die mesoskalige Zirkulation in  $I(5,0.1,0.24)$  im weiteren Verlauf leicht abschwächt und hier die TKE nur noch geringfügig über dem Wert des HCR liegt. Dagegen wächst über den komplexeren Inhomogenitätsmustern im

<sup>6</sup>Wie später gezeigt wird, kommt es nicht auf eine große Amplitude alleine an, sondern auf einen großen Wert für  $A/Q_0$ .

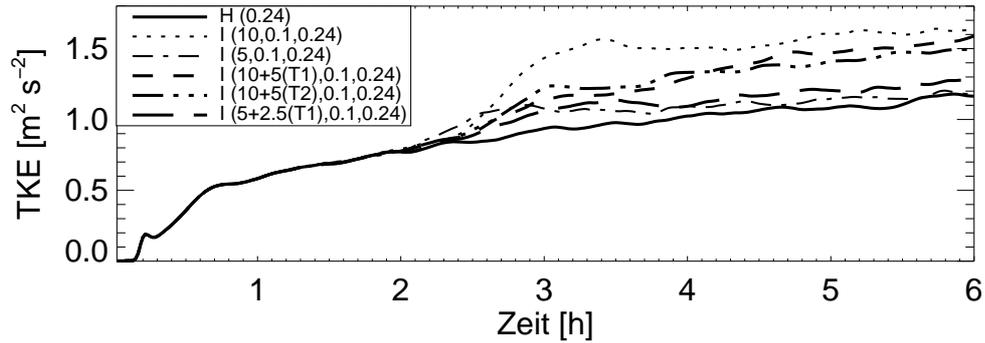


Abbildung 3.6: Zeitreihe der TKE aus Simulationen mit komplexer idealisierter zweidimensionaler Heterogenität.

Laufe der Zeit die Größe der Zirkulation und damit auch die Differenz zur TKE des HCR kontinuierlich an. Am Ende der Simulationszeit hat sich eine mesoskalige Zirkulation entwickelt, deren Größe vergleichbar ist mit derjenigen aus einer ähnlichen Simulation über einem einfachen schachbrettartigen Muster<sup>7</sup>. Im Falle des  $I(5+2,5(T1),0,1,0,24)$  Laufes ergibt sich sogar eine mesoskalige Zirkulation, die einen größeren TKE-Effekt als im Vergleichslauf  $I(5,0,1,0,24)$ .

Obwohl der zeitliche TKE-Verlauf in  $I(10+5(T1),0,1,0,24)$  und  $I(10+5(T2),0,1,0,24)$  sich ähnelt, zeigen die Zirkulationsstrukturen größere Unterschiede (Abb. 3.7). Das Heterogenitätsmuster (T1) ruft eine kreisförmige Zirkulation mit Konvergenzzonen um den Randbereich der größten homogenen Teilfläche hervor, während Muster (T2) eine kreuzförmig angeordnete Zirkulation ähnlich der in Abb. 3.5 erzeugt. Letztere verursacht eine deutlich inhomogenere Struktur der Grenzschichtobergrenze, wie man in Abb. 3.7(b) an den  $xz$ -Schnitten durch das Volumen erkennen kann. In der freien Atmosphäre sind kaum noch turbulente Bewegungen vorhanden, weshalb dieser Bereich sich in der TKE gut von der Grenzschicht trennt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der wesentliche Einfluss einer erhöhten Komplexität von zweidimensional verteilten thermischen Inhomogenitäten in einem stabilisierenden Effekt auf die Zirkulationsentwicklung besteht, der durch sich sukzessiv vergrößernde Zirkulationen charakterisiert ist. Nach einiger Zeit (in diesem Fall 4 h nach Einschalten der Heterogenität) hat die größte enthaltene Wellenlänge des Heterogenitätsmusters eine Zirkulation von entsprechender Größe induziert. Sobald dieser Zustand erreicht ist, sind die wesentlichen Effekte dieser Zirkulationen auf die Grenzschichteigenschaften unabhängig von ihrer konkreten Struktur<sup>8</sup>. Die starken Effekte der eindimensionalen Inhomogenitäten auf die mittlere Grenzschichtstruktur bzgl. TKE, Temperatur und fühlbarem Wärmefluss sind in der Folge der erläuterten Zirkulationsstrukturen bei vergleichbaren zweidimensionalen Inhomogenitäten in deutlich abgeschwächter Form zu finden. Weiterhin wurde die in LETZEL und RAASCH (2003) präsentierte Oszillation

<sup>7</sup>Die aufgeprägte Wellenlänge in dieser äquivalenten Simulation sollte der größten Wellenlänge im (T1) oder (T2) Muster entsprechen.

<sup>8</sup>An dieser Stelle wird nur der Einfluss auf die TKE gezeigt.

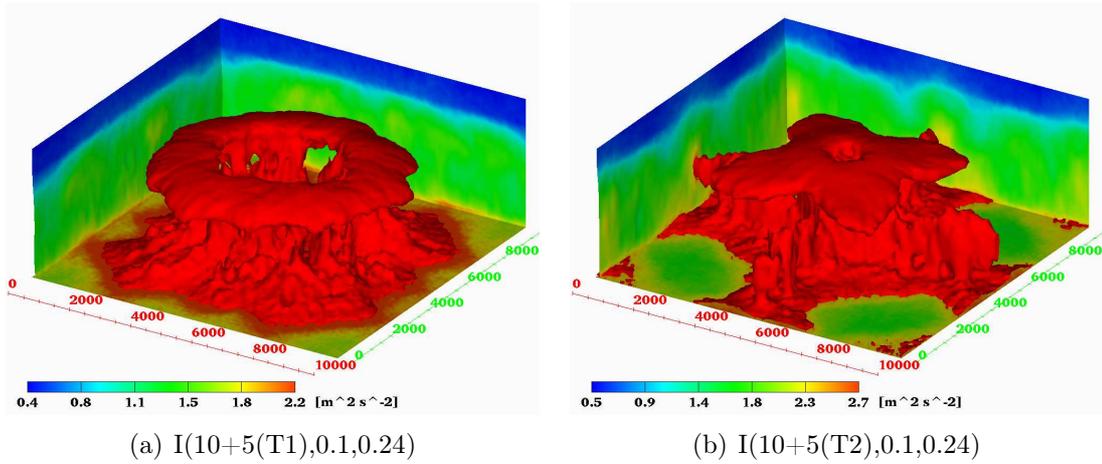


Abbildung 3.7: Zirkulationsstruktur über komplexen idealisierten Heterogenitäten, dargestellt durch eine Isooberfläche der TKE von  $2.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . In den seitlich dargestellten  $xz$ -Schnitten der TKE lässt sich die Obergrenze der Grenzschicht sehr gut nachvollziehen.

dieser Variablen um einen Grundzustand in der vorliegenden Parameterstudie aus genannten Gründen nur in den Läufen I(5-10,0.1,0.12) festgestellt.

Im folgenden Kontext findet ein Vergleich der mittleren Grenzschichtstruktur über idealisiert inhomogener Landoberfläche zu den Ergebnissen des homogenen Kontrolllaufes statt. Hierzu werden die Ergebnisse von Lauf I(10,0.1,0.12) in Abb. 3.8 präsentiert, da dieser die stärksten Oszillationseffekte zeigt. Die mesoskalige Zirkulation führt in dieser Simulation zu einer deutlichen Stabilisierung im Bereich der Mischungsschicht (Abb. 3.8(a)), da sie großräumige Abwindgebiete enthält, die warme Entrainmentluft bis in die untere Grenzschicht transportiert. Im Gegensatz zu den typischen Turbulenzelementen aus dem homogenen Kontrolllauf reichen die in den mesoskaligen Zirkulationen enthaltenen Auf- und Abwinde fast immer durch die gesamte Grenzschicht.

Diese höhenabhängige Änderung im Verhältnis von Auf- zu Abwinden hinsichtlich des HCR lässt sich quantitativ durch das hohe Niveau der Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit nachweisen, die Abb. 3.8(f) zeigt. Dieses Niveau ist bei der I(10,0.1,0.12) Simulation zwischen  $0.2-1.0 z_i$  nahezu höhenkonstant und zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei kleinräumigeren Inhomogenitäten (RAASCH und HARBUSCH, 2001).

Trotz einer Oszillation im Wärmeflussprofil (Abb. 3.8(b)) tritt im Gegensatz zu LETZEL und RAASCH (2003) jedoch keine zeitliche Änderung in der Temperaturschichtung zwischen unterem und oberem Teil der Grenzschicht auf. Der Grund hierfür liegt im geringen Unterschied zwischen konvexen und konkaven Wärmeflussprofilen, deren Wechsel etwa alle  $0.5-0.75 \text{ h}$  stattfindet (wie bei vergleichbaren Simulationen in LETZEL und RAASCH, 2003) und nicht ausgeprägt genug ist, um in dieser Zeit eine entsprechende unterschiedliche vertikale Erwärmung der Grenzschicht hervorzurufen.

Aufgrund der ausgeprägten horizontalen Konvergenz- und Divergenzzonen der Zirkulationsströmung zeigt sich in Abb. 3.8(c) ein wesentliches Merkmal der Grenzschicht-

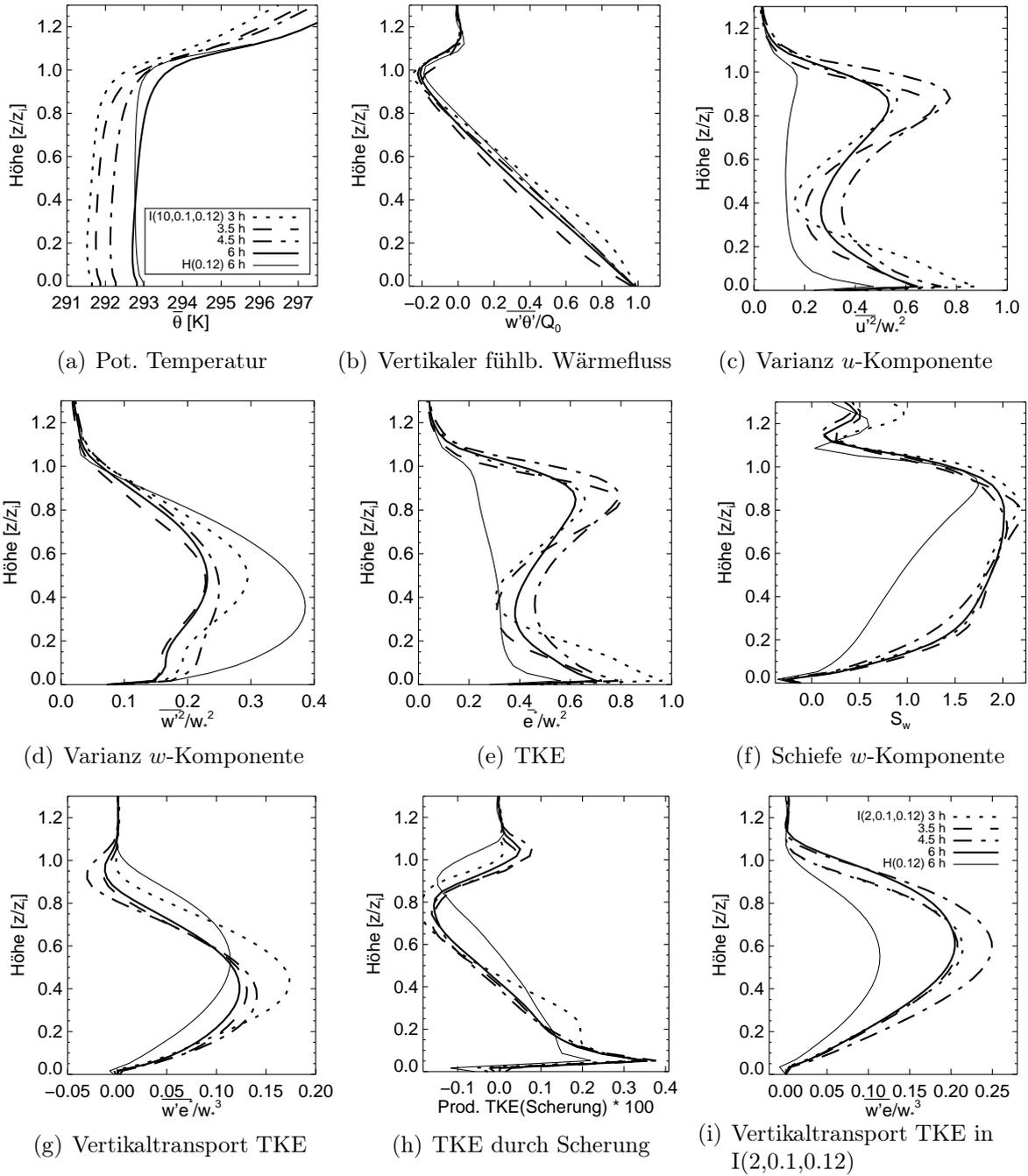


Abbildung 3.8: Zeitlich abhängige Oszillationseffekte auf verschiedene Variablen aus Lauf I(10,0,1,0,12) und ein Vergleich der Vertikalprofile mit Lauf H(0,12) am Ende der Simulationen.

struktur über größeren Inhomogenitäten: Die Varianzen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten sind gegenüber dem HCR stark erhöht. Wie bereits erwähnt steigt dadurch auch der Wert der TKE an (Abb 3.8(e)). Das leichte Abschwächen und Ver-

stärken der mesoskaligen Zirkulation in der Simulation von I(10,0.1,0.12) lässt sich hier ebenfalls erkennen.

Überraschenderweise ist die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit gegenüber dem HCR herabgesetzt (Abb. 3.8(d)). Äquivalent zu diesem Verhalten stellten GOPALAKRISHNAN und AVISSAR (2000) in ihren Untersuchungen der Grenzschichten über 1D-Inhomogenitäten eine verringerte vertikale Durchmischung von in die Strömung eingebrachten Partikeln fest. Ihre Begründung beschränkt sich auf einen Hinweis auf den starken Einfluss der horizontalen Strömung der rollenartigen Zirkulation. Als weitergehende Erläuterung lässt sich anführen, dass durch die bodennahen Konvergenzzonen und der damit verbundenen starken Horizontalbewegung der Luft eine erhöhte vertikale Windscherung in Bodennähe auftritt, die eine weitere vertikale Ausdehnung der schwächeren bodennah generierten Aufwinde verhindert. Stattdessen entstehen in diesem Bereich vermehrt kleinere scherungsbedingte Wirbel, so dass zunächst nur ein geringer Anstieg von  $\overline{w'^2}$  mit der Höhe stattfindet, wie in Abb. 3.8(d) zu sehen ist. Betrachtet man den aufgelösten Anteil der Produktion von Turbulenzenergie aus der vertikalen Scherung der mittleren Strömung ( $\overline{w'u'_i} \cdot (\partial \overline{u}_i / \partial z)$ , Abb. 3.8(h)), so lässt sich hier ein Beweis für diese Erklärung anführen, denn gegenüber dem HCR ist hier im unteren Bereich ein starker Anstieg dieses Wertes zu beobachten. Ebenso ist dieser Term im oberen Bereich der Grenzschicht aufgrund der horizontal divergenten Zirkulationsströmung erhöht. Ein Grund für die Reduktion von  $\overline{w'^2}$  gegenüber dem HCR im mittleren Bereich der Grenzschicht ist die regelmäßige Verteilung von Auf- und Abwindbereichen der mesoskaligen Zirkulation. Deren räumliche Erstreckung ist im Gegensatz zu den Auf- und Abwinden der zufällig verteilten Turbulenz deutlich größer und es herrscht dort eine relativ einheitliche (gemäßigte) Vertikalgeschwindigkeit.

In RAASCH und HARBUSCH (2001) wurden inhomogenitätsbedingte größere Abweichungen im Profil des TKE-Vertikaltransportes festgestellt, die zwar in den durchgeführten Simulationen mit kleineren Wellenlängen ebenfalls zu erkennen sind (Abb. 3.8(i)), jedoch für größere Wellenlängen der zweidimensionalen Inhomogenität kaum vorhanden sind, wie Abb. 3.8(g) zeigt. Bei größeren Zirkulationen gleichen sich die negativen Effekte auf  $\overline{w'^2}$  und die stark positiven Effekte auf  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  in etwa aus, so dass sich hier im Gesamtmittel nur geringe Abweichungen zum HCR ergeben. Der konkrete Höhenverlauf des TKE-Vertikaltransportes ist jedoch nicht derselbe (siehe Abb. 3.8(g)): Das globale Maximum wird im inhomogenen Fall bereits bei  $0.4 z_i$  erreicht (HCR  $0.6 z_i$ ) und zwischen  $0.85-1.1 z_i$  treten negative Werte auf. Bedingt durch die positive Definitheit der TKE und der großen Schiefe der Vertikalwindverteilung (Abwinde nehmen etwa zwei mal soviel Fläche ein wie Aufwinde) muss demnach in diesem Höhenbereich im horizontalen Mittel ein nach unten gerichteter Transport der durch horizontale Strömungsdivergenzen hervorgerufenen TKE stattfinden. Erst unterhalb von  $0.85 z_i$  überwiegen positive Werte des TKE-Vertikaltransportes, die durch den nach oben gerichteten Transport von TKE zustande kommen. Da beim HCR kein sekundäres Maximum des TKE-Profiles unterhalb der Obergrenze der Grenzschicht existiert, überwiegt beim HCR in der gesamten Grenzschicht ein deutlich aufwärtsgerichteter TKE-Transport.

Im Vergleich der Grenzschichthöhenentwicklung zeigt Abb. 3.9 kaum Unterschiede zwischen der Grenzschicht über homogenem und inhomogenem Gelände. Am Ende der

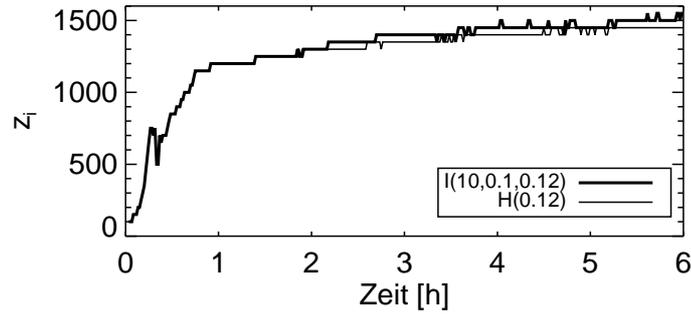


Abbildung 3.9: Vergleich der Grenzschichthöhenentwicklung bei homogenen und idealisiert inhomogenen Untergrund.

Simulation ist die Grenzschichthöhe im inhomogenen Fall um 50 m (ca. 3.5 %) höher als im HCR. Dies ist ein repräsentativer Wert für die meisten Simulationen der Parameterstudie, wenngleich z.T. bei kleineren Wellenlängen (z.B.  $\lambda = 2$  km) die Grenzschicht auch bis zu 100 m erhöht ist. Der Grund für die geringe Auswirkung auf das Grenzschichtwachstum lässt sich bei einem erneuten Blick auf Abb. 3.8(b) feststellen: Das Entrainment (ausgedrückt durch den Bereich negativen turbulenten fühlbaren Wärmeflusses) ist gegenüber dem HCR nahezu unverändert. Dies würde den Schluss zulassen, dass das Entrainment fast vollständig durch die kleinräumige Turbulenz verursacht wird. Wie aber in Kap. 5.5 gezeigt wird, ist ein mesoskaliges Entrainment implizit in diesem mittleren Wärmeflussprofil bereits enthalten, führt jedoch zu keinem zusätzlichen Entrainment.

Es bleibt festzustellen, dass in fast allen Simulationen der Parameterstudie nur die Varianzen der Geschwindigkeitskomponenten, der Vertikaltransport von TKE und die Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit nach Simulationsende eine signifikante Abweichung zum homogenen Kontrolllauf aufweisen. Die Stärke dieser Abweichungen ist von den ausgewählten Parametern ( $\lambda, A, Q_0, ff, dd$ ) abhängig. Für eine quantitative Analyse dieser Abweichungen wurde die Varianz der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten

$$\bar{u}_{\text{var}}(z) = 0.5 \cdot (\overline{u'^2}(z) + \overline{v'^2}(z)) \quad (3.13)$$

und der Vertikaltransport von TKE  $\overline{w'e^*}(z)$  ausgewählt, die sich sehr sensitiv gegenüber einer Entwicklung von mesoskaligen Zirkulationen verhalten, so dass selbst schwache Zirkulationen sich mit diesen beiden Variablen nachweisen lassen. Somit kann zum einen der Inhomogenitätseffekt auf die horizontale Diffusion abgeschätzt werden (es hat sich durch weiterführende Untersuchungen über die Verlagerung passiver Partikel gezeigt, dass sich die horizontale Diffusion proportional zu  $\bar{u}_{\text{var}}$  verhält). Zum anderen zeigt ein Vergleich von  $\overline{w'e^*}(z)$ , wie stark die TKE vertikal durchmischt wird. Eine Zusammenfassung dieser Analyse wird im folgenden Kapitel gegeben.

### 3.2.4 Einfluss verschiedener Parameter auf die Entwicklung einer mesoskaligen Zirkulation

Bisher fehlt in der Literatur eine weitreichende quantitative Analyse der in Abb. 3.8 gezeigten Inhomogenitätseinflüsse auf die Grenzschicht in Abhängigkeit der gewählten Heterogenitätsparameter. Die genannten Arbeiten beschränken sich auf qualitative und punktuell quantitative Vergleiche.

Dagegen wird für die vorliegende Arbeit eine höhenunabhängige quantitative Analyse aller Simulationen betrieben und deren Ergebnisse komprimiert dargestellt, so dass ein einfacher Überblick über die Ergebnisse aus vielen Parameterkombinationen ermöglicht wird. Für einen höhenunabhängigen Vergleich wurde zunächst das Höhenintegral der zeitlich (über 900 s) gemittelten Vertikalprofile von  $\bar{u}_{\text{var}}(z)$  und  $\overline{w'e^*}(z)$  aus jedem homogenen und inhomogenen Lauf am Ende der Simulation ( $t = 6$  h) bis zu einer Höhe von  $1.35 z_i$  berechnet. Die Höhenbegrenzung des Integrals führt unabhängig von der Höhe der simulierten Atmosphäre zu einem vergleichbaren Wert. Zudem werden in diesem Höhenbereich die vollständigen Signale der untersuchten Variablen erfasst. Nach der Berechnung ergibt sich für jede Simulation jeweils ein Nettowert für  $\bar{u}_{\text{var}}$  und  $\overline{w'e^*}$ . Anschließend wurde die Differenz der Nettowerte von homogenem und inhomogenem Lauf berechnet und mit dem Nettowert des HCR normiert, so dass eine relative Abweichung erhalten wird ( $\mathfrak{D}_\phi$ , mit  $\phi = \bar{u}_{\text{var}} \vee \phi = \overline{w'e^*}$ ):

$$\mathfrak{D}_\phi = \left[ \int_{z=0}^{1.35z_i} \phi_I(z) dz - \int_{z=0}^{1.35z_i} \phi_H(z) dz \right] / \int_{z=0}^{1.35z_i} \phi_H(z) dz. \quad (3.14)$$

Die Indizes  $H$  und  $I$  bezeichnen die Daten eines homogenen bzw. inhomogenen Laufes.

#### Einfluss von heterogenitätsspezifischen Parametern

Gl. (3.14) wird zunächst dazu genutzt, um die Ergebnisse aller verwendeten Parameterkombinationen von  $\lambda, A, Q_0$  ohne einen mittleren Wind zu vergleichen. Die getrennte Betrachtung des Einflusses von Amplitude und mittleren Wärmeflusses erwies sich hierbei als unzureichend. Vielmehr ist das Verhältnis  $A/Q_0$  entscheidend für die Stärke des Heterogenitätseinflusses. Beispielsweise ergeben sich in den Simulationen  $I(\lambda, 0.1, 0.24)$  und  $I(\lambda, 0.05, 0.12)$  die gleichen Abweichungen zum HCR. Um den Effekt dieses Parameterverhältnisses mit dem Effekt der Wellenlänge zu vergleichen, wurden die Ergebnisse für  $\mathfrak{D}_\phi$  in Abb. 3.10 gegeneinander aufgetragen und interpoliert (für nähere Informationen über die im Visualisierungstool IDL enthaltene Delaunay-Triangulations-Routine siehe SIBSON, 1973). In positiver Richtung der  $x$ -Achse vergrößert sich kontinuierlich das Aspektverhältnis von Wellenlänge der Inhomogenität zur Grenzschichthöhe und in positiver Richtung der  $y$ -Achse erhöht sich die Stärke der Inhomogenität. Für  $\mathfrak{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  und  $\mathfrak{D}_{\overline{w'e^*}}$  lassen sich nun folgende Abhängigkeiten erkennen:

1. Der Inhomogenitätseffekt auf die Varianz der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten ( $\sim$  horizontale Diffusion) durch die induzierten Zirkulationen ist deutlich stärker von der Inhomogenitätsgröße abhängig als von der Inhomogenitätsintensität.

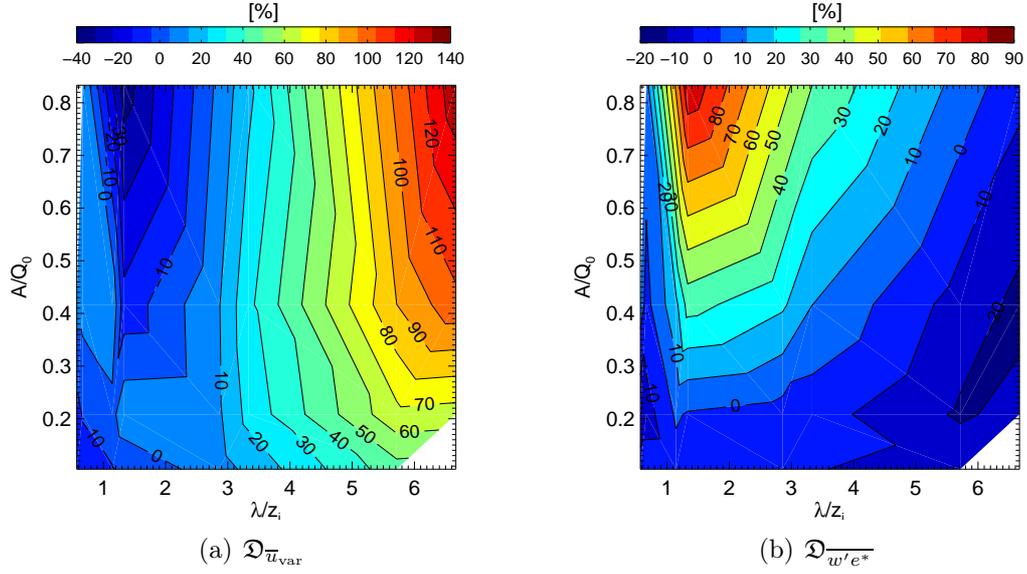


Abbildung 3.10: Quantitativer Vergleich zwischen homogenen und inhomogenen Läufern ohne mittlerem Wind hinsichtlich des Einflusses von idealisierten zweidimensionalen Heterogenitäten auf die Varianz der Horizontalgeschwindigkeit (a) und des Vertikaltransportes von TKE (b). Grundlage sind die Daten der 21 Simulationen ohne geostrophischen Wind aus Tab. 3.1, zwischen denen mit Hilfe einer Delaunay-Triangulation interpoliert worden ist. Bei weißen Flächen liegen keine Daten vor.

2. Der Inhomogenitätseffekt auf den Vertikaltransport von TKE ist in etwa zu gleichen Teilen von Inhomogenitätsgröße und Inhomogenitätsintensität beeinflusst.
3. Ist das Aspektverhältnis  $\lambda/z_i < 1.0$ , so existieren nahezu unabhängig von der Inhomogenitätsintensität kaum Effekte der Heterogenität, da sich keine Zirkulationen entwickeln, welche die vertikale Grenzschicht vollständig umfassen.
4. Für ein Verhältnis von  $A/Q_0 < 0.25$  ist in  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  ein kontinuierlicher Anstieg für alle Aspektverhältnisse zu erkennen, wobei die Intensität des Signals ab ca.  $\lambda/z_i > 5.5$  in diesem Bereich nicht mehr zunimmt. In  $\mathcal{D}_{w'e^*}$  treten in diesem Bereich kaum Effekte auf (leicht negative Werte).
5. Zwischen  $A/Q_0 > 0.25$  und  $1.0 < \lambda/z_i < 2.5$  treten deutlich negative Effekte in  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  sowie deutlich positive Effekte in  $\mathcal{D}_{w'e^*}$  auf.
6. Für  $A/Q_0 > 0.25$  und einem ab  $\lambda/z_i > 2.5$  steigenden Aspektverhältnis erhöht sich  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  sehr schnell auf große positive Werte, während in  $\mathcal{D}_{w'e^*}$  ein langsamer Rückgang zu beobachten ist, der für größere Aspektverhältnisse in Abhängigkeit des  $A/Q_0$ -Verhältnisses zu negativen Werten führt.

Punkt 1 und 2 beschreiben erstmals die generelle Abhängigkeit der primären horizontalen und vertikalen Effekte einer heterogenitätsinduzierten Zirkulation von den we-

sentlichen Inhomogenitätsparametern. Punkt 3 entspricht den Erkenntnissen aus SHEN und LECLERC (1995) und RAASCH und HARBUSCH (2001). Punkt 4 kennzeichnet einen Parameterbereich, in dem sich nur noch schwache Zirkulationen ausbilden und primär eine leicht erhöhte horizontale Diffusion bewirken. Punkt 5 zeigt einen Parameterbereich auf, in dem der vertikale Effekt der Zirkulation den horizontalen Effekt dominiert (dies ist mit den qualitativen Ergebnissen von RAASCH und HARBUSCH (2001) äquivalent). Punkt 6 weist auf die Veränderungen mit steigendem Aspektverhältnis hin, die für  $\lambda/z_i > 3.5$  zu einer Dominanz des horizontalen Effektes führt (dies ist mit den qualitativen Ergebnissen von AVISSAR und SCHMIDT (1998); GOPALAKRISHNAN und AVISSAR (2000); LETZEL und RAASCH (2003) bzgl. 1D-Inhomogenitäten äquivalent).

Der physikalische Zusammenhang, der Punkt 5 zugrunde liegt, soll nun erläutert werden. Die Simulationen in diesem Parameterbereich weisen gegenüber dem HCR reduziertes  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  (siehe Abb. 3.10) und  $\overline{w'^2}$  (nicht gezeigt) auf. Eine Vermutung für dieses Verhalten ist, dass die Entwicklung der größten zufällig verteilten Wirbel negativ von der Entwicklung von vergleichbaren heterogenitätsinduzierten Zirkulationen der Skala  $\lambda/z_i = 1.0-2.5$  beeinflusst wird, wenn das inhomogene Forcing stark genug ist. Hierzu kann man die Auf- und Abwindstrukturen verschieden großer TMCs in Abb. 3.11(a) und (b) vergleichen. Es ist klar zu erkennen, dass bei der größeren TMC gleichzeitig

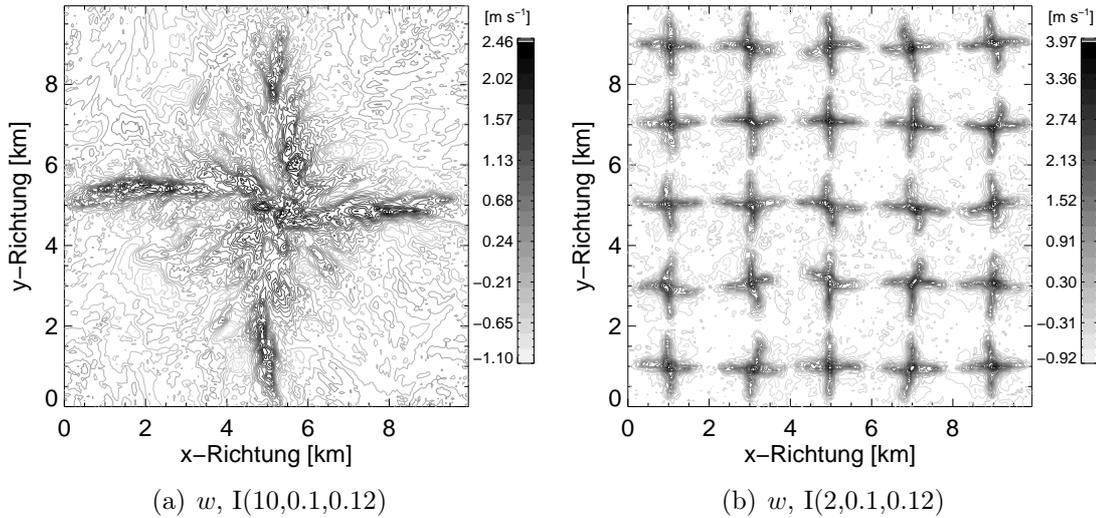


Abbildung 3.11: Instantane  $xy$ -Schnitte von  $w'$  in  $0.2 z_i$  ohne Phasenmittelung. Lauf  $I(2,0.1,0.12)$  wurde zwecks besserer Inhomogenitätsauflösung mit  $\Delta x, \Delta y = 50$  m und  $\Delta z = 25$  m ein weiteres Mal simuliert.

noch viele kleine Strukturen koexistieren, während bei einer kleinen Wellenlänge mit  $\lambda/z_i = 1.2$  kaum andere Strukturen als die der TMCs bestehen. Der Gesamtbeitrag der zufällig verteilten Wirbel zur TKE ist in der Folge deutlich reduziert, so dass auch der Gesamtwert der TKE verringert ist.

Trotz dieses Verhaltens zeigt  $\mathcal{D}_{\overline{w'e^*}}$  ein erhöhtes Signal. Dies ist jedoch nur ein scheinbarer Widerspruch. Wie Abb. 3.12 zeigt, ist im Gegensatz zu größeren Wellenlängen eine

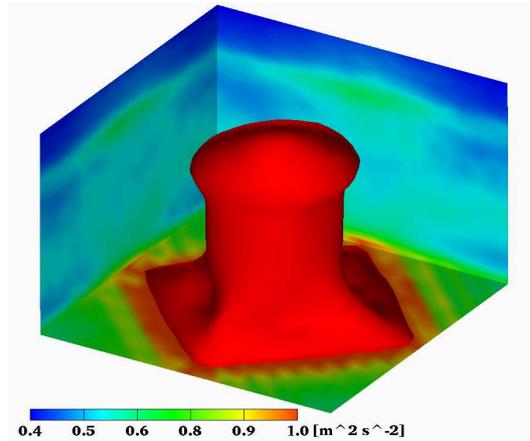


Abbildung 3.12: Isooberfläche der TKE mit  $1.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  von Lauf I(2,0.1,0.12) nach Phasenmittel.

erhöhte TKE nur in unmittelbarer Bodennähe und im Aufwind der TMC zu finden. Größere Divergenzbereiche unterhalb der Obergrenze der Grenzschicht fehlen, so dass der nach unten gerichtete Transport von TKE deutlich reduziert ist und der nach oben gerichtete Transport von TKE deutlich überwiegt.

In der Zusammenstellung der Ergebnisse lassen sich zwei Aussagen aus der bisherigen Literatur korrigieren: AVISSAR und SCHMIDT (1998) zogen aus ihren Untersuchungen den Schluss, dass die Amplitude wesentlich für die Stärke der Zirkulation verantwortlich ist. GOPALAKRISHNAN und AVISSAR (2000) führten an, dass mit abnehmenden  $Q_0$  der Einfluss von Heterogenitäten zunimmt. Beides ist nicht ganz richtig, wie Abb. 3.10 klar macht:

- Die Stärke von heterogenitätsinduzierten Zirkulationen und damit ihr Einfluss auf die Grenzschicht hängt vom Verhältnis der aufgeprägten Amplitude zum mittleren fühlbaren Wärmefluss ab ( $A/Q_0$ ).
- Je nach Verhältnis der Inhomogenitätsgröße zur Grenzschichthöhe ( $\lambda/z_i$ ) besteht bei ausreichender Zirkulationsstärke entweder eine deutlich erhöhte turbulente horizontale Diffusion bei gleichzeitiger Reduktion des Vertikaltransports von TKE oder ein deutlich erhöhter Vertikaltransport von TKE bei gleichzeitiger Reduktion der turbulenten horizontalen Diffusion.

Um diese Einteilung auch sprachlich zu berücksichtigen, wird im Folgenden der Begriff „Sekundärzirkulation“ (SC) äquivalent zu RAASCH und HARBUSCH (2001) für kleinräumige heterogenitätsinduzierte Zirkulationen verwendet, die einen deutlich erhöhten TKE-Vertikaltransport verursachen ( $\mathcal{D}_{w'e^*} > 50\%$ ). Der Begriff „thermisch induzierte mesoskalige Zirkulationen“ (TMC) wird äquivalent zu LETZEL und RAASCH (2003) für größere Zirkulationen verwendet, die für eine erhöhte horizontale Diffusion verantwortlich sind ( $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}} > 10\%$ ).

### Einfluss eines mittleren Windes

Studien von ZHONG und DORAN (1998); WANG *et al.* (1998); AVISSAR und SCHMIDT (1998); WEAVER und AVISSAR (2001) und RAASCH und HARBUSCH (2001) zeigten unterschiedliche Ergebnisse bzgl. eines Einfluss des mittleren Windes auf die heterogenitätsinduzierten Zirkulationen, weshalb der Wind auch in der vorliegenden Studie Berücksichtigung fand.

Prinzipiell erhöhen sich durch die Vorgabe eines geostrophischen Windes die Scherungskräfte auf die turbulente Strömung, da bedingt durch die Reibung des Erdbodens eine Änderung des mittleren Windes mit der Höhe stattfindet. In Kap. 3.1 wurde gezeigt, dass sich dadurch in einer konvektiven Grenzschicht über homogenem Untergrund bei hoher Windgeschwindigkeit rollenartige Zirkulationen ausbilden können. Bei thermisch inhomogener Oberfläche trägt ein mittlerer Wind außerdem zu einem Transport bzw. der Vermischung der aufgeprägten Temperaturanomalien bei. Diese beiden Windeffekte haben deshalb besonderen Einfluss auf die Entstehung von SCs und TMCs. Z.B. stellten AVISSAR und SCHMIDT (1998) bei einer Windgeschwindigkeit von  $5 \text{ m s}^{-1}$  in Richtung des Wärmeflussgradienten eine deutliche Verringerung des Temperatur- und Druckgradienten in Windrichtung fest, wodurch die Entwicklung von TMCs in ihren Simulationen verhindert wurde.

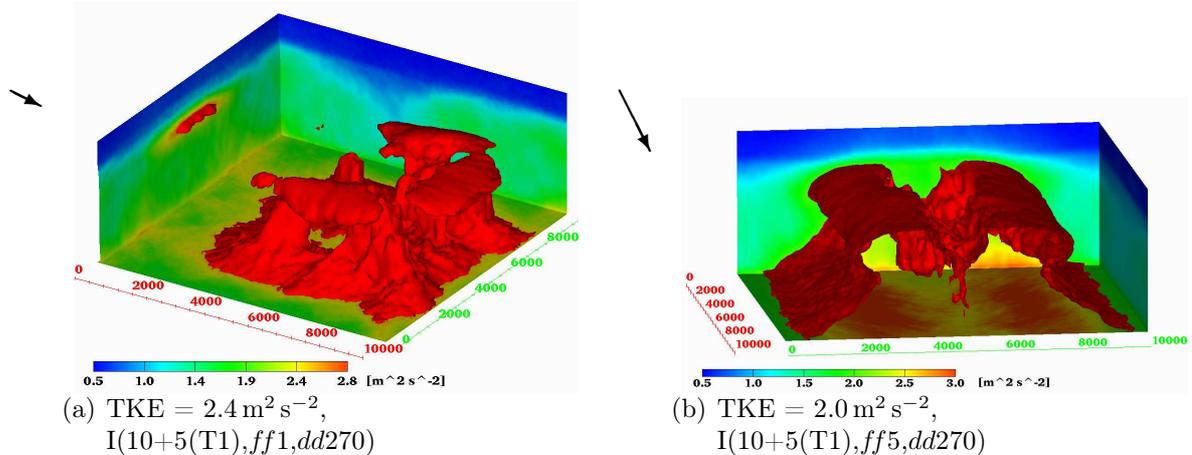


Abbildung 3.13: Isooberfläche der TKE für verschiedene Windgeschwindigkeiten über einem komplexen idealisierten Wärmeflussmuster aus I(10+5(T1),ff1,dd270) und I(10+5(T1),ff5,dd270). Zur besseren Orientierung geben die Pfeile die Windstärke und -richtung an.

In der durchgeführten Parameterstudie führen bereits geringe Windgeschwindigkeiten im Vergleich zu Simulationen ohne mittlerem Wind zu einer prägnanten Modifizierung der Zirkulationsmuster und -stärke (vergleiche Abb. 3.7 mit Abb. 3.13(a)). Bei „günstiger“ Windrichtung können sich rollenartige Zirkulationen ausbilden, deren Lage und Form durch die Inhomogenität gesteuert sind (Abb. 3.13(b)). Bei „ungünstiger“

Windrichtung fehlen starke inhomogenitätsbedingte Luftmassenkonvergenzen und eine Zirkulationsentwicklung bleibt aus (nicht gezeigt).

Um diesen Effekt ausreichend zu untersuchen, wurde Simulation I(10,0.1,0.24) mit der Vorgabe verschiedener Kombinationen aus geostrophischer Windgeschwindigkeit und -richtung wiederholt (siehe Tab. 3.1), da diese Simulation große Effekte in  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  zeigte<sup>9</sup>. Dabei besteht aufgrund der Zyklizität des horizontalen Modellrandes und der symmetrischen Inhomogenität der mögliche Windrichtungsbereich für verschiedene Anströmrichtungen der Inhomogenität nur aus  $45^\circ$ .

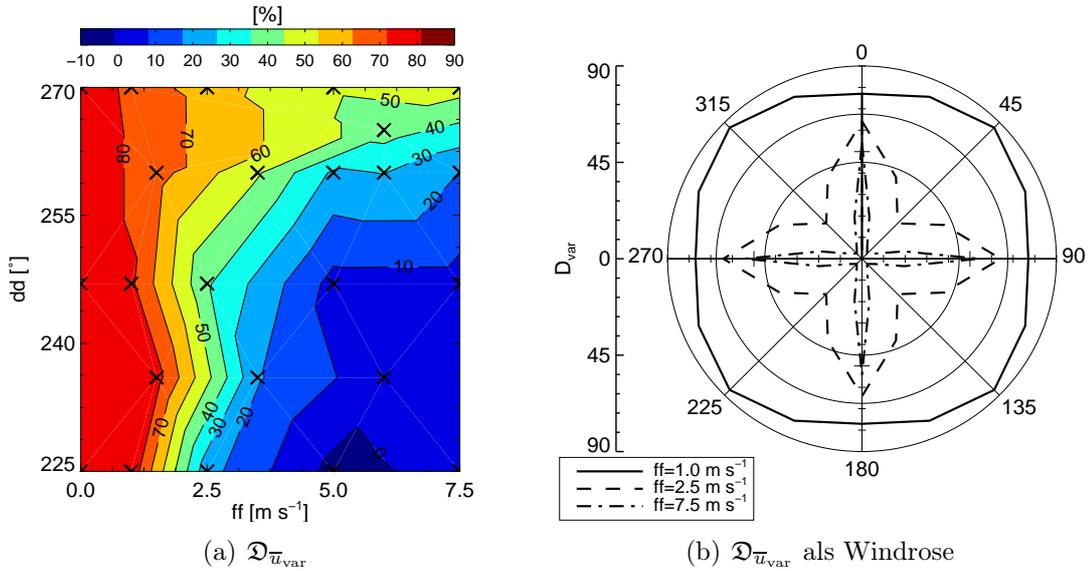


Abbildung 3.14: Einfluss eines mittleren Windes auf  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$ . Grundlage für die Windsimulationen ist Lauf I(10,0.1,0.24) mit  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}} = 89\%$  bei  $ff = 0 \text{ m s}^{-1}$ , der mit verschiedenen geostrophischen Windgeschwindigkeiten und -richtungen wiederholt wurde. (a) zeigt die Ergebnisse des untersuchten Windsektors, wobei eingehende Kombinationen aus Windgeschwindigkeit- und richtung durch Kreuze markiert sind. In (b) ist  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  für ausgesuchte Windgeschwindigkeiten als Windrose dargestellt, wodurch die symmetrische Windrichtungsabhängigkeit klar hervortritt. Der äußerste Kreis hierbei kennzeichnet den Maximalwert bei  $ff = 0 \text{ m s}^{-1}$ , der mittlere Kreis und der innere Kreis einen Abfall auf  $75\%$  bzw.  $50\%$  dieses Wertes.

Die Änderung von  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  aufgrund des mittleren Windes ist in Abb. 3.14 dargestellt. Für mehr als die Hälfte aller Windrichtungen führt eine Windgeschwindigkeit von  $2.5 \text{ m s}^{-1}$  bereits zu einer Reduktion des Ausgangssignals ( $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}} = 89\%$ ) von mindestens  $50\%$  ( $dd = 225^\circ$ - $250^\circ$  in Abb. 3.14(a); für einen globalen Überblick siehe Abb. 3.14(b)). Ab einer Windgeschwindigkeit von ca.  $4\text{-}5 \text{ m s}^{-1}$  ist für diesen Windrichtungsbereich der kritische Wert von  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}} = 10\%$  erreicht, so dass bei höheren Windgeschwindigkeiten im hier festgelegten Sinne nicht mehr von einer TMC gesprochen werden kann und

<sup>9</sup>Der Effekt in  $\mathcal{D}_{\bar{w}'e^*}$  ist sehr gering ( $-10\% < \mathcal{D}_{\bar{w}'e^*} < 10\%$ ) und wird deshalb nicht besprochen.

eine vergleichbare konvektive Grenzschicht zum HCR vorliegt. Wie bereits erwähnt, gibt es jedoch einen Windrichtungssektor, der bei ansteigenden Windgeschwindigkeiten zu einer von der Inhomogenität gesteuerten (schwächeren) rollenartigen Zirkulation führt ( $dd = 250^\circ$ - $270^\circ$  bzw. entsprechende Windrichtungen in den übrigen Windsektoren, siehe Abb. 3.14(b)).  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  reduziert sich durch erhöhte Windgeschwindigkeit zwar zunächst, bleibt aber ab etwa  $5 \text{ m s}^{-1}$  auch für höhere Windgeschwindigkeiten fast konstant (die untersuchte Maximalgeschwindigkeit betrug  $7.5 \text{ m s}^{-1}$ ). Bei geeigneter Windrichtung bestätigten Large-Eddy Simulationen von KIM *et al.* (2003) bzgl. kleinerer 2D-Inhomogenitäten eine Persistenz von SCs bis zu einer Windgeschwindigkeit von  $15 \text{ m s}^{-1}$ .

Diese Ergebnisse bestätigen z.T. die Arbeit von AVISSAR und SCHMIDT (1998), da bei einer vergleichbaren Windgeschwindigkeit ( $5 \text{ m s}^{-1}$ ) und -richtung ( $dd = 225^\circ$ ) auch im 2D-Fall keine Zirkulationseffekte mehr auftreten. Eine vollständigere Erklärung des Windeinflusses bei 2D-Inhomogenitäten bieten RAASCH und HARBUSCH (2001), die auch auf die vorliegenden Ergebnisse anwendbar ist und kurz zusammengefasst werden soll (eine Windgeschwindigkeit von mindestens  $5 \text{ m s}^{-1}$  wird vorausgesetzt):

- Ist die Strömungsrichtung des mittleren Windes exakt parallel zur Inhomogenität ( $dd = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ , Überströmung von gleichen Anteilen warmer und kalter Gebiete), so werden heterogenitätsbedingte Temperatur- und Druckunterschiede bei ausreichender Windgeschwindigkeit vollständig ausgelöscht und es entstehen keine Zirkulationen.
- Ist die Strömungsrichtung des mittleren Windes *nicht* exakt parallel zur Inhomogenität (Überströmung von *ungleichen* Anteilen warmer und kalter Gebiete), so entstehen orthogonal zum Wind Temperatur- und Druckgradienten, da horizontal eine differenzielle Erwärmung stattfindet. Je nach Windrichtung entwickeln sich in der Folge thermisch induzierte Zirkulationen unterschiedlicher Stärke.
- Ist die Strömungsrichtung des mittleren Windes entlang einer Symmetrieachse der Inhomogenität ( $dd = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ ) existiert eine maximale horizontal differenzielle Erwärmung, die zu einer starken rollenartigen Zirkulation führt. In diesem Fall existieren schmale Bereiche, in denen ein vom mittleren Wind mitgeführtes Luftpaket ausschliesslich maximal oder minimal erwärmt wird.

Diese Regeln gelten auch für die komplexeren Wärmeflussmuster aus Abb. 3.3(b,c). So ergibt sich für die Läufe I(10+5(T1),ff5,dd270) und I(10+5(T1),ff5,dd225)  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}} = 48\%$  bzw.  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}} = -2.5\%$ .

### 3.3 Resümee der Untersuchungen von idealisierten Inhomogenitäten

Bevor im nächsten Kapitel der Schritt zur Untersuchung des Einflusses von realistischen Heterogenitäten auf die konvektive Grenzschicht erfolgt, soll an dieser Stelle eine kurze Rekapitulation der aufgeführten Ergebnisse stehen.

Auf die eingangs aufgeworfenen Fragen in Kap. 1 bzgl. der Berücksichtigung der Heterogenitäts-Einflüsse auf die Grenzschicht in NWP's und GMC's kann nun zum Teil bereits eine Antwort gegeben werden: Die Berechnung von turbulenten Flüssen aus einem Gradientansatz (Gl. (1.1)) ist zumindest für den turbulenten fühlbaren Wärmefluss in den meisten Fällen nur mit geringen Fehlern verbunden, da sich das mittlere Temperaturprofil von inhomogenem Lauf und HCR kaum unterscheidet. Dennoch kann es in Einzelfällen (1D-Inhomogenität, hohes  $A/Q_0$ ) zu großen Fehlern kommen. Zudem wurde bis jetzt der Einfluss auf die Feuchte nicht für 2D-Heterogenitäten betrachtet, so dass Aussagen bzgl. des turbulenten latenten Wärmeflusses fehlen.

Eine Interaktion von großen Wirbeln der zufällig verteilten Turbulenz und mesoskaligen Zirkulationen findet in hohem Maße statt. Insbesondere ist der Einfluss auf Skalierungsparameter (z.B.  $w_*$ ,  $z_i$ ) aber sehr gering. Diese Interaktion wird für die LITFASS-Simulationen noch genauer betrachtet werden.

Durch die TMC's findet eine starke Beeinflussung der lokalen Temperaturverteilung in der gesamten Grenzschicht statt, besonders in Erdbodennähe (nicht gezeigt). Bei größeren Inhomogenitäten reicht auch eine größere horizontale Mittelungsfläche von einigen Kilometern nicht aus, um eine repräsentative Temperatur zu erhalten, die in SVAT-Modellen (z.B. im Mosaikansatz, Kap. 1.2.2) verwendet werden kann. Die mittlere Mischungshöhe des Inhomogenitätssignals wird deshalb in den LITFASS-Simulationen noch genauer untersucht.

Hinsichtlich der international durchgeführten Studien bzgl. idealisierten Inhomogenitäten (u.a. Kap. 1.5) bieten die aufgeführten Ergebnisse der Parameterstudie erstmals einen allgemeineren Einblick in die Abhängigkeit der Zirkulationseffekte von Heterogenitätseigenschaften und mittlerem Wind. Bisherige Ergebnisse aus Untersuchungen zu 1D- und 2D-Inhomogenitäten konnten z.T. bestätigt, ergänzt und erweitert werden. Dies hat zu einer Verknüpfung der unterschiedlichen physikalischen Deutungen der jeweiligen Studien geführt. Dazu wurde eine klare Trennung zwischen kleinräumigen Sekundärzirkulationen und großräumigen mesoskaligen Zirkulationen vorgenommen, die sich jeweils auf unterschiedliche Weise auf die Grenzschichteigenschaften auswirken. Die vorgestellten Ergebnisse zeigen zum einen, dass ein kontinuierlicher Übergang zwischen diesen Formen existiert, und zum anderen zeigen sie eine quantitative Abschätzung der Zirkulationsintensität.

Insgesamt hat sich bei dieser Parameterstudie herausgestellt, dass der Wind entscheidenden Einfluss auf die Bildung von TMC's hat. In den meisten Fällen wirkt sich schon eine geostrophische Windgeschwindigkeit von  $4\text{-}5\text{ m s}^{-1}$  sehr negativ auf eine mesoskalige Zirkulationsentwicklung aus oder verhindert sie sogar. Diese Einschränkung zeigt, wie stark die Heterogenitätseffekte von synoptischen Signalen beeinflusst bzw. überlagert werden, und wie schwierig es in Experimenten ist, unter weiteren Einschränkungen wie Bewölkung oder Temperaturadvektion einen Heterogenitätseffekt zu messen (siehe Kap. 1.3). Wenn die Windstärke unterhalb dieser Schwelle liegt, können sich bei ausreichender differentieller Erwärmung mesoskalige Zirkulationen ausbilden. Eine weitere Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die Inhomogenität etwa dreimal so groß sein muss wie die Grenzschichthöhe. Liegt dieses Verhältnis zwischen Eins und Drei, entstehen bei sehr starker differentieller Erwärmung kleinräumige Sekundärzirkulationen, die in

Konkurrenz zu den größten zufällig verteilten Wirbeln stehen und für eine deutliche Erhöhung des turbulenten Vertikaltransportes der TKE sorgen. Ist die Wellenlänge der Inhomogenität kleiner als die Grenzschichthöhe, vermischt sich das Heterogenitätssignal durch den Einfluss der zufällig verteilten Turbulenz bereits in der unteren Grenzschicht und es entwickeln sich keine Sekundärzirkulationen (RAASCH und HARBUSCH, 2001).

Trotz dieser Erkenntnisse weist die Parameterstudie einige Defizite auf. So führt die Form der idealisierten Heterogenität zu speziellen Ergebnissen, z.B. einer symmetrischen Konvergenzzone oder einem geringen Windeinfluss bei  $dd = 270^\circ$ . Es ist daher anzunehmen, dass natürlich auftretende, unregelmäßige Heterogenitäten einen geringeren Effekt auf die Grenzschicht haben. Weiterhin wurde der Einfluss der Heterogenität auf die Feuchte und den turbulenten latenten Wärmefluss nicht berücksichtigt. Dagegen wurde in ALBERTSON und PARLANGE (1999b); PATTON *et al.* (2005) zumindest für die Varianz der Feuchte in der Grenzschicht über 1D-Inhomogenitäten ebenfalls stark erhöhte Werte gefunden. Weiterhin ist in den PALM-Simulationen keine Interaktion der Zirkulationen mit den Wärmeflüssen am Erdboden enthalten, so dass eine stetige „Konkurrenz“ zwischen dem Aufbau von bodennahen Temperatur- und Druckgradienten und den temperatenausgleichenden Effekten der Zirkulation besteht. Zudem wurde (wie in fast allen internationalen numerischen Untersuchungen zu diesem Thema) ein konstanter Energieinput vorgeschrieben, so dass der natürliche Effekt eines entsprechenden Tagesganges nicht berücksichtigt wurde. Somit entstehen nach vielen Stunden<sup>10</sup> selbst für kleinste Wärmeflussamplituden große Zirkulationen, während in der Realität über einen solchen Zeitraum weder ein permanent hohes Energieniveau, noch konstante Wärmeflussamplituden bestehen.

Nachdem nun mit den vorgelegten Ergebnissen eine Referenz für die prinzipiellen Effekte von Heterogenitäten auf die konvektive Grenzschicht geschaffen wurde, werden in den folgenden Kapiteln die Ergebnisse der LITFASS-Simulationen präsentiert und analysiert. Diese Simulationen stehen für eine deutlich realistischere Umsetzung der Landoberflächeninhomogenitäten und ermöglichen erstmals einen direkten Vergleich mit verschiedenen *in-situ* Messungen unter diesen Voraussetzungen.

---

<sup>10</sup>Z.B. gaben LETZEL und RAASCH (2003) für  $\tilde{\lambda} = 40$  km 12 h lang einen konstant hohen fühlbaren Wärmefluss vor.

# 4 Das LITFASS-2003 Experiment und seine Verwendung in PALM

Die mit PALM durchgeführten realitätsbezogenen Simulationen basieren auf den Daten des LITFASS-2003 Experimentes<sup>1</sup> (siehe auch Kap. 1.6), welches im Folgenden vorgestellt werden soll. Dieses Experiment war ein Schwerpunkt im Forschungsprojekt EVA-GRIPS und diente einer intensiven Datenaufnahme von meteorologischen Variablen über einem durch heterogene Landnutzung geprägten Gelände. Das Ziel dieses Experimentes war zum einen die flächenhafte Bestimmung des repräsentativen bodennahen latenten Wärmeflusses für das LITFASS-Gebiet (BEYRICH *et al.*, 2004b,a). Dies wurde sowohl mit Hilfe von bodengebundenen Messstationen, als auch mit der Fernerkundung durch Satellitensystemen realisiert. Zum anderen wurden luftgestützte Messungen und Vertikalsondierungen eingesetzt, um einen heterogenitätsbedingten Einfluss auf die Grenzschichteigenschaften (turbulente Flüsse, Grenzschichthöhe, etc.) unter realistischen Bedingungen zu messen.

Die Messdaten stehen nun für eine entsprechende Initialisierung bzw. einen Antrieb von numerischen Boden- und Atmosphärenmodellen zur Verfügung und können darüber hinaus teilweise für Experiment/Modell-Vergleiche genutzt werden. In diesem Kapitel werden die Messungen des Experimentes beschrieben, sowie die Umsetzung der Messungen in Antriebsdaten für PALM geschildert. Im letzten Teil wird eine Methode zur Extraktion der mesoskaligen Effekte während des LITFASS-2003 Experimentes erläutert.

## 4.1 Das LITFASS-2003 Experiment

Das Feldexperiment LITFASS-2003 fand vom 19.05.2003 bis zum 17.06.2003 in der Umgebung des Ortes Lindenberg etwa 40 km süd-östlich von Berlin statt. Abb. 4.1 zeigt dieses Gebiet mit Standorten der wichtigsten Messsysteme. Im Frühling 2002 wurde an gleicher Stelle ein Vorexperiment durchgeführt, welches in erster Linie für eine Prüfung geeigneter Messstandorte und Sensorvergleiche notwendig war. In Lindenberg befindet sich ein meteorologisches Observatorium (MOL) des DWD, welches u.a. meteorologische Messungen im operationellen Modus für das globale Forschungsprogramm GEWEX-CEOP durchführt.

Das Messgebiet umfasst ca.  $20 \times 20 \text{ km}^2$  und ist durch die geografischen Koordinaten  $52^\circ 5' 30'' \text{ N}$ ,  $13^\circ 54' 7'' \text{ O}$  (süd-westl. Eckpunkt) und  $52^\circ 16' 26'' \text{ N}$ ,  $14^\circ 7' 1'' \text{ O}$  (nord-östl.

---

<sup>1</sup>LITFASS: Lindenberg Inhomogeneous Terrain - Fluxes between Atmosphere and Surface: a Long-term Study.

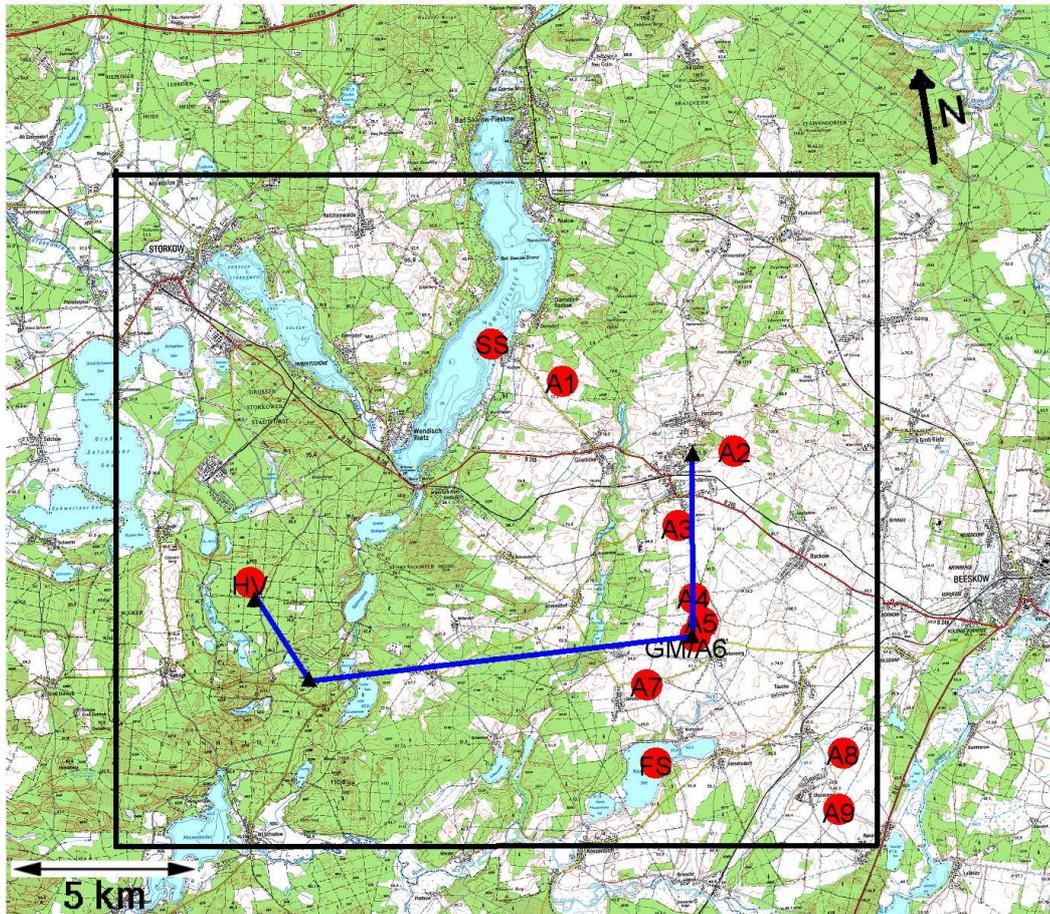


Abbildung 4.1: LITFASS-Gebiet (schwarze Box) mit Umgebung. Rote Punkte kennzeichnen die Standorte der Energiebilanzstationen (siehe auch Tab. 4.1), schwarze Dreiecke die Standorte von Sender/Empfänger der Long-Distance Scintillometer (dazwischen befindliche Messstrecken sind mit blauen Linien dargestellt). Der Punkt GM bezeichnet das Messfeld des DWD bei Falkenberg, auf welchem zwei Energiebilanzstation für Gras, ein 99 m-Mast, ein Sodar/RASS-System sowie zwei Lidar-Systeme standen. Kartenbasis ist die TK100/TK50-Gruppe des Landesvermessungsamtes Brandenburg.

Eckpunkt) festgelegt. Im LITFASS-Gebiet ist die Orografie nur schwach ausgeprägt: Die Spreeniederung im Süden liegt auf etwa 40 m ü. NN, während im Nordosten etwa 120 m ü. NN zu verzeichnen sind. Das LES-Modell PALM berücksichtigt diese Orografie zwar nicht, jedoch sind aufgrund der geringen Höhenunterschiede kaum Auswirkungen der Orografie auf die betrachtete konvektive Grenzschicht zu erwarten. Lediglich während der Zeit des Sonnenaufgangs und in der Stunde danach können z.B. Abschattungseffekte durch höher gelegene Gebiete und dadurch verursachte Temperaturdifferenzen am Boden und in darüber liegenden Luftschichten nicht simuliert werden. Die Bedeutung dieser geringen Temperaturdifferenzen ist jedoch im Vergleich zu den landnutzungs-klassenspezifischen Temperaturdifferenzen in der Folgezeit als sehr gering anzusehen.

Station	Unterlage	Höhe ü. NN [m]	Station	Unterlage	Höhe ü. NN [m]
GM	2 x Gras	73	A4	Mais	75
HV	(Kiefern-) Wald	49	A5	Roggen	73
FS	Wasser	43	A6	Mais	73
SS	Wasser	40	A7	Raps	67
A1	Roggen	69	A8	Tritikale	52
A2	Raps	93	A9	Raps	48
A3	Gerste	86			

Tabelle 4.1: Abkürzungen der Energiebilanzstationen sowie die Messhöhe und die in der Messung repräsentierte Landnutzung.

Die Zusammensetzung der Landnutzung im LITFASS-Gebiet ist typisch für weite Teile Mitteleuropas: Wald (43%), unterschiedlich genutzte Ackerflächen (32%), Gras (13%), Gewässer (7%) und Siedlungen (5%) prägen das Gesamtbild. Die Ackerflächen teilen sich auf in Triticale/Roggen (17%), Mais (8%), Raps (4%) und Gerste (3%).

#### 4.1.1 Mikrometeorologische Messungen

Um die charakteristischen Signale dieser unterschiedlichen Landnutzungen aufzuzeichnen und zu vergleichen, wurden über jeder Landnutzungsform (mit Ausnahme der Siedlungen) zwischen einer und drei Energiebilanzstationen und Bodensensoren aufgebaut. Eine detaillierte Auflistung der beteiligten Institutionen und Personen, sowie technische Details der Messensoren sind im Experimentbericht von BEYRICH *et al.* (2004a) zu finden. Für die Messung über dem Wald und dem „Großen Kossenblatter See“ wurden die fest installierten Messsysteme des DWD benutzt. Eine Zuordnung der Standorte zu den jeweiligen Unterlagen ist in Tab. 4.1 aufgelistet.

Die Experimentteilnehmer einigten sich darauf, die Messungen für Roggen und Triticale aufgrund der geringen Unterschiede in den Pflanzeigenschaften zu einer gemeinsamen Landnutzungsklasse „Getreide“ zusammenzufassen. An den Energiebilanzstationen wurden folgende Variablen gemessen<sup>2</sup>:

- Luftdaten:  $T, a(RH), ff, dd, p$
- Strahlungsdaten:  $R_{sw} \uparrow, R_{sw} \downarrow, R_{lw} \uparrow, R_{lw} \downarrow, T_0$
- Bodendaten:  $T_B, q_B, B$
- Turbulenzdaten (Eddy-Kovarianz Daten):  $H, LE, u_*$
- Niederschlagsmenge.

Hierbei bezeichnet  $T$  die Lufttemperatur,  $a$  die absolute Feuchte,  $RH$  die relative Feuchte,  $R_{sw} \uparrow, R_{sw} \downarrow, R_{lw} \uparrow$  und  $R_{lw} \downarrow$  die kurz- bzw. langwellige auf- und abwärtsgerichtete

<sup>2</sup>Die Strahlungs- und Bodendaten wurden nicht an allen Stationen gemessen.

Datentyp	Messhöhe (-tiefe) [m]	Messfrequenz [Hz]	Mittelungszeit [Min.]
Luft	2-4 (Wald: 2-28)	0.1-1	10
Strahlung	1.2-2.6 (Wald: 29)	0.1-1	10
Boden	0.02-0.7 (Wald: 0.05-1.5)	0.1-1	10
Turbulenz	2.4-3.8 (Wald: 30.5)	10-20	30

Tabelle 4.2: Aufzeichnungsbedingungen der meteorologischen Variablen.

Strahlung,  $T_0$  die Oberflächentemperatur, und  $T_B, q_B, B$  jeweils die Bodentemperatur, -feuchte und den Bodenwärmefluss.  $H$  und  $LE$  stehen für den an den Energiebilanzstationen gemessenen vertikalen fühlbaren bzw. latenten Wärmefluss. Die relative Feuchte beschreibt das Verhältnis von aktuellem Dampfdruck  $p_e$  zum Sättigungsdampfdruck  $p_E$  in %:

$$RH = \frac{p_e}{p_E} \cdot 100. \quad (4.1)$$

Die Ermittlung der turbulenten vertikalen Flüsse erfolgte mittels der Eddy-Kovarianz Methode. Diese ist für die Vertikalgeschwindigkeit mit der Größe  $\phi$  definiert durch (FOKEN, 2003):

$$\langle w'\phi' \rangle = \frac{1}{N-1} \sum_{t=0}^{N-1} [(w_t - \langle w \rangle)(\phi_t - \langle \phi \rangle)] \quad (4.2)$$

mit  $\langle \rangle$  als zeitlichen Mittelungsoperator. Der Index  $t$  bezeichnet hier die Einzelwerte aus einer Zeitreihe mit  $N$  Werten. Unter Verwendung dieser Notation ergibt sich die Schubspannungsgeschwindigkeit aus den hochfrequent gemessenen Windfluktuationen:

$$u_* = \left( \langle w'u' \rangle^2 + \langle w'v' \rangle^2 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (4.3)$$

während für die Berechnung der turbulenten vertikalen Wärmeflüsse die Fluktuation des Vertikalwindes und des dazugehörigen Skalares benötigt wird:

$$H = \rho \cdot c_p \cdot \langle w'T' \rangle, \quad \text{mit } c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}, \quad (4.4)$$

$$LE = \rho \cdot l_v \cdot \langle w'q' \rangle, \quad \text{mit } l_v = 2.498 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}. \quad (4.5)$$

Eine kurze Zusammenfassung der technischen Rahmenbedingungen dieser Messungen gibt Tab. 4.2. Die Messhöhe ist von Datentyp und Bestandhöhe abhängig und die Messfrequenz vom Gerätetyp. Der Unterschied in der Messfrequenz zwischen den einzelnen Energiebilanzstationen kann vernachlässigt werden, da für die jeweiligen zu messenden Variablen eine ausreichende zeitliche Erfassung gewährleistet ist und darüber hinaus für alle Messungen ausreichende Mittelungszeiträume gewählt wurden.

Die Messungen der Energiebilanzstationen bilden eine wesentliche Datengrundlage für die LITFASS-Simulationen mit PALM. Insbesondere wurden die Lufttemperatur und

-feuchte für die Initialisierung und die Turbulenzmessungen für den Antrieb des LES-Modells verwendet (siehe Kap. 4.2). Die Qualität der mikrometeorologischen Messungen an den Energiebilanzstationen muss somit in jeder Hinsicht sichergestellt werden. Im Gegensatz zur Messung von mittleren Größen (siehe z.B. Luftdaten) ist die korrekte Messung von turbulenten Größen deutlich schwieriger, da z.B. die Messsensoren deutlich sensitiver auf mechanische Störungen im Strömungsfeld der Luft reagieren. Diese Störungen können durch Gegenstände, Gebäude oder heterogene Landnutzung in Anströmrichtung verursacht werden (FOKEN, 2003). Sogar die Sensorträger und der Stationsaufbau können die Messungen verfälschen. Um bestmögliche Qualität aller Daten zu erreichen, wurde daher vor, während und nach dem LITFASS-2003 Experiment eine Vielzahl von Maßnahmen ergriffen:

1. **Sensorvergleiche:** Bereits vor dem Hauptexperiment wurde das Verhalten unterschiedlicher Messsensoren aller Experimentteilnehmer in Vergleichsexperimenten untersucht. Die Sensoren für die Strahlungs- und Bodenmessung stimmten innerhalb der für die jeweilige Geräteklasse zulässigen Abweichungen lt. WMO-Richtlinie überein (LIEBETHAL, 2003). Die Abweichungen für die Eddy-Kovarianz Turbulenzmesskomplexe untereinander waren für  $H$  und  $u_*$  kleiner als 10% und für  $LE$  kleiner als 15% (BEYRICH *et al.*, 2004a). Für jene Sensoren, die skalare Größen wie die Temperatur und Feuchte aufzeichneten, waren aufgrund von geringen baulichen Unterschieden keine vergleichenden Messungen notwendig.
2. **Sensorkalibrierung:** Alle Messgeräte wurden sowohl in den Vorexperimenten als auch direkt vor dem LITFASS-2003 Experiment neu kalibriert.
3. **Footprintanalyse:** Um eine repräsentative Eddy-Kovarianz Messung für die jeweiligen homogenen Teilgebiete (z.B. ein Roggenfeld) sicherzustellen, wurden Footprintanalysen der Ergebnisse aus dem Vorexperiment sowie Footprintmodelle verwendet (HORST und WEIL, 1994). Mit diesen Methoden wurden für verschiedene Schichtungen (leicht labil/labil/stark labil) und Windrichtungen Footprintbereiche ermittelt (Bereiche mit ungestörter Anströmung über homogener Unterlage), die für eine optimale Standortwahl der Energiebilanzstationen verwendet wurden. Somit konnten repräsentative Eddy-Kovarianz Messungen für einen großen Windrichtungsbereich (man spricht häufig vom „Fetch“) aufgezeichnet werden. An den meisten Stationen war nur der Nordsektor nicht zu verwerten ( $dd = 300^\circ-60^\circ$ ).
4. **Überwachung des Messbetriebes** und detaillierte Dokumentation (Datenausfälle, Reparatur- und Wartungsarbeiten, etc.)
5. **Einheitliche Datenverarbeitung** der Eddy-Kovarianz Messdaten: Die Universität Bayreuth bearbeitete alle aufgezeichneten Turbulenzdaten zentral mit einem einheitlichen Algorithmus, der alle nach dem heutigen Stand der Wissenschaft für Energieflussmessungen notwendigen Korrekturen und Tests beinhaltete (Details siehe BEYRICH *et al.*, 2004a). Somit konnten die im Vorexperiment aufgrund unterschiedlicher Datenverarbeitungsalgorithmen aufgetretenen Abweichungen von 5-10% vermieden werden.

6. **Vergabe von Qualitätsflags:** Für eine Einschätzung der Datenqualität wurden die Turbulenzdaten nach der Anwendung des Korrekturalgorithmus auf Stationarität und integrale Turbulenzcharakteristika getestet (FOKEN und WICHURA, 1996). Als ein Ergebnis dieses Algorithmus sind Qualitätsflags zwischen 1 und 9 vergeben worden. Diese Qualitätsklassen beinhalten eine Bewertung des Stationaritätstest und der integralen Turbulenzcharakteristiken (FOKEN, 2003). Im Allgemeinen sind Daten der Qualitätsklasse 1-3 als hochwertig (für Grundlagenforschung geeignet) und Daten der Qualitätsklasse 4-6 als befriedigend (für Dauermessungen geeignet) anzusehen. Daten der Qualitätsklasse 7-8 sollten nur als Orientierung verwendet werden, während Daten der Qualitätsklasse 9 nicht verwendet werden sollten. Für den Modellantrieb von PALM wurden nur turbulente Flüsse der Qualitätsklassen 1-3 verwendet, sowie wenige Werte der Qualitätsklasse 4.
7. **Plausibilitätsprüfung** der Luft-, Strahlungs- und Bodendaten: Hierzu wurden die Datenreihen aller Stationen auf systematische Abweichungen und offensichtlichen Fehlmessungen überprüft. Anschließend fand eine Eliminierung bzw. Angleichung dieser Datenpunkte statt.

Weitere bodengebundene Messungen der Luftdaten fanden in 10, 20, 40, 60, 80, 98 m Höhe am fest installierten 99 m-Mast auf dem zentralen Messfeld des DWD in Falkenberg statt (Punkt GM in Abb. 4.1).

### 4.1.2 Fernsondierung

In Lindenberg und Falkenberg befanden sich weiterhin Messsysteme für Vertikalsondierungen, deren Daten teilweise in die Modellinitialisierung bzw. in einen Vergleich von Modell- und Messergebnissen einfließen und deshalb hier Erwähnung finden.

An jedem Experimenttag wurde im Rahmen des operationellen Messprogramms des DWD (NEISSER *et al.*, 2002) um 5 UTC, 11 UTC, 17 UTC und 23 UTC Radiosondaufstiege durchgeführt<sup>3</sup>. An ausgewählten Tagen gab es zwei zusätzliche Aufstiege um 8 UTC und 14 UTC. Die Lufttemperatur, die relative Feuchte und der Luftdruck wurden mit einer vertikalen Auflösung von ca. 10 m gemessen, während die Windrichtung und -geschwindigkeit via Radar-Tracking ca. alle 50 m ermittelt wurde. Die Temperatur- und Feuchtedaten des 5 UTC-Aufstieges gingen als initiale Schichtungsprofile in die LITFASS-Simulationen ein (siehe Kap. 4.2.2).

Operationelle Dauermessungen der Vertikalprofile von Wind und Temperatur führte der DWD mit einem Sodar/RASS-System ( $z = 20\text{-}400\text{ m}$ ), einem Grenzschichtwindprofiler (LAP,  $z = 0.2\text{-}1.5\text{ km}$ ) und einem Troposphärenwindprofiler (TWP,  $z = 0.5\text{-}8.0\text{ km}$ ) durch (ENGELBART *et al.*, 1996). Weiterhin wurden Temperatur und Wasserdampfgehalt mittels Mikrowellen-Radiometer-Profiler (MWRP,  $z = 0.1\text{-}10\text{ km}$ ) bestimmt. Diese Daten wurden im Wesentlichen als Vergleichsmöglichkeit zur Radiosonde verwendet.

---

<sup>3</sup>Die exakte Freigabe der Sonde erfolgte jeweils eine Viertelstunde vor diesen Terminen. Nach etwa 15 Minuten erreichte die Sonde die 5000 m Marke, so dass die Sondierung der Grenzschicht jeweils zur vollen Stunde abgeschlossen war.

Ausserdem betrieb das MPI Hamburg während des Experimentes zwei Lidar-Systeme, deren Messungen sowohl in Kap. 5, als auch besonders in Kap. 6.1 für Vergleiche zu den LITFASS-Simulationen verwendet werden. Zum einen handelte es sich um ein „Differential Absorption Lidar“-System (zwei Ausführungen: DIAL-1 und DIAL-2), welches die absolute Feuchte in einem Höhenbereich von 0.3-3 km mit einer räumlichen Auflösung von 60-180 m und zeitlichen Auflösung von 10 s misst. Durch die Emission abwechselnder Lichtpulse zweier unterschiedlicher Wellenlängen (eine liegt innerhalb, die andere ausserhalb der Wasserdampfabsorptionslinie) und den anschließenden Empfang des jeweiligen Rückstreusignals kann die Dichte des Wasserdampfes bestimmt werden (WULFMAYER und BÖSENBERG, 1998). Weiterhin gibt das Rückstreusignal Aufschluss über die vertikale Verteilung der Aerosoldichte.

Zum anderen wurde ein Heterodyn-Lidar eingesetzt, welches die entfernungs aufgelöste Messung der Vertikalkomponente der Windgeschwindigkeit in den unteren 0.3-2 km der Atmosphäre mit einer räumlichen Auflösung von 90 m und zeitlichen Auflösung von 10 s erlaubt (BÖSENBERG und LINNÉ, 2002). Hierzu wird die Doppler-Verschiebung der an den Aerosolpartikeln gestreuten Strahlung gemessen und das empfangene Signal mit einem Referenzstrahl kohärent überlagert.

Beide Lidar-Systeme vermessen ein kleines, exakt vertikal ausgerichtetes Messvolumen, so dass hier bezogen auf das LITFASS-Gebiet eine lokale Messung vorliegt, bei der ebenfalls je nach Windbedingungen ein unterschiedlicher Fetch vorliegt. Aus der Messung der Feuchte und der Vertikalgeschwindigkeit lässt sich anschließend mittels Eddy-Kovarianz ein latenter Wärmefluss ableiten.

Folgende Messgeräte zur Fernsondierungen wurden zwar ebenfalls im Experiment eingesetzt (BEYRICH *et al.*, 2004a), spielen jedoch für die vorliegende Arbeit keine wesentliche Rolle, weshalb auf weiterführende Erläuterungen verzichtet wird: Wolkenradar, Mikro-Regenradar, Interferometer/Spektrometer, Sonnenphotometer, Ceilometer.

### 4.1.3 Scintillometer

Scintillometer bestehen aus einer räumlich getrennten Sender/Empfänger-Kombination, mit deren Hilfe der Brechungsindex-Strukturparameter  $C_n^2$  entlang eines Messpfades bestimmt werden kann. Im LITFASS-2003 Experiment wurden sowohl Laser-Scintillometer (SLS) für Strecken von 100-120 m über homogenen Teilgebieten, als auch optische Large-Aperture Scintillometer (LAS) für Strecken von 3-5 km eingesetzt. Zu letzteren werden in Kap. 6.2.2 Vergleiche mit PALM gezeigt, so dass auf dieses Messverfahren im Folgenden näher eingegangen wird.

Die Sendeeinheit des Large-Aperture Scintillometers emittiert eine elektromagnetische Welle, deren Intensität von einem Empfänger aufgezeichnet wird. Die empfangene Intensität unterliegt Fluktuationen, die aufgrund von zeitlich varianten Luftdichteschwankungen und damit verbundenen Schwankungen im Brechungsindex entlang des Messpfades entstehen (Scintillationen, TATARSKII, 1961). Die Schwankungen des sogenannten Brechungsindex-Strukturparameters  $C_n^2$  werden durch turbulente Temperatur-

und Feuchtetransporte in der konvektiven Grenzschicht verursacht (KOHSEK, 1982):

$$C_n^2 \sim C_T^2 + 2\alpha C_{TQ} + \alpha^2 C_Q^2, \quad (4.6)$$

wobei  $C_T^2$ ,  $C_Q^2$  und  $C_{TQ}$  die Strukturparameter der Temperatur-, Feuchte- und Temperatur-Feuchte-Fluktuationen sind. Je nach eingesetzter Wellenlänge des LAS wird das empfangene Signal primär von Temperaturfluktuationen (d.h.  $\alpha \approx 0$ , Wellenlänge: 940 nm) oder von Feuchtefluktuationen (d.h.  $\alpha \gg 0$ , Wellenlänge: 3 mm) bestimmt. Bei gleichzeitiger Messung mit beiden Wellenlängen ist durch die Anwendung von MOST sowohl ein Rückschluss auf den turbulenten fühlbaren wie auch auf den turbulenten latenten Fluss möglich (ANDREAS, 1989). Hierzu ist noch eine Bestimmung des Luftdruckes, der Temperatur, des Bowen-Verhältnisses und der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  nötig, die z.B. aus unabhängigen Windmessungen abgeleitet werden können.

Bereits die Anwendbarkeit von MOST zur Bestimmung von  $C_T^2$ ,  $C_Q^2$  und  $C_{TQ}$  aus  $C_n^2$  unterliegt jedoch der Voraussetzung, dass homogene und stationäre Verhältnisse vorherrschen. Denn u.a. wird  $z/L$  ( $L$  ist die Obukhov-Länge), die Skalierungsvariable der homogenen Prandtl-Schicht, auch verwendet, um  $C_n^2$  dimensionslos zu machen (WYNGAARD *et al.*, 1971). Bei der Messung mit Scintillometern über heterogenem Gelände, wie in LITFASS-2003, sind diese Bedingungen jedoch nicht zwangsläufig erfüllt, so dass die Qualität der berechneten Flüsse fragwürdig ist (MEIJNINGER, 2003).

Aufgrund des Zusammenhanges der Strukturparameter mit dem entsprechenden Turbulenzspektrum,

$$\Phi_T(k) = 0.25 \cdot C_T^2 k^{-\frac{5}{3}}, \quad (4.7)$$

$$\Phi_Q(k) = 0.25 \cdot C_Q^2 k^{-\frac{5}{3}}, \quad (4.8)$$

$$\Phi_{TQ}(k) = 0.25 \cdot C_{TQ} k^{-\frac{5}{3}}, \quad (4.9)$$

lassen sich die Strukturparameter auch direkt ermitteln, z.B. aus den Turbulenzdatensätzen eines LES-Modells. Hierzu müssen Gl. (4.7)-(4.9) mit  $f \Phi_T(f) = k \Phi_T(k)$  und  $k = 2\pi f / \langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle$  (Taylor-Hypothese) umgeformt werden, so dass die Strukturparameter eine Funktion der natürlichen Frequenz sind (MEIJNINGER, 2003). Für  $C_T^2$  wird dies exemplarisch in Kap. 6.2.2 gezeigt. Diese Methode eignet sich somit für einen Vergleich der LAS-Messwerte aus LITFASS-2003 mit den LES-Daten, wenn die LES-Spektren repräsentativ für die Strömung sind. Wird durch einen Heterogenitätseinfluss die Gültigkeit der „LAS-Theorie“ verletzt, so sind größere Abweichungen zwischen den experimentell und modellseitig abgeleiteten Werten zu erwarten. Eine solche Studie wird in Kap. 6.2.2 vorgestellt.

Im Bereich der freien Konvektion ( $-z/L = \infty$ ) lassen sich die turbulenten Wärmeflüsse mit Hilfe der Lufttemperatur ( $T$  in Kelvin) und den Strukturparametern der Temperatur und Feuchte darstellen (KOHSEK, 1982):

$$H = \beta \cdot (C_T^2)^{\frac{3}{4}} \quad (4.10)$$

$$LE = 1.09 \cdot \beta \cdot (C_T^2)^{\frac{1}{4}} \cdot (C_Q^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.11)$$

$$\beta = 0.55 \cdot z \cdot \left(\frac{g}{T}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.12)$$

#### 4.1.4 Hubschrauberschleppsonde Helipod

Flächenhafte *in-situ*-Messungen innerhalb der Grenzschicht in LITFASS-2003 sind nur von der Hubschrauberschleppsonde Helipod (BANGE, 1997) durchgeführt worden. Daher eignen sich diese Messungen besonders für einen Vergleich mit den LES-Daten hinsichtlich der Repräsentativität der Messung für das Gesamtgebiet. Die Daten der Flugmessungen können sowohl als (räumlich variante) Zeitreihe, als auch als (zeitlich variante) Ortsreihe betrachtet werden. Meistens wird die zeitliche Interpretation gewählt, welche später auf räumliche Punkte referenziert wird.

Der Helipod wird an einem 15 m langen Stahlseil unterhalb des Helikopters befestigt und mit ca.  $40 \text{ m s}^{-1}$  durch die Luft transportiert. Die Länge des Stahlseils garantiert, dass die Messung nicht durch den Abwind des Rotors beeinflusst wird. Die Flughöhe in LITFASS-2003 betrug zwischen 100 m und 1500 m über Grund. Während des Fluges wurden mit unterschiedlichen Messsensoren bei einer Messfrequenz von 100 Hz ( $\hat{=}$  0.4 m) Standort (Lat/Lon/z), Luftdruck, Mischungsverhältnis ( $\approx$  spez. Feuchte), Lufttemperatur, Oberflächentemperatur (mit 10 Hz), Taupunkt und die drei Komponenten der Windgeschwindigkeit aufgezeichnet (BANGE *et al.*, 2002). Die in dieser Arbeit verwendeten Höhenangaben bzgl. Helipod-Messungen beziehen sich immer auf die Höhe über Grund.

Für eine Vermessung der Grenzschicht über dem heterogenen LITFASS-Gebiet wurden verschiedene Muster geflogen, die in BEYRICH *et al.* (2004a) zusammengefasst sind. In Kap. 6.1 werden vor allem Vergleiche aus zwei Flugmustern gezeigt: „Katalog“ und „Matratze“, deren Lage in Abb. 4.2 skizziert ist. Beide Flugmuster bestehen aus einzelnen Flugstrecken („Legs“). Das Katalog-Muster setzt sich aus wenigen Legs über jeweils relativ homogenem Gelände (Ackerland, Wasser, Wald) und einem „Mischleg“ (Wald und Ackerland) zusammen. Das Matratzen-Muster besteht aus einem dichtmaschigen Netz von sich kreuzenden orthogonalen Flugstrecken in Nord-Süd- bzw. Ost-West-Richtung, wobei die parallelen Fluglinien jeweils ca. 2 km voneinander entfernt sind. Somit entsteht eine flächenhafte Information der Grenzschichtstruktur in der jeweiligen Messhöhe, unterliegt allerdings einer zeitlichen Verschiebung: Die ersten Messwerte liegen ca. 1-2 h von den Messwerten am Ende des Flugmusters entfernt.

Um eine Information über die vertikale Erstreckung von Heterogenitätseinflüssen auf die Grenzschichtstruktur zu erhalten, wurden die Flugmuster häufig nach einer Messung in 100 m Höhe noch in einer zweiten Höhe, z.B. in 800 m, wiederholt. Bei einem sehr langen Flugmuster wie der „Matratze“ musste hierzu eine Zwischenlandung eingelegt werden, um das für die Datenaufzeichnung verwendete Magnetband zu wechseln. Dieses hat eine Aufzeichnungszeit von ca. 2-2.5 h. An manchen Tagen wurden auch lokale Vertikalprofile gemessen, die einen nahezu senkrechten Aufstieg erforderten.

Im Anschluss an die Messungen ist es mit Hilfe der Eddy-Kovarianz Methode möglich, die turbulenten Flüsse zu berechnen. Hierzu werden die Daten für jedes Leg vorab trendbereinigt (CHATFIELD, 1982). Weiterhin wird eine Pendelbewegung oder eine horizontale Richtungsabweichung der Helipod-Längsachse zur Flugrichtung mit entsprechenden Algorithmen korrigiert (BANGE, 1997).

Für eine statistisch repräsentative Ermittlung der turbulenten Flüsse ist eine aus-

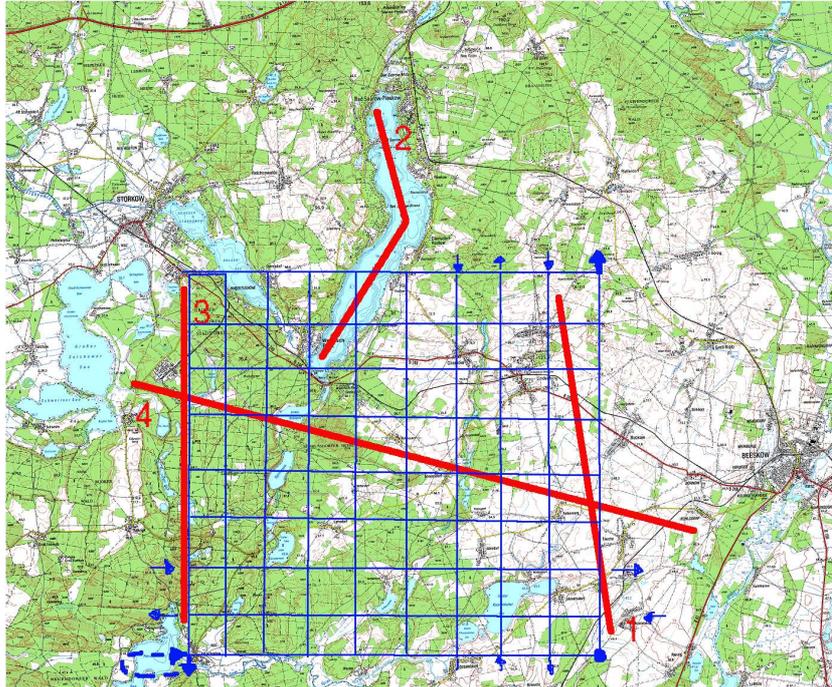


Abbildung 4.2: Flugmuster „Katalog“ (dicke rote Linien) über verschiedene Landnutzungen und Flugmuster „Matratze“ als flächenabdeckende Messung (dünne blaue Linien) während LITFASS-2003. Pfeile bzw. Nummern zeigen die Reihenfolge der Legs an, in der sie abgeflogen werden. Ist ein Leg vollständig abgeflogen, so fliegt der Hubschrauber eine Schleife zum nächsten Leg.

reichende Datengrundlage der Skalare über das gesamte Turbulenzspektrum notwendig, d.h. es müssen auch genug niederfrequente Anteile in den Messdaten enthalten sein (KELLY *et al.*, 1992). Dazu zählen z.B. auch Signale der zellenförmigen Konvektionsstrukturen der homogenen Grenzschicht (siehe Abb. 3.2(a)) oder mesoskalige Zirkulationen über inhomogenem Gelände (siehe Abb. 3.5). LENSCHOW und STANKOV (1986) zeigen, dass für einen statistischen Fehler der turbulenten Flüsse von maximal 10 % eine Leglänge von mindestens  $100 z_i$  notwendig ist, was in LITFASS-2003 für die ausgesuchten Tage mind. 200 km Fluglänge bedeutet. Die Fluglänge von einzelnen Legs betrug jedoch weniger als 20 km, so dass hier mit größeren statistischen Fehlern zu rechnen ist.

Zusätzlich zu einem Datenvergleich von Helipod-Messung und LES in Kap. 6.1 wurden in einer speziellen, hochaufgelösten Simulation für den 30.5.2003 sogenannte „virtuelle Flüge“ in der LES-Grenzschicht des LITFASS-Gebiets durchgeführt. Mit dieser LES-internen Analyse lässt sich nicht nur eine Aussage bzgl. des statistischen Fehlers für den fühlbaren und den latenten Wärmefluss treffen, sondern auch der exakte Beobachtungsfehler einer Flugmessung zum horizontalen Mittel angeben, der z.B. durch thermische Inhomogenitäten verursacht werden kann. Solche virtuelle Flüge wurden bereits von SCHRÖTER *et al.* (2000) über einem homogenen Untergrund durchgeführt (trockene Simulation) und führten im Vergleich zu LENSCHOW und STANKOV (1986) zu äquivalen-

ten Aussagen bzgl. des statistischen Fehler in der Flussmessung. Der relative statistische Fehler  $r_{\text{stat}}$  in den turbulenten Wärmeflüssen der virtuellen Flüge im LITFASS-Gebiet wird daher ebenfalls nach LENSCHOW und STANKOV (1986) definiert:

$$r_{\text{stat}}(z) = \sqrt{\frac{2(\varrho_{w\phi}^{-2}(z) + 1)L_{\text{int}}(w\phi(z))}{L_{w\phi}}}, \quad \text{mit} \quad (4.13)$$

$$\varrho_{w\phi} = \frac{\langle w'\phi' \rangle}{\sqrt{\langle w'^2 \rangle \cdot \langle \phi'^2 \rangle}}, \quad (4.14)$$

$$L_{\text{int}}(w\phi) = \int_0^\tau \rho_{w\phi}(r) dr. \quad (4.15)$$

Hierbei bezeichnet  $\varrho_{w\phi}$  den Korrelationskoeffizienten zwischen der Vertikalgeschwindigkeit und des jeweiligen Skalars ( $\phi = \theta \vee \phi = q$ ) über die zeitliche oder räumliche Aufzeichnungslänge  $L_{w\phi}$ , und  $L_{\text{int}}(w\phi)$  bezeichnet die integrale Längenskala (PANOFSKY und DUTTON, 1984). Letztere wird aus der Integration der Autokorrelationsfunktion

$$\rho_{w\phi}(r) = \frac{\langle w'\phi'(t) \cdot w'\phi'(t+r) \rangle}{\sigma_{w\phi}^2} \quad (4.16)$$

bis zu ihrem ersten Nulldurchgang  $\tau$  erhalten.  $r$  bezeichnet die zeitliche Verschiebung in Sekunden und  $\sigma_{w\phi}^2$  die Varianz der Messung.

Der mittlere relative statistische Fehler aus  $N$  Fluglegs (bzw. kontinuierlichen Aufzeichnungsphasen) ergibt sich bei der Helipod-Messung aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß (LENSCHOW *et al.*, 1994):

$$\tilde{r}_{\text{stat}}(z) = \frac{1}{N} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^N (r_{\text{stat}_i})^2}. \quad (4.17)$$

Bei der Flugmessung entsteht selbst bei ausreichender statistischer Genauigkeit ein Observierungsfehler  $r_{\text{obs}}$ , da in der jeweiligen Flughöhe keine flächendeckende Messung stattfindet und somit der exakte mittlere Fluss  $\overline{w'\phi'}(z)$  nicht bestimmt werden kann:

$$r_{\text{obs}}(z) = \frac{\overline{w'\phi'}(z) - \overline{w'\phi'}_{\text{obs}}(z)}{\overline{w'\phi'}(z)}. \quad (4.18)$$

In der LES ist es möglich, einen exakten Wert für den mittleren Fluss anzugeben, so dass der Observierungsfehler explizit bestimmt und mit dem statistischen Fehler verglichen werden kann.

Der mittlere relative Observierungsfehler aus  $N$  Fluglegs (bzw. kontinuierlichen Aufzeichnungsphasen) wird nach LENSCHOW und STANKOV (1986) ermittelt:

$$\tilde{r}_{\text{obs}}(z) = \frac{\sigma_{w\phi}(z)}{\langle w'\phi' \rangle(z)}, \quad (4.19)$$

mit der Standardabweichung

$$\sigma_{w\phi}(z) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\langle \overline{w'\phi'} \rangle(z) - \overline{w'\phi'}_{obs_i}(z))^2} \quad (4.20)$$

und dem über alle Zeitpunkte gemittelten horizontal gemittelten Fluss

$$\langle \overline{w'\phi'} \rangle(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \overline{w'\phi'}_i(z). \quad (4.21)$$

Um eine Einschätzung der statistischen Streuung des mittleren relativen Observierungsfehlers  $\tilde{r}_{obs}(z)$  zu erhalten, führten LENSCHOW und STANKOV (1986) folgende Definition ein:

$$s_{\tilde{r}_{obs}}(z) = \frac{1}{\langle \overline{w'\phi'} \rangle} \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\sigma_{w\phi} - (\langle \overline{w'\phi'} \rangle(z) - \overline{w'\phi'}_{obs_i}(z)))^2}. \quad (4.22)$$

Mit den Definitionen der statistischen Fehler (Gl. (4.13) und (4.17)) und des mittleren Observierungsfehler (Gl. (4.19) und (4.22)) lassen sich die LES-Daten äquivalent zu den realen Helipod-Daten untersuchen.

#### 4.1.5 Sonstige Messungen und Beobachtungen

Fernerkundungsdaten wurden von LANDSAT- und NOAA-Satelliten (Auflösung 30 m bzw. 1 km) aufgezeichnet. Die Observationssysteme des LANDSAT fielen jedoch kurz nach Experimentbeginn aus, so dass keine Daten dieses Systems vorliegen<sup>4</sup>. Vom NOAA-Satelliten liegen Daten von Landoberflächencharakteristiken (LAI, etc.) jeweils zur Überflugzeit von ca. 12 UTC vor, die jedoch nicht in der vorliegenden Arbeit Verwendung fanden. Für einen direkten Vergleich der Daten von Satellit und PALM hätten sich nur aus den NOAA-Rohdaten abgeleitete Größen wie Oberflächentemperatur und -feuchte geeignet, deren Bestimmung sehr fehleranfällig ist, wie bereits in Kap. 1 erwähnt wurde.

Eine flächenhafte Information der Niederschlagsmenge wurde aus den operationellen Radarmessung des DWDs am Flughafen Berlin Tempelhof erhalten.

Weiterhin fand am MOL stündlich eine Wetterbeobachtung nach WMO-Richtlinie statt (internationale Stationskennung: 10393), die zur Charakterisierung der meteorologischen Bedingungen in dieser Arbeit verwendet wurden.

Außerdem wurden in regelmäßigen Abständen die Bestandshöhen an den Standorten der Energiebilanzstationen gemessen, um das Pflanzenwachstum zu dokumentieren. Diese Bestandshöhen wurden zur Abschätzung der Rauigkeitslängen der homogenen Teilflächen benutzt.

<sup>4</sup>Es gab zwei Überflugtermine während des Experimentes.

### 4.1.6 Witterung während LITFASS-2003

Die Monate vor dem Experiment waren durch sehr wenig Niederschlag und eine hohe Sonnenscheindauer gekennzeichnet: Das langjährige Niederschlagsmittel für das 1. Halbjahr liegt in Lindenberg bei 273.1 mm, im 1. Halbjahr 2003 wurden jedoch nur 165.4 mm gemessen, so dass der Boden im LITFASS-Gebiet regelrecht ausgetrocknet war. Die Bodenfeuchte in 10 cm Tiefe sank von 22 Vol.-% im Januar auf 5 Vol.-% Anfang Juni. Dadurch waren bis zum ersten Niederschlagsereignis am 5.6. die latenten Wärmeflüsse relativ gering (Bowen-Verhältnis von 2-4). Die bestimmende Großwetterlage in der oberen Troposphäre war ein antizyklonaler Einfluss, der von Mitteleuropa bis nach Skandinavien reichte und sich mehrfach regenerierte. Abgesehen von einzelnen Frontpassagen (z.B. am 5.6. mit eingelagerten gewittrigen Störungen) war auch am Boden eine Hochdruck- bzw. Hochdruckrandlage wetterbestimmend (BEYRICH *et al.*, 2004a). Dies führte zu einer hohen Einstrahlung, geringen Niederschlägen und schwachen Winden meist aus östlicher Richtung. Die Maximaltemperaturen in 2 m Höhe betragen während des Experimentes mehrfach über 30 °C, während in der Nacht eine Minimumtemperatur von mind. 10 °C verzeichnet wurde. Eine Dokumentation des täglichen Wetters findet sich tabellarisch im Experimentbericht (BEYRICH *et al.*, 2004a). Auf das Wetter an den simulierten Tagen wird später an entsprechender Stelle eingegangen.

## 4.2 Implementierung von realen Heterogenitäten und Modellinitialisierung

Reale Bodenheterogenitäten fanden bislang keinen Eingang in LES-Modellen. Wie eingangs erwähnt, befassen sich fast alle aktuellen Studien zu diesem Thema mit dem Einfluss von idealisierten (meist eindimensional ausgerichteten) Inhomogenitäten. In einigen Untersuchungen wurden Messwerte aus vergangenen Messexperimenten dazu benutzt, ein surrogates Heterogenitätsfeld zu erzeugen (HECHTEL *et al.*, 1990; AVISSAR *et al.*, 1998). Diese Felder waren zwar durch die statistischen Eigenschaften der Messung gekennzeichnet (z.B. gleiche Varianz der Oberflächentemperatur), hatten jedoch keinen Bezug zur realen Anordnung der Landoberflächenheterogenitäten. In den Arbeiten von ALBERTSON *et al.* (2001); KUSTAS und ALBERTSON (2003) über das MONSOON'90-Experiment wurden erstmals Satellitendaten benutzt, um real existierende Bodenheterogenitäten in ein gekoppeltes SVAT/LES-Modell einzubetten.

### 4.2.1 Vorgabe der realen Heterogenität

Für die LITFASS-Simulationen mit PALM wurde ein neues Konzept für die Implementierung der örtlichen Landoberflächenheterogenität erarbeitet. Prinzipiell geschieht die Vorgabe der thermischen Inhomogenität analog zu den idealisierten Simulationen über eine Vorgabe des fühlbaren Wärmeflusses am Boden. Im Gegensatz zu den im idealisierten Fall mathematisch beschreibbaren Funktionen für  $H_3(x, y, z = 0)$  zeichnet sich die Landoberflächenstruktur im Gebiet des LITFASS-2003 Experimentes (Abb. 4.1) durch

zufällig verteilte Landnutzungen mit unterschiedlichen Eigenschaften aus, so dass keine klar definierte Wellenlänge der Inhomogenität existiert.

Die technische Umsetzung der realen Heterogenität in numerisch nutzbare Information wurde über bestehende digitale Geoinformationen realisiert: Für den europäischen Raum bestehen flächendeckende digitale Aufzeichnungen der wesentlichen Landnutzungen in Form des sogenannten CORINE<sup>5</sup>-Datensatzes, der durch die Europäische Umweltagentur erstellt wurde. Dieser setzt sich aus insgesamt 44 verschiedenen Landnutzungsklassen zusammen, von denen im LITFASS-Gebiet und dem näheren Umfeld jedoch nur 16 Klassen auftreten. Für die Nutzung in der vorliegenden Arbeit erfolgte eine weitere Vereinfachung, da nicht für alle Klassen Messungen durchgeführt wurden. Z.B. wurden „Weideland“ und „natürliche Grasflächen“ zu „Gras“ zusammengefasst und die Wald-Klassen „Mischwald“, „Nadelwald“ und „Laubwald“ zu einer Klasse „Wald“. Die Siedlungsgebiete wurden ebenfalls dem Wald zugerechnet, da hinsichtlich Rauigkeitslänge und fühlbarem Wärmefluss vergleichbare Werte anzunehmen sind (BEYRICH *et al.*, 2004a). Die allgemeine CORINE-Klasse „bestelltes Ackerland“ wurde mit Triticale/Roggen (Getreide) gleichgesetzt, da dies im Umkreis des LITFASS-Gebietes der dominierenden Anbauform entsprach (BEYRICH *et al.*, 2004a). In Folge der Zusammenfassung von Landnutzungsklassen wurden geringe Landnutzungsunterschiede sowie Landnutzungsklassen mit kleinen Flächenanteilen vernachlässigt, wobei die wesentlichen Heterogenitäten erhalten blieben. Der verwendete CORINE-Datensatz besteht nach dieser Vereinfachung für das LITFASS-Gebiet aus lediglich vier Klassen: Wasser, Wald, Gras und Getreide.

Im Rahmen des LITFASS-2003 Experimentes wurde durch Mitarbeiter des MOL eine aktuelle Unterklassifikation der bestellten Ackerflächen im LITFASS-Gebiet aufgenommen (siehe Kap. 4.1), so dass eine detailliertere Einteilung der heterogenen Landnutzung für dieses Gebiet in die Klassen Wasser, Wald, Gras, Triticale/Roggen, Mais, Raps und Gerste ermöglicht wurde. Eine anschließende Georeferenzierung durch das MOL führte zu einer flächenhaften Information über die räumliche Verteilung dieser Landnutzung im LITFASS-Gebiet.

Eine Kombination der Flächeninformation aus CORINE-Datensatz und den Informationen des MOLs (Abb. 4.3) repräsentiert somit die wesentlichen Strukturen der realen heterogenen Landnutzung im LITFASS-Gebiet und Umgebung in numerisch nutzbarer Form.

Alle folgenden Grafiken, die einen horizontalen Schnitt von Variablen im Modellgebiet zeigen, beziehen sich nur auf das LITFASS-Gebiet. Denn eine Darstellung des äußeren Gebietes wäre nicht frei von Randeffekten. Die Beschriftung der  $x$ - und  $y$ -Achse in diesen Grafiken beginnt daher einheitlich bei 0 km (linker bzw. unterer Rand von  $G_{LIT}$  und endet bei 20 km (rechter bzw. oberer Rand von  $G_{LIT}$ ).

---

<sup>5</sup>Abkürzung für „Coordinated Information on the European Environment“, siehe <http://www.eea.eu.int>.

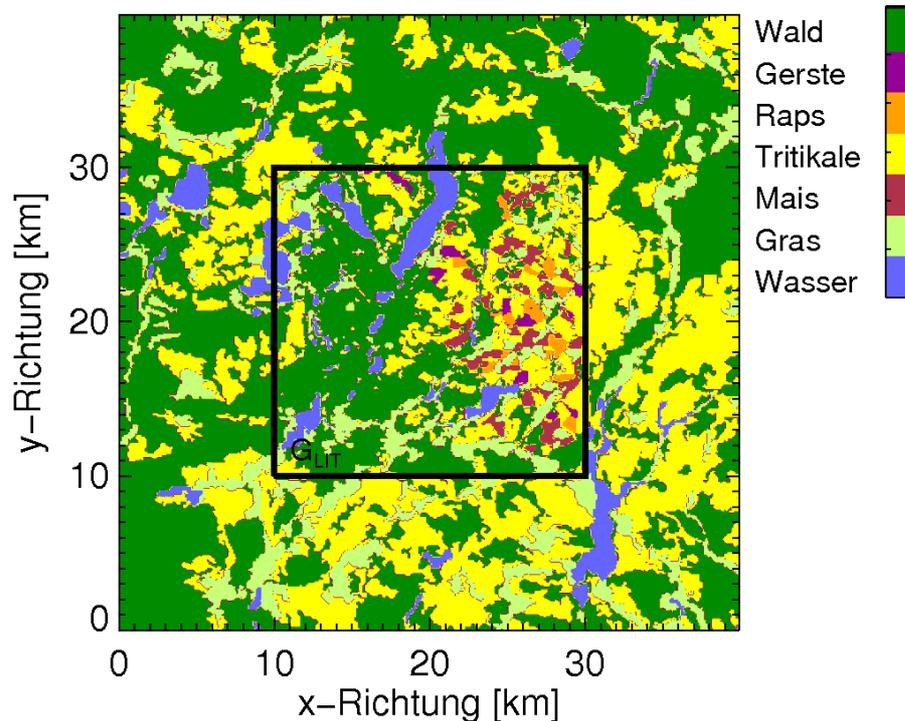


Abbildung 4.3: Landnutzungsklassen im LITFASS-Gebiet ( $G_{LIT}$ ) und Umfeld.

#### 4.2.2 Initialisierung und Antrieb der LITFASS-Simulationen

Der CORINE/MOL-Datensatz beinhaltet nur eine geographische/biologische Information, die nicht in PALM genutzt werden kann. Eine physikalische Bedeutung erhält man erst durch die Verknüpfung der Landnutzung mit den Messungen der entsprechenden Energiebilanzstationen. Die verwendeten lokalen Messungen sind dabei aufgrund der Qualitätssicherung (Kap. 4.1.1) als repräsentativ für die jeweilige Landnutzungsklasse anzusehen. Somit entspricht die flächenhafte Anwendung der lokalen Messungen von Feuchte, Temperatur und Wärmeflüsse auf die jeweilige gesamte Landnutzungsklasse dem mittleren Zustand dieser Flächen. Reale Schwankungen in der lokalen Pflanzencharakteristik hinsichtlich Aussaat, Wachstum, etc. werden dabei nicht explizit berücksichtigt. Die Werte für  $H$  und  $LE$  von verschiedenen Energiebilanzstationen über der gleichen Unterlage zeigen im allgemeinen jedoch kaum Unterschiede (BEYRICH *et al.*, 2004a), weshalb diese natürlichen Schwankungen vernachlässigt werden können. Um dennoch alle vorhandenen Aufzeichnungen auszuschöpfen, wurden für den Modellantrieb die Messungen über gleicher Unterlage (Bedingung: Qualitätsflag 1-4) arithmetisch gemittelt.

Es ist anzumerken, dass die gemessenen Turbulenzflüsse in LITFASS-2003 die Energiebilanz meist nicht schließen („Imbalanz“ der Energiebilanz). Dieses bei solchen Messungen immer wieder auftretende Verhalten besteht in den LITFASS-2003 Daten weitgehend unabhängig von der Landoberflächenklasse (BEYRICH *et al.*, 2004a). Dadurch hat das Problem der Energiebilanzschließung nur geringe Auswirkungen auf die Gestalt der

Heterogenität. Eine manuelle Korrektur der Eingangswerte wurde nicht vorgenommen, da es in der wissenschaftlichen Gemeinschaft zur Zeit keine eindeutige Erklärung für die Imbalanz gibt und daher auch keine genaue Aufteilung der Imbalanz auf die einzelnen Wärmeflüsse möglich ist. Wie jedoch die Ergebnisse der Large-Eddy Simulationen dieser Arbeit zeigen, sind die durch Radiosonden und andere Vertikalmessungen erhaltenen Grenzschichteigenschaften vergleichbar mit den Ergebnissen des LES-Modells. Die in das Modell eingehenden fühlbaren und latenten Wärmeflüsse können daher keinen größeren Fehler beinhalten. Wäre dies der Fall, so würde die simulierte Grenzschichtentwicklung nicht mit der wahren Grenzschichtentwicklung übereinstimmen. Das Residuum der gemessenen Energiebilanz muss daher zum größten Teil auf andere Umstände zurückzuführen sein. Die Ermittlung dieser Umstände ist jedoch nicht Ziel dieser Arbeit.

Die vollständige Initialisierung der LITFASS-Simulationen mit Messwerten erfolgte nach folgendem Schema:

- Der ebene untere Modellrand wurde auf 73 m ü. NN referenziert (Messfeld Falkenberg, GM). Dies entspricht auch etwa dem mittleren Höhengniveau im LITFASS-Gebiet.
- Ableitung des Temperatur- und Feuchteprofils aus der Radiosondenmessung. Hierzu wurde zunächst die spezifische Feuchte  $q$  aus der Radiosondenmessung der relativen Feuchte (Gl. (4.1)), der aktuellen Lufttemperatur in °C und dem Luftdruck ermittelt (z.B. ETLING, 1996):

$$\frac{RH(z)}{100} = \frac{p_e(z)}{p_E(z)} \curvearrowright p_e(z) = \frac{RH(z)}{100} \cdot p_E(z),$$

$$p_E(z) = 6.107 \cdot 10^{\frac{7.45 \cdot T(z) [\text{°C}]}{235 + T(z) [\text{°C}]}} \quad (\text{Magnus-Formel}), \quad (4.23)$$

$$q(z) = \frac{R_l}{R_w} \cdot \frac{p_e(z)}{p(z)} \curvearrowright q(z) = 0.622 \cdot \frac{p_e(z)}{p(z)}. \quad (4.24)$$

Hierbei sind  $R_l$  und  $R_w$  die Gaskonstanten für trockene Luft bzw. Wasserdampf. Die potentielle Temperatur berechnet sich aus der Temperatur- und Druckmessung der Radiosonde:

$$\theta(z) = T(z) \left( \frac{p(z=0)}{p(z)} \right)^\beta, \quad (4.25)$$

wobei  $\beta = 0.286$  die Poisson-Konstante bezeichnet. Die gemessenen Profile wurden anschließend aus linearen Teilstücken rekonstruiert, um eine standardmäßige Eingabe dieser Werte in PALM zu ermöglichen. Die Freilassung/erste Messung der Radiosonde erfolgte in 112 m ü. NN. Um die inhomogene Temperatur- und Feuchteverteilung am Boden (wird im nächsten Schritt dargestellt) zu berücksichtigen, wurden an jedem Gitterpunkt eine lineare Interpolation vom Boden (real: 73 m ü. NN) bis zur Höhe der bodennahen Temperaturinversion  $z_{\text{bi}}$  durchgeführt ( $\phi = \theta \vee \phi = q$ ):

$$\phi(x, y, z) = \phi(x, y, z=0) + \frac{z}{z_{\text{bi}}} (\bar{\phi}(z_{\text{bi}}) - \phi(x, y, z=0)), \quad \forall z \leq z_{\text{bi}}. \quad (4.26)$$

An den simulierten Tagen lag  $z_{bi}$  bei Simulationsbeginn zwischen 75 m und 175 m.

- Durchführung eines 1D-Vorlaufes von PALM (über 10 Tage) mit einem aus Radiosonden- und TWP-Messungen abgeleiteten geostrophischen Wind zur Generierung eines im Gleichgewicht befindlichen Windprofils. Nach Beendigung des 1D-Vorlaufes wurde die Windgeschwindigkeit und -richtung in 100 m Höhe mit den 10 Min.-Mittelwerten des 99 m-Mastes des DWD verglichen. Die Messungen des Mastes weisen zwar natürliche Schwankungen in den Windeigenschaften auf, jedoch lässt sich eine für den gesamten Tag typische Windgeschwindigkeit und -richtung bestimmen, sofern keine synoptisch bedingte Änderung der Windeigenschaften vorliegt. Bei Abweichungen der Werte aus dem 1D-Vorlauf zu den typischen Werten der Mastmessung wurde der 1D-Vorlauf mit einem korrigierten geostrophischen Wind wiederholt.
- Verknüpfung der zum Zeitpunkt des Simulationsbeginns gemessenen aktuellen Temperatur und absoluten Feuchte an den Energiebilanzstationen mit der entsprechenden Landnutzungs-kategorie. Hierbei entspricht gemäß Gl. (4.25) mit  $p(z) = p(z = 0)$  die potentielle Temperatur der aktuellen Temperatur. Die absolute Feuchte wurde mittels  $q = a/\rho \approx a/1.25 \text{ kg m}^{-3}$  in die spezifische Feuchte umgerechnet. Als Ergebnis entstehen zweidimensionale Felder, die den initialen (morgendlichen) Zustand des Erdbodens hinsichtlich heterogener Temperatur- und Feuchteverteilung wiedergeben.
- Abschätzung der Rauigkeitlänge für die entsprechenden Landnutzungs-kategorien mit  $z_0 \approx 0.1 \cdot$  Bestands-höhe (SHUTTLEWORTH *et al.*, 1997). Als Ergebnis steht ein zweidimensionales Feld der inhomogenen  $z_0$ -Verteilung. Damit werden die lokal unterschiedlichen Reibungseffekte auf die Strömung berücksichtigt. Durch die Reibung am Erdboden wird eine Scherung der Grundströmung hervorgerufen, die zu einer Turbulenzproduktion führt (ETLING, 1996). Über Flächen mit großen Bestands-höhen wie beispielsweise im Wald herrscht ein hoher Reibungseffekt, der zu einer hohen Turbulenzproduktion führt und damit auch zu großen turbulenten Wärmeflüssen beiträgt.
- Verknüpfung der an den Energiebilanzstationen gemessenen Eddy-Kovarianz Wärmeflüsse mit der entsprechenden Landnutzungs-kategorie. Hierbei handelt es sich um einen zeitlich variablen Modellantrieb, für den halbstündig neue Messwerte vorliegen. Um eine diskontinuierliche Fluktuation des Modellantriebes durch eine halbstündige Wärmeflussvorgabe zu vermeiden („Stufenfunktion“), wurden die Wärmeflüsse durch lineare Interpolation minütlich aktualisiert (hier exemplarisch für den fühlbaren Wärmefluss):

$$\begin{aligned}
 H_3(x, y, t) &= H_3(x, y, t - \delta t) \\
 &+ \frac{\delta t}{1800} [H_3(x, y, t + (1800 - \delta t)) - H_3(x, y, t - \delta t)].
 \end{aligned}
 \tag{4.27}$$

$\delta t = 60.0, 120.0, \dots, 1800 \text{ s}$  kennzeichnet die Zeit, die seit dem letzten Zeitpunkt vergangen ist, an dem ein Messwert vorlag.

### 4.3 Quantitative Bestimmung heterogenitätsinduzierter Variablen in der Grenzschicht

In den idealisierten Studien aus Kap. 3.2 erfolgte keine Untersuchung bzgl. des Beitrages von heterogenitätsinduzierten Wärmeflüssen zum Gesamtwärmefluss. Es wurde lediglich kein signifikanter zusätzlicher Effekt der Heterogenität auf den turbulenten Gesamtfluss fühlbarer Wärme festgestellt. In den numerischen Studien von DALU und PIELKE (1993) und CHEN und AVISSAR (1994) stellte sich jedoch bei Simulationen ohne mittleren Wind heraus, dass der heterogenitätsinduzierte Wärmefluss weit mehr als 50 % zum Gesamtwärmefluss beitragen kann. Die aktuellere LES-Studie von PATTON *et al.* (2005) weist für eindimensionale Heterogenitäten sogar einen solchen höhenabhängigen Anteil im latenten Gesamtfluss von bis zu 70 % aus.

Um zu solchen Ergebnissen zu kommen, wählten CHEN und AVISSAR (1994) einen technischen Ansatz: Der Gesamtwert einer instantanen Variable an jedem Gitterpunkt eines mesoskaligen Modells  $\phi(x, y, z, t)$  setzt sich zusammen aus einem aufgelösten (mesoskaligen) Anteil  $\tilde{\phi}$  und einem subskaligen (turbulenten) Anteil  $\phi''$ :

$$\phi(x, y, z, t) = \tilde{\phi}(x, y, z, t) + \phi''(x, y, z, t). \quad (4.28)$$

Weiterhin wird davon ausgegangen, dass der aufgelöste Anteil aus einer mesoskaligen Abweichung  $\tilde{\phi}'$  von einem großskaligen Mittel  $\bar{\phi}$  besteht:

$$\phi(x, y, z, t) = \bar{\phi}(z, t) + \tilde{\phi}'(x, y, z, t) + \phi''(x, y, z, t). \quad (4.29)$$

Da in einem mesoskaligen Modell die Felder für  $\tilde{\phi}'(x, y, z, t)$  und  $\phi''(x, y, z, t)$  durch die technische Skalentrennung jeweils explizit bekannt sind, kann ein direkter Vergleich zwischen diesen beiden Variablen stattfinden.

PATTON *et al.* (2005) verwendeten zwar eine ähnliche Notation, mussten allerdings beachten, dass es in einem LES-Modell keine technische Skalentrennung zwischen dem mesoskaligen und turbulenten Anteil gibt. Es bestand also das Problem, die heterogenitätsinduzierte Strömung von der zufällig verteilten turbulenten Strömung zu trennen. Da es sich um eine Studie über 1D-Inhomogenitäten in  $x$ -Richtung handelte, konnte der mesoskalige Anteil  $\tilde{\phi}'$  schließlich auf den Wert des (zeitlich integrierten) Phasenmittels  $\tilde{\phi}'_p$  (vergl. Kap. 3.2.1) zurückgeführt werden, das dem heterogenitätsinduzierten Anteil entspricht. Dieser Wert gilt streng genommen nur dann als zeitunabhängig, wenn ein konstantes Forcing der Grenzschicht vorliegt. Durch die explizite Turbulenzauflösung des LES-Modells enthält der ehemalige subskalige Anteil  $\phi''$  nun sowohl den (geringen) parametrisierten Anteil der Turbulenz, als auch den aufgelösten Anteil der zufällig verteilten Turbulenz („Hintergrundturbulenz“, PATTON *et al.*, 2005):

$$\phi(x, y, z, t) = \bar{\phi}(z) + \tilde{\phi}'_p(x, z) + \phi''(x, y, z, t). \quad (4.30)$$

Für die LITFASS-Simulationen mit PALM ist keine der Methoden aus Gl. (4.29) oder Gl. (4.30) direkt verwendbar. Zum einen löst PALM die wesentlichen Turbulenzelemente

auf, so dass keine technische Trennung der mesoskaligen und der turbulenten Skala wie bei CHEN und AVISSAR (1994) erfolgt. Zum anderen stellt PATTON *et al.* (2005) zwar prinzipiell den gewünschten Zusammenhang dieser Skalen in der LES her, jedoch ist eine Phasenmittelung aufgrund des komplexen, zufällig verteilten Heterogenitätsmusters in den LITFASS-Simulationen nicht möglich. Zudem hat sich im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, dass eine rein zeitliche Mittelung unzureichend ist, um den heterogenitätsinduzierten Anteil von der Hintergrundturbulenz ausreichend zu trennen.

Dieses Problem wurde in der vorliegenden Arbeit durch eine Mittelung über ein Ensemble von gleichartigen Large-Eddy Simulationen gelöst. Hierzu wurden für jeden simulierten Tag aus LITFASS-2003 acht PALM-Läufe durchgeführt und die auszuwertenden Variablen jeweils über eine Stunde gemittelt. Jeder dieser Läufe wurde mit einer unterschiedlichen Initialisierung des Zufallsgenerators gestartet, mit dessen Hilfe die Geschwindigkeitsfelder zu Beginn jeder Simulation für einige Zeitschritte gestört werden, um Turbulenz anzuregen (siehe Kap. 2.4). Die unterschiedliche Initialisierung hat keine Auswirkungen auf die horizontal gemittelten Grenzschichteigenschaften, jedoch verläuft lokal betrachtet die Entwicklung einzelner Turbulenzelemente für jede Simulation verschieden. Dies ist auf die nichtlineare Interaktion der einzelnen Wirbel zurückzuführen, die bereits bei kleinsten Änderungen des Ausgangszustandes lokal zu einer völlig unterschiedlichen (aber statistisch äquivalenten) Turbulenzentwicklung führt. Eine Mittelung der zeitlich integrierten dreidimensionalen Variablen-Felder über mehrere Läufe führt somit zu einer sehr effektiven Auslöschung des turbulenten Signals an jedem Gitterpunkt (es ergibt sich jeweils der horizontale Mittelwert des turbulenten Signals). Übrig bleibt jedoch das heterogenitätsinduzierte Signal in der Grenzschicht, weil dieses in jedem der Läufe äquivalent<sup>6</sup> ist (die Inhomogenität am Boden ist invariant). Es gelten daher folgende Regeln für die Ensemble-Mittelbildung über  $N$  Ensemble-Modellläufe:

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \bar{\phi}_i \rangle = \langle \bar{\phi} \rangle \approx \bar{\phi}, \quad (4.31)$$

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \tilde{\phi}'_i \rangle = \langle \tilde{\phi}' \rangle \approx \tilde{\phi}', \quad \text{aber} \quad (4.32)$$

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \phi''_i \rangle = 0, \quad \text{für } N \rightarrow \infty. \quad (4.33)$$

Die Definition heterogenitätsinduzierter Variablen ergibt sich damit aus Gl. (4.29) wie folgt:

$$\tilde{\phi}'(x, y, z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \phi_i(x, y, z) \rangle - \langle \bar{\phi}(z) \rangle, \quad \text{LITFASS: } N = 8. \quad (4.34)$$

Mit diesem Ergebnishintergrund lässt sich die Formulierung von PATTON *et al.* (2005) für die Anwendung auf LES-Ergebnisse unabhängig von der gewählten Landoberfläche

<sup>6</sup>Durch die in jedem Lauf lokal unterschiedlichen Interaktionen der Hintergrundturbulenz mit den mesoskaligen Zirkulationen muss man streng genommen von „fast gleich“ sprechen.

anpassen zu:

$$\phi(x, y, z, t) = \overline{\phi}(z) + \tilde{\phi}'(x, y, z) + \phi''(x, y, z, t), \quad (4.35)$$

und damit wieder annähern an die ursprüngliche Definition von CHEN und AVISSAR (1994), Gl. (4.29). Der Unterschied zur ursprünglichen Gleichung besteht nun darin, dass das mesoskalige Feld aufgrund der nötigen zeitlichen Mittelung von etwa einer Stunde nicht zu jedem Zeitpunkt zur Verfügung steht und aufgrund der fehlenden Trennung der Turbulenzskalen erst durch die Ensemble-Mittelung ermittelt werden muss. Demnach bezeichnet  $\tilde{\phi}'$  in Gl. (4.35) die dreidimensionale, heterogenitätsinduzierte Größe (im Folgenden auch abkürzend „mesoskalige Größe“ genannt).

Für eine Grenzschicht über einer homogenen Unterlage gilt  $\tilde{\phi}' = 0$ . Bei der praktischen Anwendung der Ensemble-Mittelung ist es jedoch nicht möglich, die Hintergrundturbulenz völlig auszulöschen, so dass der Restbetrag (ca. 1.5 %, siehe Abb. 4.4(a)) in  $\tilde{\phi}'$  enthalten ist und für den homogenen Fall gilt:  $\tilde{\phi}' \approx 0$ . Abb. 4.4(a) zeigt dies in der Entwicklung der (normierten) Standardabweichung für die Vertikalgeschwindigkeit, gemittelt zwischen 0.0-1.0  $z_i$  für einen homogenen Testfall (nach 4 h konstantem  $Q_0$  und  $u_g = 5 \text{ m s}^{-1}$ ). Man erkennt einen nichtlinearen, nahezu asymptotischen Ab-

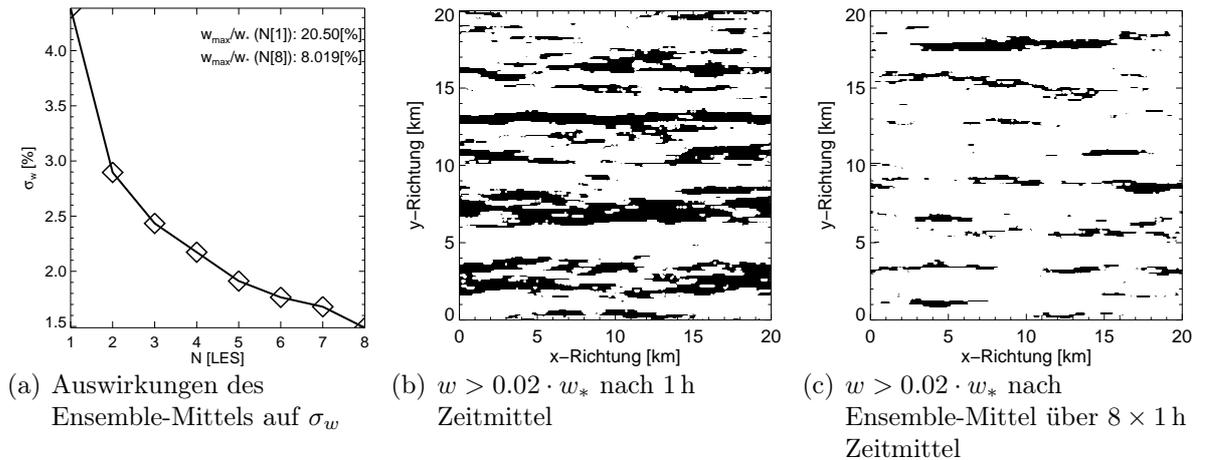


Abbildung 4.4: Auswirkungen der Ensemble-Mittelung auf die 1 h-gemittelte Vertikalgeschwindigkeit für einen homogenen Testfall.

fall der Standardabweichung bei Erweiterung des Ensembles. Vergleiche des einfachen 1 h-Mittels mit der zeitlich ungemittelten Vertikalgeschwindigkeit zeigen bereits eine Reduktion der Standardabweichung von ca. 70 % auf 4.4 % (nicht dargestellt). Dennoch sind auch nach der 1 h-Mittelung immer noch Strömungsmuster im homogenen Fall zu erkennen (Abb. 4.4(b)), während nach der anschließenden Mittelung über sieben weitere 1 h-Mittel aus den übrigen Ensemble-Läufen die wesentlichen Turbulenzstrukturen herausgefiltert sind (Abb. 4.4(c)). Weil die Standardabweichung nach einem Ensemble-Mittel über acht Läufe nur noch 1.5 % der charakteristischen Geschwindigkeit beträgt,

kann diese Anzahl Läufe als ausreichend für eine Turbulenzeleminierung betrachtet werden. Bei einer weiteren Ensemble-Mittelung ist zudem das Kosten/Nutzen-Verhältnis aufgrund der asymptotischen Annäherung an den Idealzustand sehr schlecht, so dass darauf verzichtet wurde.

Aufgrund des über mittlere Zeiträume ( $\sim$  Minuten) zeitlich varianten heterogenen Forcings und der Grenzschichtentwicklung sind sowohl das horizontale Mittel, als auch die mesoskalige Größe mittelfristig von der Zeit abhängig. Die Ermittlung des instantanen Heterogenitätseinflusses ist mit der aufgezeigten Methode jedoch nicht möglich, da ohne die verwendete zeitliche Mittelung über eine Stunde hunderte von Ensemble-Läufen gemacht werden müssten, um einen aussagekräftigen Wert für  $\tilde{\phi}'$  zu berechnen. Da die Änderung des mesoskaligen Signals in diesem Zeitraum aber gering ist, sind instantaner und zeitlich gemittelter mesoskaliger Anteil vergleichbar.

$\tilde{\phi}'(x, y, z)$  lässt sich somit im Abstand von einer Stunde aus zeitlicher Mittelung über die letzte Stunde und Ensemble-Mittelung über acht Large-Eddy Simulationen ermitteln, so dass zu diesen Zeitpunkten alle Terme aus Gl. (4.35) explizit oder mit Hilfe der anderen Terme berechnet werden können.

Notation (4.35) kann auch für Größen höherer Ordnung verwendet werden. Für die vertikalen turbulenten Wärmeflüsse ergibt sich für eine instantane Größe (CHEN und AVISSAR, 1994):

$$\begin{aligned} w\phi &= \overline{w\phi} + \tilde{w}'\tilde{\phi}' + w''\phi'' + \overline{w\phi'} + \tilde{w}'\tilde{\phi} \\ &\quad + \overline{w\phi''} + w''\overline{\phi} + \tilde{w}'\phi'' + w''\tilde{\phi}'. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Mit den Mittelungseigenschaften (4.31)-(4.33) modifiziert sich Gl. (4.36) nach Anwendung von zeitlicher und Ensemble-Mittelung:

$$\overline{w\phi} = \overline{w\phi} + \overline{\tilde{w}'\tilde{\phi}'} + \overline{w''\phi''} + \overline{w\phi'} + \overline{\tilde{w}'\tilde{\phi}}. \quad (4.37)$$

Um eine globale Aussage der Flussanteile treffen zu können, ist eine horizontale Mittelung notwendig, die Gl. (4.36) weiter reduziert ( $\overline{\phi} = \overline{\phi}$ ,  $\overline{\phi'} = 0$ ,  $\overline{w\phi} = \overline{w\phi}$ ,  $\overline{w''\phi''} = \overline{w''\phi''}$ ):

$$\overline{w\phi}(z) = \overline{w}(z)\overline{\phi}(z) + \overline{\tilde{w}'\tilde{\phi}'}(z) + \overline{w''\phi''}(z). \quad (4.38)$$

In dieser Gleichung repräsentiert  $\overline{w\phi}(z)$  den mittleren Wärmefluss,  $\overline{w}(z)\overline{\phi}(z)$  den darin enthaltenen globalskaligen Flussanteil,  $\overline{\tilde{w}'\tilde{\phi}'}(z)$  den mesoskaligen (heterogenitätsinduzierten) Flussanteil und  $\overline{w''\phi''}(z)$  den turbulenten (subskalig und aufgelösten) Flussanteil in der Höhe  $z$ . Betrachtet man in PALM das gesamte Modellgebiet, so verschwindet der globalskalige Fluss, da  $\overline{w} = 0 \text{ m s}^{-1}$ . Dies gilt auch bei den Simulationen mit Vorgabe eines synoptischen Absinkens (Hochdruckeinfluss), da dieses nicht durch eine mittlere Vertikalgeschwindigkeit realisiert wurde, sondern über eine stetige Anpassung des Temperaturprofils (Kap. 3.2.1).

## 4.4 Bestimmung eines ausreichenden Randbereiches

Eine PALM-Simulation der Grenzschicht über dem LITFASS-Gebiet  $G_{\text{LIT}}$  unterliegt einer technischen Beschränkung: Durch die zyklischen lateralen Modellränder entspricht

die Struktur der Turbulenz am Einströmrand exakt derjenigen am Ausströmrand. Im Falle real verteilter Inhomogenitäten treten somit im Einströmbereich Turbulenzstrukturen auf, die nicht von der lokalen bzw. in Gegenwindrichtung vorgelagerten Heterogenität erzeugt wurden, sondern in erster Linie von der Heterogenität im Ausströmbereich beeinflusst wurden. Durch einen erweiterten Rand, vor allem in Gegenwindrichtung, kann die Strömung ausreichend lange von der lokalen Heterogenität beeinflusst werden, bevor sie ins zu analysierende LITFASS-Gebiet eintritt. Auf diese Weise können unrealistische Randeffekte auf die Strömung im LITFASS-Gebiet ausgeschlossen werden.

Die Frage nach der nötigen Größe des zusätzlichen Randes kann mit Hilfe der vorgestellten Ensemble-Mittelung gelöst werden: Der Rand muss so groß sein, dass sich auch nach einer weiteren Vergrößerung des Randes der Heterogenitätseffekt  $\tilde{\phi}$  in  $G_{\text{LIT}}$  nicht ändert. Dann kann davon ausgegangen werden, dass nur die lokale und die in Gegenwindrichtung vorgelagerte Heterogenität für die mesoskaligen Signale in  $G_{\text{LIT}}$  verantwortlich sind.

Für die Erprobung des notwendigen Randes wurden Simulationen mit einem zusätzlichen Rand von 2 km, 6 km, 10 km und 14 km in jeder Richtung durchgeführt. Die Gitterauflösung betrug  $100 \text{ m} \times 100 \text{ m} \times 50 \text{ m}$ , so dass Modellgebiete zwischen  $240 \text{ GP} \times 240 \text{ GP} \times 70 \text{ GP}$  und  $480 \text{ GP} \times 480 \text{ GP} \times 70 \text{ GP}$  verwendet wurden. Die Inhomogenität wurde entsprechend Abb. 4.3 durch Landnutzungsklassen vorgegeben (das Bild entspricht dem Lauf mit 10 km Rand). Eine Erhaltung der mittleren Grenzschichtprofile bei Erhöhung der Auflösung wurde im Übrigen mit einem Vergleich der mittleren Profile von einem Ensemble-Lauf mit einer äquivalenten Simulation mit  $\Delta x, y = 50 \text{ m}$  und  $\Delta z = 25 \text{ m}$  sichergestellt. Um möglichst starke Effekte der Heterogenität zu erzielen, wurde für alle Simulationen ein über 6 h konstanter fühlbarer Wärmefluss am Erdboden vorgegeben, dessen Mittelwert auch für den Antrieb des homogenen Laufes aus Kap. 4.3 verwendet wurde. Die Amplitude und Verteilung des Wärmeflusses wurden aus einer Helipod-Messung des Vorexperimentes im Jahr 2002 abgeleitet, und zwar aus dem „Katalog“-Flugmuster in 100 m Höhe am 7.6.2002 (12-14 UTC). Hier wurden unter optimalen synoptischen Bedingungen stark heterogene turbulente fühlbare Wärmeflüsse über Ackerland, Wasser und Wald aufgenommen. Diese Vorgehensweise war für den Randtest notwendig, da noch keine Messdaten der Energiebilanzstationen aus LITFASS-2003 vorlagen und die aufwendige Qualitätskontrolle mit der einheitlichen Aufbereitung aller Datensätze der Energiebilanzstationen für das Vorexperiment nicht durchgeführt wurde. Eine exakte Reproduktion der CBL am 7.6.2002 war auch nicht das Ziel der Simulationen. Vielmehr wurde somit eine Grenzschicht in Anlehnung an reale Messungen simuliert, welche die maximal zu erwartenden Heterogenitätseffekte in LITFASS-2003 beinhaltete.

Die Randtests wurden ohne Feuchte und ohne Corioliskraft gerechnet und mit einer leicht stabilen Temperaturschichtung von  $0.08 \text{ K}/100 \text{ m}$  von 0-1200 m und einer stabilen Schichtung von  $0.74 \text{ K}/100 \text{ m}$  oberhalb von 1200 m initialisiert. Dies erlaubte die schnelle Entwicklung und ein kontinuierliches Anwachsen einer konvektiven Grenzschicht. Aufgrund der unregelmäßig verteilten Heterogenität war der Mittelwert des über 6 h konstant hohen heterogenen Wärmeflusses nicht für jedes verwendete Modellgebiet gleich. Die Abweichungen im Mittelwert von  $\pm 10 \text{ W m}^{-2} \approx 3.1 \%$  hatten bei gleichbleibenden

lokalen Wärmeflussunterschieden zwischen den Heterogenitäten jedoch nur geringe Auswirkungen auf die Grenzschichtentwicklung, so dass dieser Unterschied bzgl. eines Vergleiches des Heterogenitätseffektes vernachlässigt werden konnte. Die Rauheitslängen wurden nach der Tabelle von HAGEMANN (2002) vorgegeben.

Die geostrophische Windgeschwindigkeit hat einen starken Einfluss auf die zu wählende Größe des zusätzlichen Randes in PALM. Je höher die Windgeschwindigkeit, desto bedeutender ist auch die Advektion von Luftmassen in das LITFASS-Gebiet hinein. Hohe Windgeschwindigkeiten erfordern also prinzipiell einen größeren Rand. Wie in Kap. 3.2.4 gezeigt wurde, hat die geostrophische Windgeschwindigkeit jedoch auch einen sehr großen Einfluss auf mesoskalige Zirkulationen. Ist die Windgeschwindigkeit zu hoch ( $> 5 \text{ m s}^{-1}$ ) besteht nur noch ein sehr schwacher Heterogenitätseffekt auf die Strömung und die Nichtberücksichtigung von Heterogenitäten hat kaum Auswirkungen. Um sowohl Advektions- als auch Heterogenitätseffekt ausreichend zu berücksichtigen, wurde daher ein geostrophischer Wind von  $5 \text{ m s}^{-1}$  (aus Westen) vorgegeben. Es hat sich gezeigt, dass für eine angemessene Bewertung der Ergebnisse vier Ensemble-Läufe pro Randtyp ausreichend sind. Die Advektion eines Luftpaketes vom Einströmrand bis zum westlichen Rand von  $G_{\text{LIT}}$  benötigt für die 14 km-Strecke somit etwas mehr als sechsundvierzig Minuten, während es für den Fall der 2 km-Strecke nur etwa sieben Minuten sind. In Bezug auf bisherige Studien bzgl. Heterogenitäten, in denen ähnliche Windgeschwindigkeiten unter zyklischen horizontalen Randbedingungen verwendet wurden, übersteigt der zusätzliche Rand von 14 km zum Teil bereits die Gesamtgröße der Modellgebiete in diesen Arbeiten (z.B. ALBERTSON *et al.*, 2001). Dies zeigt einen klaren Schwachpunkt jener Arbeiten auf.

Betrachtet man das Höhenintegral der normierten Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit zum horizontalen Mittel in Abb. 4.5(a), zeigt sich ein vergleichbarer Abfall zum homogenen Lauf (Abb. 4.4(a)). Jedoch ist klar zu erkennen, dass der Abfall nicht asymptotisch auf Null zuläuft, sondern je nach Randgröße zwischen 8% und 14% enden wird. Dies hängt mit der heterogenitätsinduzierten Vertikalgeschwindigkeit zusammen, die invariant gegenüber der Ensemble-Mittelung ist. Im Gegensatz zum homogenen Lauf ist die „wahre“ heterogenitätsbedingte Standardabweichung, also der Zielwert, *a priori* nicht bekannt. Prinzipiell berücksichtigt ein kleiner Rand die „ausenliegende“ Heterogenität nicht so gut wie ein großer Rand, so dass mit zunehmender Größe des Aussenrandes die Unterschiede zwischen den Simulationen geringer werden.

Dies zeigt sich klar in Abb. 4.4(a), wobei die Standardabweichungen des 14 km-Laufes und des 10 km-Laufes schon fast übereinstimmen. Aufgrund der Analyse des homogenen Laufes ist klar, dass bei der Nutzung von vier Ensemble-Läufen ca. 2.2% der Standardabweichung noch von der Hintergrundturbulenz verursacht wird. Es ist zu beachten, dass diese für jeden Lauf unterschiedlich initiiert worden ist, da der Zufallsgenerator im Falle unterschiedlicher Modellgrößen eine unterschiedliche Anzahl von Zahlen benötigt. Es lässt sich daher anhand dieser Statistik nicht beurteilen, ob der Abstand zwischen den Simulationen mit 6 km, 10 km und 14 km Rand von der Hintergrundturbulenz oder von einem unterschiedlichen Heterogenitätseinfluss hervorgerufen wird.

Eine genauere Aussage lassen dagegen Abb. 4.5(c-f) zu, in denen *xy*-Schnitte der (über vier Läufe) ensemble-gemittelten Vertikalgeschwindigkeit innerhalb von  $G_{\text{LIT}}$  dar-

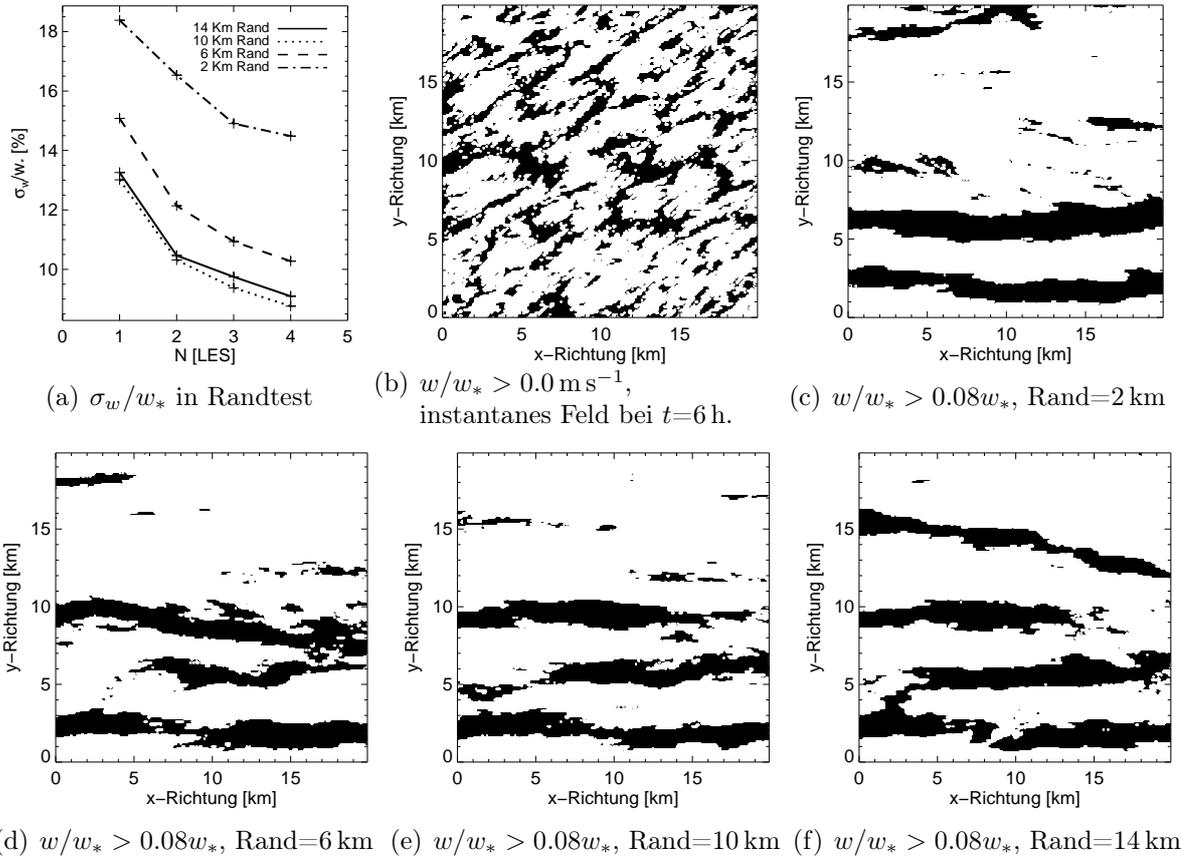


Abbildung 4.5: Einfluss der Größe des zusätzlichen Randes außerhalb von  $G_{\text{LIT}}$ . (a) gibt die höhenintegrierte Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit vom horizontalen Mittel in Abhängigkeit von Ensemble-Läufen und Randgröße an, während (c-e) einen  $xy$ -Schnitt der Vertikalgeschwindigkeit in  $G_{\text{LIT}}$  ( $z = 0.4 z_i$ ) für die verschiedenen Randsimulationen nach 6 h Simulationszeit und einem Ensemble-Mittel über vier Läufe zeigen.

gestellt sind. Zum einen ist klar zu erkennen, dass die wesentlichen durch die Heterogenität hervorgerufenen Strukturen für alle Randgrößen vergleichbar sind. Zum anderen treten beim näheren Vergleich, vor allem von 2 km und 14 km Rand, größere Unterschiede auf: Einige Strukturen der 14 km-Randsimulation sind nicht in der 2 km-Randsimulation enthalten, dafür existieren hier jedoch Strukturen, die nicht für den größeren Rand zu erkennen sind (z.B. bei  $y = 17\text{-}20 \text{ km}$ ). Die 6 km-Randsimulation kommt dem Ergebnis des größten Randes bereits deutlich näher; eine gute Übereinstimmung ist jedoch erst bei einem 10 km Rand zu sehen. Auch hier sind noch Unterschiede enthalten, z.B. ist der Aufwindbereich zwischen  $y = 12\text{-}15 \text{ km}$  noch nicht identisch. Eine Verbesserung der Details ist aber mit der Erweiterung des Ensembles auf acht Läufe zu erwarten. Abb. 4.5(b) zeigt an dieser Stelle, dass die heterogenitätsinduzierte Vertikalgeschwindigkeit ohne Zeit-Ensemble-Mittelung nicht zu erkennen ist.

Zusammenfassend kann ein Rand von 10 km als ausreichend angesehen werden, um im LITFASS-Gebiet den Effekt der lokalen sowie den in stromaufwärts gelegenen Heterogenitäten richtig wiederzugeben. Darüber hinaus ist für geringe Windgeschwindigkeiten ( $0-3 \text{ m s}^{-1}$ ) davon auszugehen, dass in diesen Fällen auch ein Rand von 6 km ausreichend wäre.

In den LITFASS-Simulationen mit östlichen bzw. süd-östlichen Anströmrichtungen wurde basierend auf den erläuterten Ergebnissen jeweils ein Rand von 10 km nach Norden, Osten und Süden verwendet, sowie ein Rand von 2 km nach Westen. Damit war ein ausreichender Rand im Anströmbereich vorhanden. Zugleich wurde die markante Heterogenität des Scharmützelsees im nördlichen Teil des Untersuchungsgebietes voll erfasst, so dass eine hiermit verbundene Entwicklung von Zirkulationen berücksichtigt wurde. Der schmale zusätzliche Ausströmbereich in westlicher Richtung von 2 km erlaubt die lokale Entwicklung von Zirkulationen am westlichen Rand von  $G_{\text{LIT}}$ . Somit wurde die Modellgebietsgröße optimiert, ohne die turbulente Strömung innerhalb des LITFASS-Gebietes zu beeinflussen. Für die Simulation des 13.6.2003 wurde ein Rand von 10 km in allen Richtungen verwendet, um der erhöhten Windgeschwindigkeit von  $6 \text{ m s}^{-1}$  Rechnung zu tragen.

# 5 Simulationen zum LITFASS-2003 Experiment

Mit Hilfe der vorhergehenden numerischen Untersuchungen und der Bearbeitung der Messdaten aus dem Hauptexperiment ist es möglich, eine realistische konvektive Grenzschicht über dem LITFASS-Gebiet mit PALM zu simulieren: Die Heterogenität wurde implementiert, der nötige Randbereich aufgrund des Einflusses der zyklischen Modellränder wurde bestimmt und der Modellantrieb sowie die Modellinitialisierung sind durch die Vorgabe von Messungen realisierbar.

Ein letzter Punkt ist die Wahl der zu simulierenden Tage aus dem LITFASS-2003 Experiment. Bereits für idealisierte Heterogenitäten (Kap. 3.2.4) hat sich gezeigt, dass die synoptischen Gegebenheiten einen starken Einfluss auf die Heterogenitätseffekte in der Grenzschicht haben. Daher wurden zusammen mit den Experimentteilnehmern einige Tage ausgesucht, an denen optimale Verhältnisse für eine Entwicklung von thermisch induzierten mesoskaligen Zirkulationen vorlagen. In erster Linie wurde dabei auf eine möglichst ungestörte Sonneneinstrahlung und auf einen geringen advektiven Effekt geachtet. Bei stärkerer Bewölkung ist eine differenzielle Erwärmung der Erdoberfläche auf Basis der Landnutzung durch die Sonnenstrahlung minimiert. Advektion „verwischt“ zum einen das Heterogenitätssignal, da in diesem Fall nicht nur der Boden eine Quelle von beispielsweise warmer und feuchter Luft ist, sondern auch weit entfernte Gebiete (z.B. Mittelmeer oder Nordeuropa) starken Einfluss auf Temperatur und Feuchte haben und man diese zwei Einflüsse nicht voneinander trennen kann. Zum anderen dominiert eine Luftmassenadvektion (z.B. von warmer Luft wie am 23.5.2003, 10.6.2003) die Luftigenschaften in der Grenzschicht. Insgesamt wurden fünf Tage ausgewählt, die sowohl eine klassische Grenzschicht mit klar definierter Obergrenze aufwiesen, als auch von den Wind- und Bewölkungsverhältnissen gut für die angestrebten Untersuchungen geeignet waren. Diese Tage sind der 30.5., 2.6., 7.6., 13.6. und der 17.6., die nachfolgend auch als „golden days“ bezeichnet werden.

Einige synoptische Beobachtungen der „golden days“ (tagsüber) sind in Tab. 5.1 zusammengefasst (aus BEYRICH *et al.*, 2004a). Alle Tage waren niederschlagsfrei.

Der vorgegebene geostrophische Wind sowie die charakteristischen Merkmale der simulierten Grenzschichten sind in Tab. 5.2 enthalten. Mit Ausnahme des 7.6. wurden die Initialisierung und der Antrieb der Simulationen gemäß der in Kap. 4.2.2 aufgeführten Vorgehensweise realisiert. Am Abend des 5.6. gab es Schauer und Gewitter im LITFASS-Gebiet, die zu einer sehr unregelmäßigen Niederschlagsverteilung führten. Damit waren auch die bodennahen fühlbaren und latenten Flüsse in den Folgetagen nicht mehr direkt an die Landnutzung gebunden, sondern deutlich von der Höhe des lokalen Niederschlags bestimmt. Aus diesem Grund wurde für die LES des 7.6. eine Kooperation mit der Uni-

Tag	Wetterlage		Temp. [°C]		Bewölkung	Wind [m s <sup>-1</sup> ]
	Höhe	Boden	T <sub>min</sub>	T <sub>max</sub>		
30.5.	Antizyklonale Höhenströmung im Bereich eines Keils mit Achse entlang der Linie Benelux-Skandinavien	Hoch Weißrussland, Keil bis Mittelengland, über Mitteleuropa südlich des Keils geringe Luftdruckgegensätze	13	28	wolkenlos	OSO 2-3
2.6.	Einfluss eines sehr kräftigen Keiles von Zentraleuropa bis ins Nordmeer	SW-Flanke eines Hochs über der mittleren Ostsee	14	29	0-2 Ci, ab 10 UTC 1-2 Cu	OSO 3-4
7.6.	Keil Zentraleuropa-Südskandinavien	Zwischenhocheinfluss	13	28	2-5 Ci, 11-17 UTC +1 Cu	S 2-3
13.6.	Im Bereich einer zonal verlaufenden Frontalzone	Von NW zunehmender Hochdruckeinfluss und Zufuhr frischer Meeresluft	15	24	um 5 UTC bedeckt, 7-9 UTC schnell zu 1-2 Cu/Sc	NW 3-4 →W 5-6
17.6.	Annäherung und Passage eines von Mitteleuropa in den Nordatlantik reichenden flachen Keils	Westflanke einer von Schweden nach Osteuropa reichenden H-Zone	13	25	früh 0-2 Sc/Cu/Ci, ab 8 UTC 1-2 Cu, ab 10 UTC Ci verdichtend	ONO 2-3

Tabelle 5.1: Synoptische Bedingungen an den „golden days“.

Tag	Sim. Zeit	$ff$ [m s <sup>-1</sup> ]	$dd$ [°]	$z_{i,max}$ [m]	$w_{*,max}$ [m s <sup>-1</sup> ]
30.5.	5-17 UTC	2.0	90	2000	2.4
2.6.	5-17 UTC	4.0	113	2800	2.9
7.6.*	5:30-17 UTC	3.2	195	1800	2.0
13.6.	4:30-17 UTC	6.0	320	2100	2.2
17.6.	4:30-17 UTC	3.2	110	2200	2.6

Tabelle 5.2: Vorgegebener geostrophischer Wind und maximale Grenzschichthöhe sowie konvektive Skalierungsgeschwindigkeit. \*Die LES zum 7.6. basiert auf Simulationen des LM-Bodenmoduls TERRA.

versität Bonn durchgeführt und die flächenhaften Daten des LM-Bodenmoduls „TERRA“ für die Initialisierung und den Antrieb von PALM verwendet. Diese Simulation wird im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht explizit besprochen, da es sich um ein von den restlichen Tagen abweichendes Simulationssetup handelt.

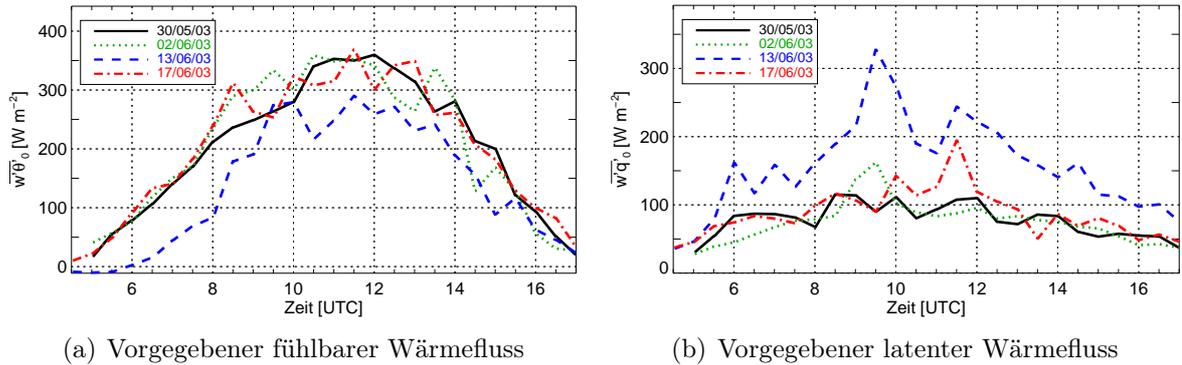


Abbildung 5.1: Horizontales Mittel der in den LITFASS-Simulationen vorgegebenen und aus den Messungen der Energiebilanzstationen abgeleiteten turbulenten Wärmeflüsse am Erdboden.

Der Tagesgang der horizontal gemittelten turbulenten fühlbaren und latenten Wärmeflüsse aus den restlichen LITFASS-Simulationen ist in Abb. 5.1 dargestellt. Man erkennt, dass der vorgegebene bodennahe turbulente fühlbare Wärmefluss tagsüber deutlich größer ist (Faktor 3) als der vorgegebene latente Wärmefluss, d.h. der Feuchteintrag in die Grenzschicht durch Verdunstung am Erdboden ist als klein gegenüber dem Wärmeeintrag in die Grenzschicht anzusehen. Eine Ausnahme bildet hier der 13.6., an dem (noch bedingt durch die starken Niederschläge am 5.6. und den leichten Niederschlägen am 9.6.) das Bowen-Verhältnis in etwa bei Eins liegt. Weiterhin ist an diesem Tag ein später Anstieg des fühlbaren Wärmeflusses zu beobachten, was auf den hohen morgentlichen Bewölkungsgrad zurückzuführen ist.

Die heterogene Entwicklung der gemessenen turbulenten Wärmeflüsse am Boden (deren gewichteter Mittelwert in Abb. 5.1 zu sehen ist) ist beispielhaft für den 30.5. in Abb. 5.2 dargestellt. Für den fühlbaren Wärmefluss ist klar zu erkennen, dass der Wald hier die domierende Landnutzungsform für den Energieinput in die Grenzschicht darstellt (bis zu  $500 \text{ W m}^{-2}$ ). Die Wasserflächen weisen dagegen einen verschwindend geringen fühlbaren Wärmefluss aus. Die verschiedenen Ackerflächen weichen untereinander um etwa  $150 \text{ W m}^{-2}$  ab, von  $150 \text{ W m}^{-2}$  (Gras-, Mais- und Rapsflächen) bis  $300 \text{ W m}^{-2}$  (Gerste- und Triticaleflächen). Die größte Amplitude im fühlbaren Wärmefluss liegt also zwischen Wasser und Wald, während zwischen Ackerland und Wald bzw. verschiedenen Ackerlandtypen eine gemäßigte Amplitude auftritt. Diese kann aber z.B. für Gras/Mais/Raps zu Wald im Hinblick auf die idealisierte Studie in Kap. 3 immer noch als hoch eingestuft werden (12 UTC:  $\bar{A}/Q_0 \approx 200.0 \text{ W m}^{-2} / 350.0 \text{ W m}^{-2} = 0.57$ ).

Beim latenten Wärmefluss ist die Heterogenität deutlich schwächer ausgeprägt. Alle Landnutzungen liegen in der Mittagszeit zwischen  $75 \text{ W m}^{-2}$  und  $175 \text{ W m}^{-2}$  und unterliegen häufig kurzfristigen Schwankungen, die für den Wald bis zu 50 % betragen können. Der Grund für diese größeren Schwankungen der Waldmesswerte wurde bislang noch nicht herausgefunden. Vermutlich verursachen im trockenen Waldgebiet einzelne von Acker- und Wasserflächen advehierte Feuchtefelder einen starken Anstieg des turbu-

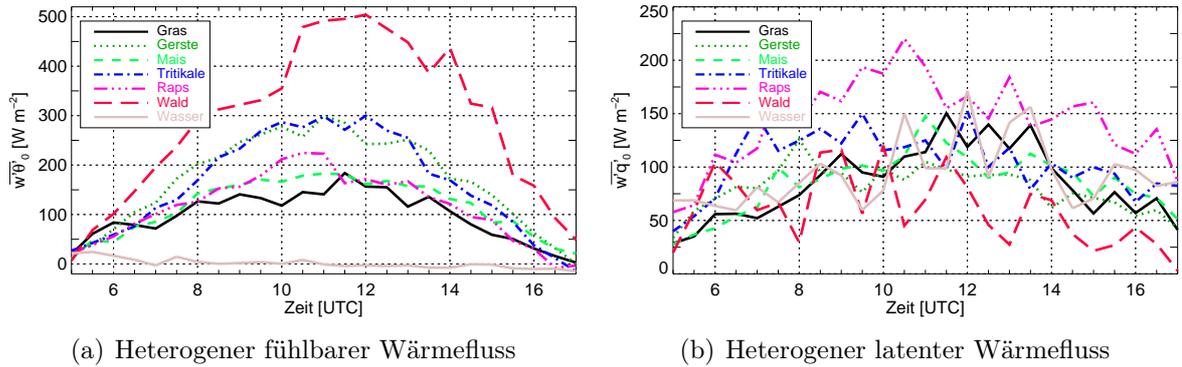


Abbildung 5.2: An den Energiebilanzstationen gemessenen Wärmeflüsse für die sieben Landnutzungsklassen am 30.5.

lenten Feuchtetransportes am Messgerät. Allgemein verdunstet der Wald am wenigsten, während vor allem Wasser, Gras, Triticale und Raps teilweise doppelt so hohe latente Wärmeflüsse aufweisen wie der Wald. Insgesamt aber ist die Landoberflächenheterogenität deutlich stärker an den fühlbaren als an den latenten Wärmefluss gekoppelt. Dies gilt für alle „golden days“, ausgenommen den 7.6.

Anhand Tab. 5.1 und Abb. 5.1 wird bereits *a priori* deutlich, dass in den „golden days“ unterschiedliche TMC-Entwicklungen abzusehen sind. Am 30.5. sind aufgrund optimaler Einstrahlung, niedriger Grenzschichthöhe und geringer Windgeschwindigkeit für das LITFASS-Gebiet maximale Heterogenitätssignale zu erwarten, während bedingt durch die relativ hohe Windgeschwindigkeit und den niedrigeren fühlbaren Wärmefluss am 13.6. deutlich schwächere Heterogenitätseinflüsse auftreten. Bevor eine Untersuchung der expliziten heterogenitätsinduzierten Signale an den jeweiligen Tagen gemäß der in Kap. 4.3 vorgestellten Methode erfolgt, wird zunächst die Grenzschichtentwicklung an den „golden days“ und deren charakteristische Merkmale vorgestellt, um die Tage untereinander vergleichen zu können. Hierzu werden Daten aus jeweils nur einem Ensemble-Lauf verwendet.

## 5.1 Mittlere Grenzschichteigenschaften

### 5.1.1 Profile

Unterschiede in den mittleren Profilen zwischen den LITFASS-Simulationen und den homogenen Kontrollläufen sind hinsichtlich der ersten Momente wie Temperatur und Feuchte sowie für die turbulenten fühlbaren Wärmeflüsse kaum auszumachen. Sie sind damit nochmals deutlich geringer als für die Läufe der idealisierten Studie und werden daher in dieser Arbeit nicht weiter besprochen. Abb. 5.3 zeigt die turbulenten Flussprofile der LITFASS-Simulationen und der homogenen Kontrollläufe für den Nachmittag. Es treten jeweils fast keine Unterschiede zwischen diesen Simulationen auf. Nur am 30.5. ist beim turbulenten fühlbaren Wärmefluss für den Nachmittag ein gegenüber dem

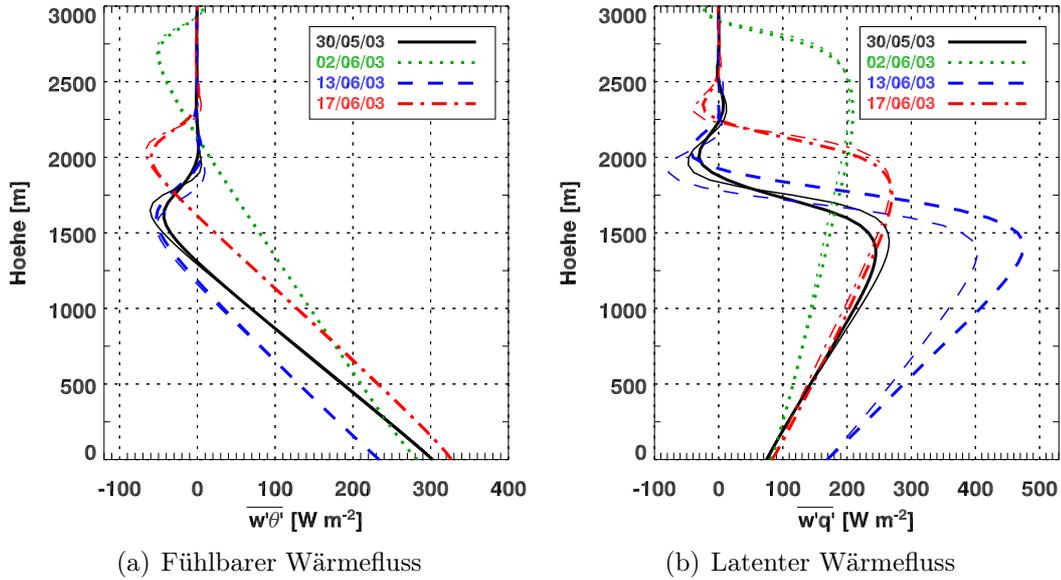


Abbildung 5.3: Vertikalprofile der turbulenten Wärmeflüsse der LITFASS-Simulationen um 13 UTC (über 900 s gemittelt, dicke Linien) im Vergleich zu den homogenen Kontrollläufen (dünne Linien).

HCR leicht erhöhtes Entrainment um  $20 \text{ W m}^{-2}$  zu erkennen. Das dieser Zuwachs aber nur geringen Einfluss auf die Grenzschichtentwicklung hat, wird in Kap. 5.2 aufgezeigt. Ansonsten kommt es lediglich im turbulenten latenten Wärmefluss teilweise zu einer größeren heterogenitätsbedingten Änderung zum homogenen Kontrolllauf. Hierbei ist einerseits nochmals der 30.5. zu nennen, bei dem unter realen Bedingungen der maximale turbulente latente Wärmefluss etwa  $30 \text{ W m}^{-2}$  ( $\approx 11\%$ ) unter dem des HCRs liegt. Andererseits ist einzig am 13.6. ein stärkerer Unterschied zwischen homogenem und inhomogenem Lauf zu beobachten, da hier der maximale Fluss der LITFASS-Simulation um ca.  $70 \text{ W m}^{-2}$  ( $\approx 17.5\%$ ) höher liegt als im HCR. Es lässt sich demnach keine allgemeine Aussage treffen, ob eine heterogene Landschaft zu einer Über- oder Unterschätzung des latenten Wärmeflusses führt. Dies hängt von verschiedenen Bedingungen ab, wie z.B. von der Feuchteschichtung und der Stärke der mesoskaligen Zirkulationen, die für die LITFASS-Simulationen im weiteren Verlauf der Arbeit aufgezeigt werden. Besonders ein hoher turbulenter latenter Fluss, der durch das Entrainment sehr trockener Luft der freien Atmosphäre in eine feuchte Grenzschicht hervorgerufen wird, scheint größere Abweichungen von homogenem und inhomogenem Lauf hervorzurufen. Da diese Flüsse in LITFASS-2003 jedoch bis auf den 13.6. sehr gering ausgefallen sind, ist hier ein Anknüpfungspunkt für weiterführende Arbeiten zu sehen, die diesen Punkt näher beleuchten könnten.

Damit die Aussagen bzgl. des Heterogenitätseinflusses im LITFASS-Gebiet als realistisch eingestuft werden können, ist zunächst ein Vergleich der mittleren Temperatur- und Feuchteschichtungen zu vertikalen Messungen nötig. Abb. 5.4 zeigt die Grenzschicht-

entwicklung in potentieller Temperatur und spezifischer Feuchte der simulierten Grenzschichten und der entsprechenden Radiosondenmessung. Die Radiosondenmessungen wurden um 5 UTC, 11 UTC und 17 UTC durchgeführt, an einigen Tagen zusätzlich um 8 UTC und 14 UTC. Am 30.5. um 10:30 UTC flog der Helipod ein Vertikalprofil, welches ebenfalls eingetragen ist.

Generell zeigen die LES- und die gemessenen Profile eine gute Übereinstimmung, die für den 2.6. und 17.6. sogar als sehr gut bezeichnet werden kann.

Am 30.5. herrscht morgens zunächst eine starke Bodeninversion vor, die um 8 UTC durch turbulente Austauschprozesse bereits abgebaut wurde. Im weiteren Tagesverlauf steigt die Temperatur in der gut durchmischten Grenzschicht um etwa 7 K an. Nach 14 UTC findet jedoch kaum weiteres Grenzschichtwachstum oder Erwärmung statt, da die Sonneneinstrahlung deutlich zurückgeht. Die LES-Daten stimmen für diesen Tag relativ gut mit den Radiosondendaten überein. Größere Abweichung in Temperatur und Feuchte, wie z.B. um 11 UTC können hier mit der Lokalität der Radiosondenmessung erklärt werden, da die Daten der zeitnahen aber an anderer Stelle durchgeführte Helipod-Messung sehr gut mit der Ausgabe der LES-Daten übereinstimmen. In der Feuchte führt das Entrainment aus einer trockenen Schicht zwischen 1000-1900 m zu einer Austrocknung der anwachsenden Grenzschicht um ca.  $1.3 \text{ g kg}^{-1}$ , da die schwache Verdunstung am Erdboden dieses Feuchtedefizit nicht ausgleicht. Im Vergleich zu den anderen Tagen zeichnet sich der 30.5. zwar durch die trockenste Grenzschicht aus ( $\bar{q}_v = 4 \text{ g kg}^{-1}$ ), aber auch durch die feuchteste freie Atmosphäre ( $\bar{q}_v = 2.5 \text{ g kg}^{-1}$ ). Bedingt durch das Grenzschichtwachstum ist die trockene Schicht ab dem frühen Nachmittag fast vollständig verschwunden und der Feuchteunterschied zwischen Grenzschicht und freier Atmosphäre ist gering ( $\Delta\bar{q}_v \approx 1.5 \text{ g kg}^{-1}$ ).

Am 2.6. herrscht ebenfalls eine relativ starke Bodeninversion vor, die vergleichbar zum 30.5. ist. Die Erwärmung der darüberliegenden Grenzschicht im Tagesverlauf beträgt allerdings nur etwa 3 K. Dies ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass eine zweite Temperaturinversion in der Höhe zu Beginn der Simulation um ca. 1500 m höher liegt als am 30.5., so dass nach der Eliminierung der Bodeninversion um ca. 9 UTC ein weitaus größeres Luftvolumen erwärmt werden muss als am 30.5. Die spezifische Feuchte in den unteren 400 m der Grenzschicht nimmt im Tagesverlauf um  $2 \text{ g kg}^{-1}$  ab, während in den darüberliegenden Höhen kaum eine Feuchteänderung stattfindet. Der Feuchteunterschied zwischen Grenzschicht und freier Atmosphäre ist mit  $\Delta\bar{q}_v = 4\text{-}5 \text{ g kg}^{-1}$  jedoch deutlich größer als am 30.5.

Am 13.6. liegt um 5 UTC oberhalb von 900 m zunächst noch eine geschlossene Wolkendecke vor (siehe Feuchteprofil). Im Zuge der Advektion von kühler und trockener Luft (siehe Tab. 5.1) löst sich diese jedoch noch am Morgen rasch auf. Um eine charakteristische Schichtung für diesen Tag vorzugeben, orientieren sich die LES-Initialprofile eher an den nachfolgenden Radiosondenmessungen um 8 UTC und 11 UTC, denn eine Berücksichtigung von variablen synoptischen Einflüssen ist derzeit mit PALM nicht möglich. Daher zeigen sich erst ab 8 UTC gute Übereinstimmungen zu den Messungen in Temperatur und Feuchte für die Mischungsschicht, wenngleich oberhalb der 1000 m-Inversion aufgrund der alten Luftmasse größere Unterschiede festzustellen sind. Die morgendliche Bodeninversion im Modell ist am 13.6. nur schwach ausgeprägt und die darüberliegende

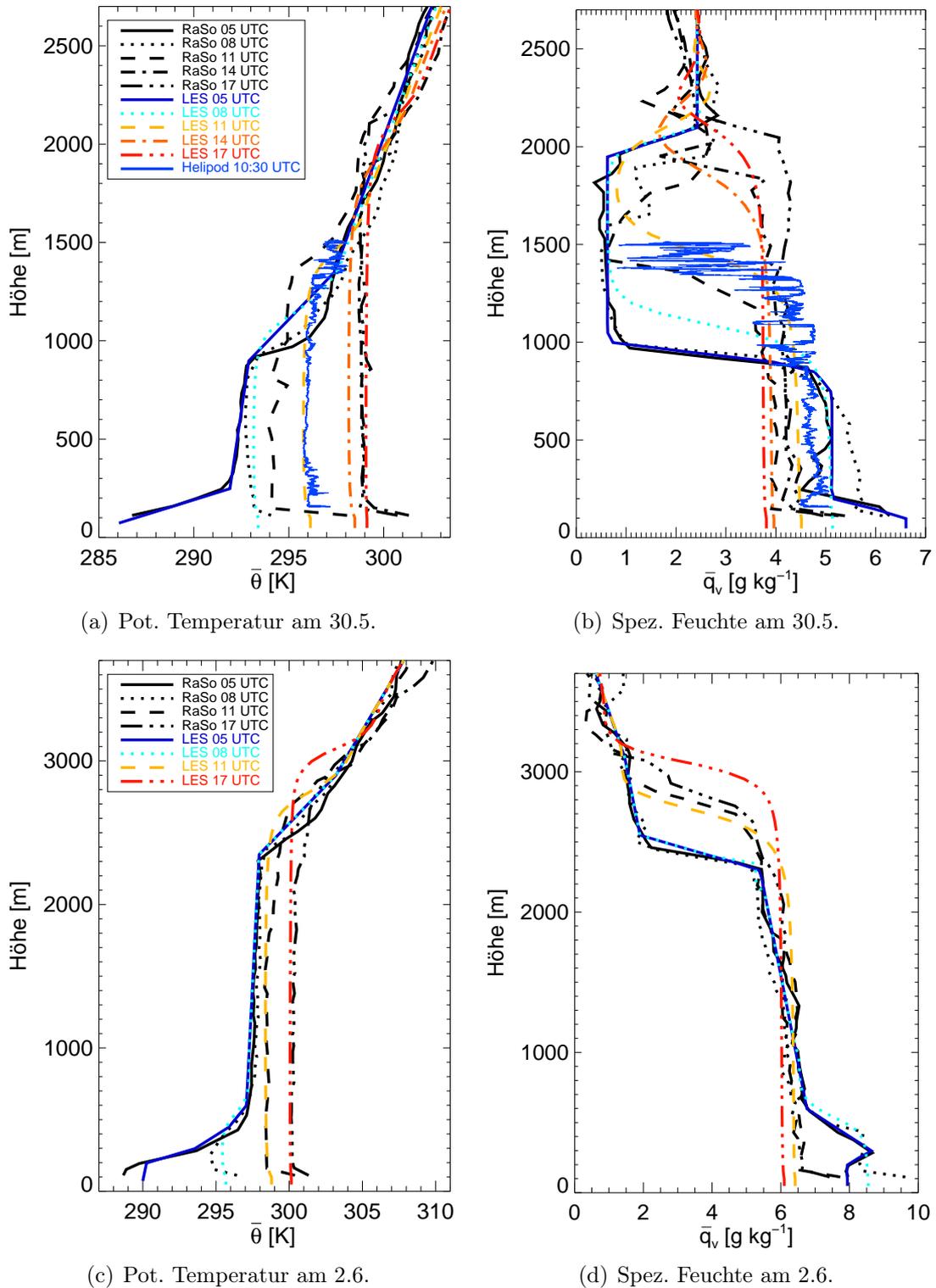
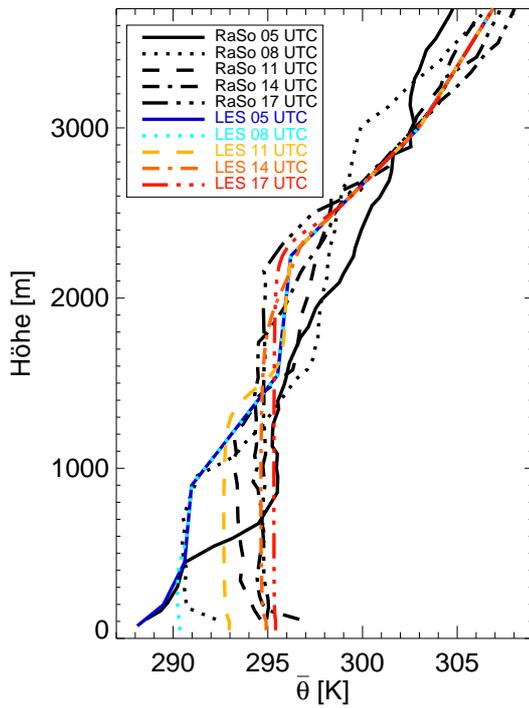
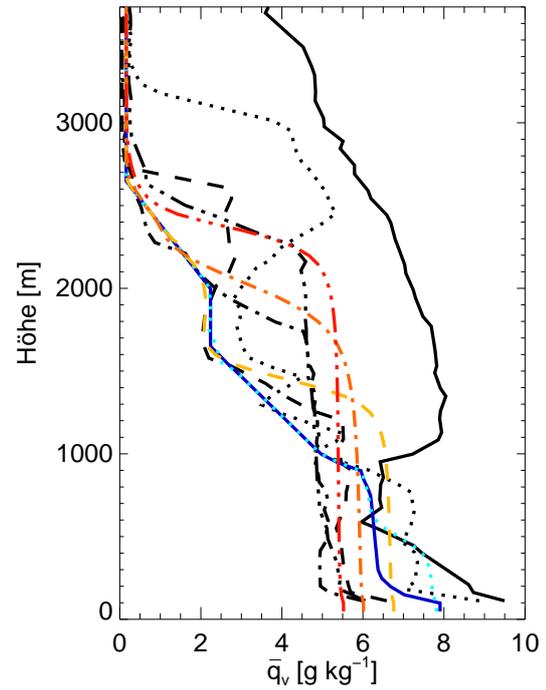


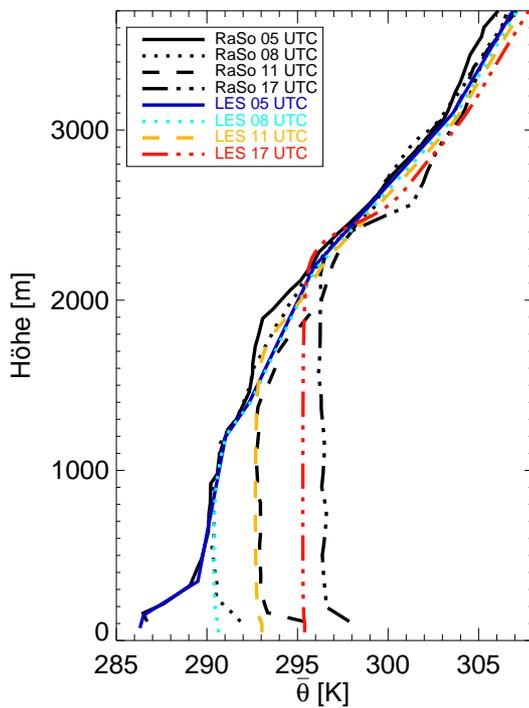
Abbildung 5.4: Vertikalprofile von potentieller Temperatur und spezifischer Feuchte aus LES (über 900 s und horizontal gemittelt) im Vergleich zur Radiosonde.



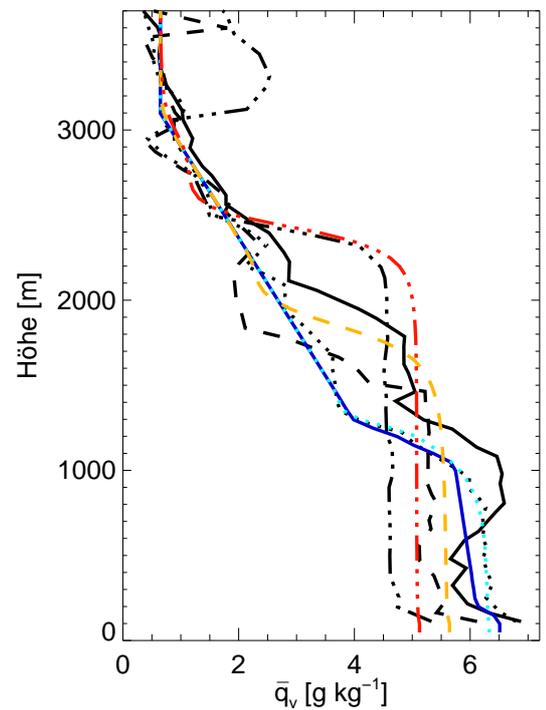
(e) Pot. Temperatur am 13.6.



(f) Spez. Feuchte am 13.6.



(g) Pot. Temperatur am 17.6.



(h) Spez. Feuchte am 17.6.

Abbildung 5.4: Vertikalprofile von potentieller Temperatur und spezifischer Feuchte aus LES (über 900 s und horizontal gemittelt) im Vergleich zur Radiosonde (Fortsetzung).

Grenzschicht ist zu diesem Zeitpunkt mit  $17^\circ\text{C}$  relativ kühl. Insgesamt existieren an diesem Tag drei Temperaturinversionen, die die Grenzschichtentwicklung beeinflussen. Die Mischungsschicht erwärmt sich um etwa  $5\text{ K}$  und trocknet um ca.  $2.5\text{ g kg}^{-1}$  aus. Dabei ist ein Feuchtesprung von Grenzschicht zu freier Atmosphäre von  $\Delta\bar{q}_v \approx 5\text{ g kg}^{-1}$  zu beobachten.

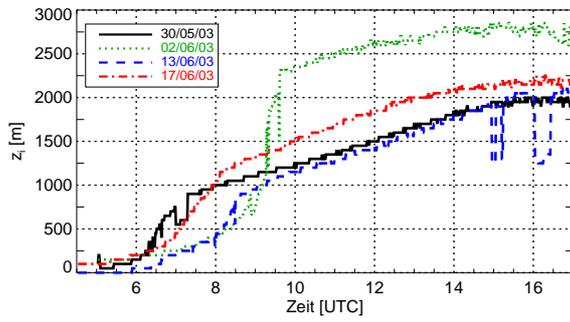
Am 17.6. wird die Grenzschichtentwicklung durch die LES sehr gut wiedergegeben. Die Schichtung der Temperatur ist am Morgen durch eine stärkere Bodeninversion und zwei schwache Inversionen oberhalb von  $1200\text{ m}$  gekennzeichnet. Im morgendlichen Feuchteprofil existiert dagegen auch ein starker Gradient zwischen  $1050\text{ m}$  und  $1300\text{ m}$ . Die Temperaturerwärmung der Mischungsschicht beträgt im Tagesverlauf ca.  $5\text{ K}$ , während die Feuchte um  $1.5\text{ g kg}^{-1}$  abnimmt. Damit bleibt sie im Vergleich zur Radiosondenmessung um  $0.5\text{ g kg}^{-1}$  zu feucht. Die Feuchtedifferenz zur freien Atmosphäre liegt bei  $\Delta\bar{q}_v = 3.5\text{--}4\text{ g kg}^{-1}$ .

### 5.1.2 Zeitreihen

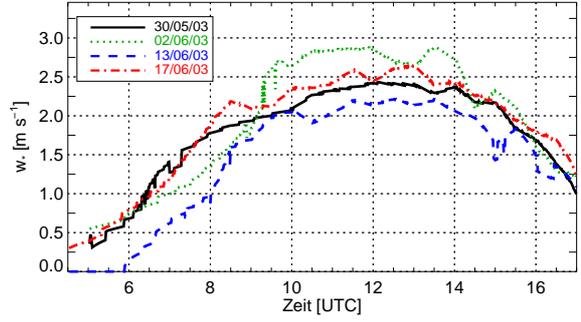
Durch die unterschiedliche Entwicklung der Grenzschichten im Tagesverlauf kommt es auch zu einigen Differenzen in den Grenzschichteigenschaften. Abb. 5.5(a) fasst die Entwicklung der Grenzschichthöhe unter Verwendung von Gl. (3.6) grafisch zusammen. Es wird deutlich, dass der 30.5. und der 13.6. ab den Mittagsstunden eine ähnliche Grenzschichthöhe aufweisen. Die Obergrenze der Grenzschicht liegt an diesen beiden Tagen gegenüber dem 17.6. um  $100\text{--}300\text{ m}$  tiefer (zwischen  $9\text{ UTC}$  und  $16\text{ UTC}$ ) und gegenüber dem 2.6. (ab  $10\text{ UTC}$ ) um  $700\text{--}1100\text{ m}$  tiefer. Deutlich wird hierbei auch, dass die Grenzschicht am 2.6. nach der Auflösung der Bodeninversion innerhalb von einer halben Stunde um fast  $1600\text{ m}$  anwächst, während dieser Vorgang an den anderen Tagen aufgrund der oberhalb der Bodeninversion etwas stabiler geschichteten CBL wesentlich kontinuierlicher abläuft. Am 13.6. wirkt sich der zunächst noch bedeckte Himmel verlangsamer auf die CBL-Entwicklung aus (siehe auch Tab. 5.1).

Die unterschiedlichen Grenzschichthöhen wirken sich auf die konvektive Skalierungsgeschwindigkeit aus (Abb. 5.5(b)). Am 2.6. steht die größte vertikale Beschleunigungsstrecke zur Verfügung, so dass hier die konvektiven Vertikalbewegungen am stärksten sind. Bei vergleichsweise niedrigen Grenzschichten wie am 30.5. erfahren die aufsteigenden Warmluftblasen durch die Temperaturinversion früher ein abbremsendes Moment als bei höheren Grenzschichten. Dadurch fällt an diesen Tagen auch die charakteristische Vertikalgeschwindigkeit geringer aus. Die charakteristische Temperaturabweichung in der Grenzschicht (Abb. 5.5(c)) beträgt tagsüber an allen Tagen etwa  $0.1\text{ K}$  und weist einen deutlichen Tagesgang auf, während die charakteristische Feuchteabweichung (Abb. 5.5(d)) mit  $0.02\text{ g kg}^{-1}$  relativ gering ist und kaum einen Tagesgang aufweist. Dieses Verhalten hängt direkt mit den entsprechenden Wärmeflüssen zusammen, weswegen z.B.  $q_*$  am 13.6. am größten ist.

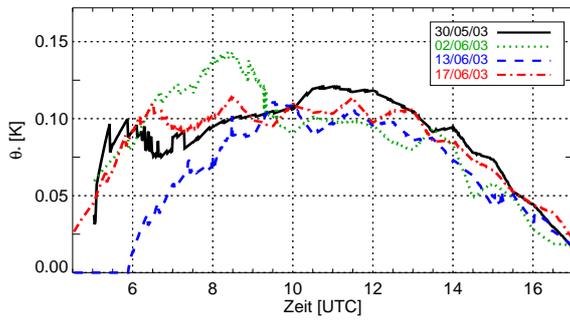
Die konvektive Zeitskala (Abb. 5.5(e)) liegt in den LITFASS-Simulationen zwischen  $300\text{ s}$  am Morgen und  $700\text{--}1000\text{ s}$  tagsüber. Für die Extraktion der heterogenitätsinduzierten Effekte wird also zunächst in jedem Ensemble-Lauf ein zeitliches Mittel über  $1\text{ h} = 3.6\text{--}5.1 t_*$  verwendet. Während der letzten Stunde der Simulationen steigt diese Zeitska-



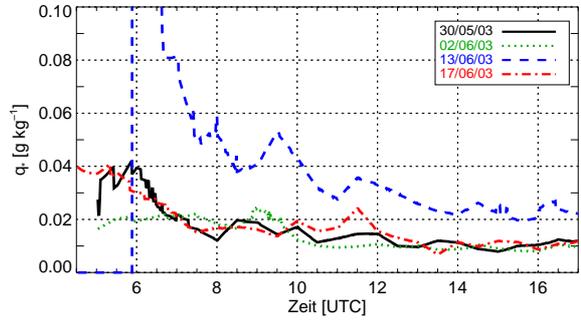
(a) Grenzschichthöhe



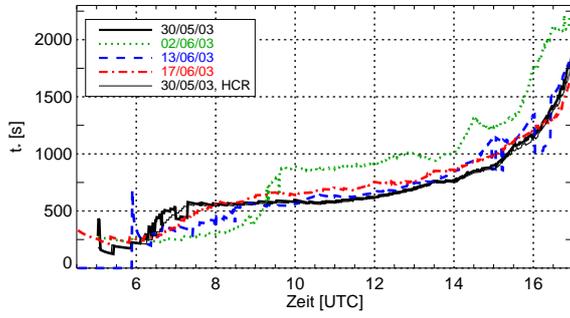
(b) Charakt. Skalierungsgeschwindigkeit



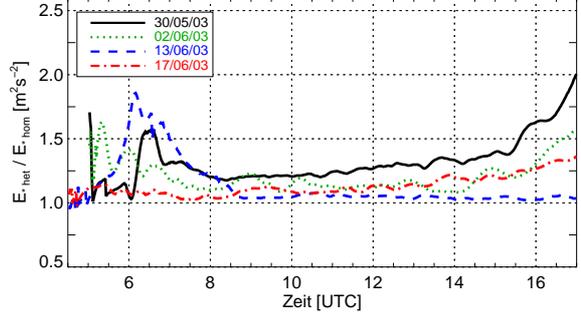
(c) Charakt. Temperaturabweichung



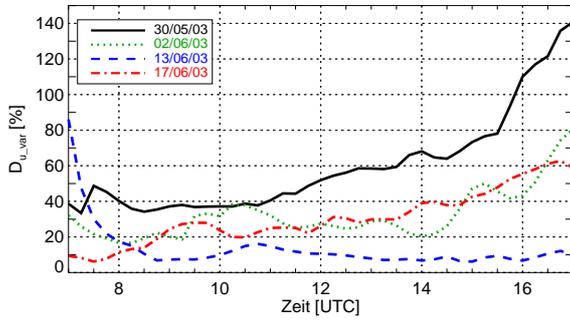
(d) Charakt. Feuchteabweichung



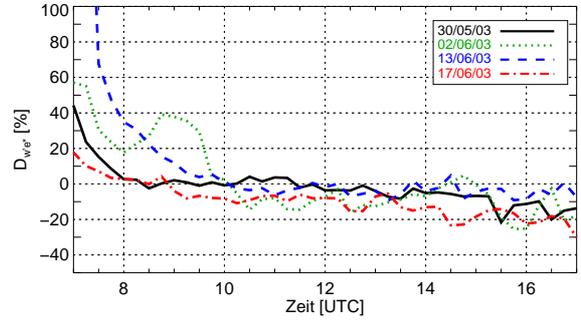
(e) Konvektive Zeitskala



(f) TKE (Heterogen/HCR)



(g)  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{var}}$



(h)  $\mathcal{D}_{\overline{w'e^*}}$

Abbildung 5.5: Zeitreihen von horizontal gemittelten Größen der LITFASS-Simulationen.

la deutlich an (bis auf 2000 s), da bei gleichbleibender Grenzschichthöhe die konvektive Skalierungsgeschwindigkeit stark abnimmt. Dann geht in die Ensemble-Mittelung ein zeitliches Mittel über  $1.8t_*$  ein.

Bereits anhand des TKE-Verhältnisses von inhomogenem und homogenem Lauf (Abb. 5.5(f)) wird deutlich, dass es während der „golden days“ in LITFASS-2003 zur Entwicklung von mesoskaligen Zirkulationen gekommen sein muss. Nach LETZEL und RAASCH (2003) ist nämlich ein solches erhöhtes Verhältnis ein Indikator für die Existenz von TMCs (siehe auch Kap. 3.2.3). Eine genauere Quantifizierung bietet die Berechnung von  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  und  $\mathcal{D}_{\overline{w'e^*}}$  (Gl. (3.14), Abb. 5.5(g,h)). Die aus dem Vergleich von LITFASS-Simulation zum entsprechenden HCR erhaltenen Werte zeigen eine Entstehung von TMCs entsprechend der in Kap. 3.2.4 entwickelten Klassifizierung für jeden der „golden days“.

Zunächst ist zu Abb. 5.5(g,h) zu sagen, dass eine Berechnung von realistischen Werten für  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  und  $\mathcal{D}_{\overline{w'e^*}}$  nur möglich ist, wenn sich eine konvektive Grenzschicht voll entwickelt hat: Zu Beginn der LITFASS-Simulationen (bis etwa 7 UTC) sind die Varianzen der Horizontalgeschwindigkeit noch sehr klein, so dass bereits geringe zusätzliche Signale in einer CBL über inhomogenen Gelände, z.B. durch eine schwache morgendliche TMC-Entwicklung, zu sehr großen Werten in  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  und  $\mathcal{D}_{\overline{w'e^*}}$  führen können (siehe hierzu auch Abb. 5.5(f)). Diese Werte sind allerdings nicht aussagekräftig, da sie ein Artefakt der Berechnungsvorschrift sind (es wird eine kleine Zahl durch eine sehr kleine Zahl dividiert). Daher ist eine sinnvolle Analyse der Simulationen bzgl. des TMC-Effektes auf mittlere Größen erst ab 8 UTC möglich, wie in den entsprechenden Abbildungen zu erkennen ist. Dies entspricht auch in etwa den Aussagen von DALU und PIELKE (1993), die bei einem sinusförmigen Tagesgang im Modellforcing für eine Herstellung des Gleichgewichts zwischen TMC-Entwicklung und -Dissipation eine Zeit von einem Drittel der Tageslänge bzw. der positiven Energiebilanz an der Erdoberfläche angeben. Umgerechnet auf die LITFASS-Simulationen bedeutet dies bei einer Tageslänge von ca. 12 h, dass ein solches Gleichgewicht 4 h nach Simulationsstart, also gegen 9 UTC in jedem Falle hergestellt ist.

Weiterhin bestätigt sich der durch die idealisierten Simulationen nachgewiesene nachteilige Einfluss von hohen Windgeschwindigkeiten auf den Heterogenitätseffekt. Legt man den Windeinfluss aus Abb. 3.14(a) zugrunde, so ist für den 30.5. mit einer windbedingten Abnahme in  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  von etwa 50 % zu rechnen. D.h. ohne Wind würde  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  am 30.5. bis zum frühen Nachmittag bei etwa 80-90 % liegen. Ein Wert, der für Wellenlängen von 10 km und großen Amplituden auch in den idealisierten Studien aufgetreten ist. Da in den idealisierten Studien kein Tagesgang des fühlbaren Wärmeflusses vorgegeben wurde, kommt es ab 13 UTC zu größeren Abweichungen im Vergleich zu den LITFASS-Simulationen. Eine exakte Zuordnung der LITFASS-Ergebnisse zu denen der idealisierten Studie ist aber auch bedingt durch die unregelmäßige Struktur der LITFASS-Heterogenität und die Komplexität in Wärmestromamplitude und Größe der homogenen Teilflächen nicht möglich.

In den LITFASS-Simulationen besteht der deutlichste Windeffekt am 13.6. Hier ist ab 8 UTC nur ein geringer Wert für  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  zwischen 8-20 % zu erkennen, während an den anderen Tagen Werte von 20-140 % auftreten, die eine Entwicklung von stärkeren

thermisch induzierten mesoskaligen Zirkulationen aufzeigen. Der Tag mit der geringsten Windgeschwindigkeit, der 30.5., weist ein doppelt so starkes Signal auf wie der 2.6. und 17.6., an denen die Windgeschwindigkeit etwa 1.5-2.0 Mal stärker war.

Ein weiteres Merkmal im Verlauf von  $\mathcal{D}_{\overline{u_{\text{var}}}}$  ist etwa ab 12 UTC (mit Ausnahme des 13.6.) zu erkennen: Die Werte steigen ab diesem Zeitpunkt teilweise deutlich an. Dies bedeutet eine Zunahme der Varianzen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten in den LITFASS-Simulationen gegenüber dem homogenen Fall. Zwar nimmt auch in den LITFASS-Simulationen aufgrund des sinusförmigen Verlaufes der Sonneneinstrahlung (=Energieinput für Erdoberfläche) die Stärke der turbulenten Bewegung am Nachmittag ab (siehe Tagesgang  $w_*$ ) und führt damit auch zu einer Verringerung der Varianzen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten. Diese Verringerung verläuft im inhomogenen Fall jedoch deutlich langsamer, da voll entwickelte TMCs aus strömungsmechanischen Kontinuitätsgründen zunächst weniger sensitiv gegenüber einem abschwächenden Forcing sind. Ihre große horizontale Ausdehnung sorgt selbst bei einer Abnahme in der TMC Intensität für einen hohen und nur langsam zurückgehenden Wert in den Varianzen der Horizontalgeschwindigkeit und der TKE (siehe auch Abb. 5.5(f)), so dass hier ein deutlich höherer Wert besteht als beim homogenen Lauf, in der selbstorganisierte Strömungsstrukturen sehr sensitiv auf eine Abnahme des mittleren Energieinputs reagieren und zusammenfallen (MASON, 1989).

Für  $\mathcal{D}_{\overline{w'e^*}}$  (Abb. 5.5(h)) bestätigen sich die Ergebnisse an den idealisierten Simulationen ebenfalls für die LITFASS-Simulationen: Ein größerer zusätzlicher TMC-Einfluss auf den Vertikaltransport von TKE ist nicht zu erkennen, vielmehr wird dieser am Abend leicht reduziert, da die durch TMCs erhöhte horizontale Diffusion an Bedeutung gewinnt.

## 5.2 Analyse der Grenzschichthöhen

Bereits in der idealisierten Studie wurde deutlich, dass die Bodenheterogenitäten keine signifikante Änderung in der Entwicklung der mittleren Grenzschichthöhe herbeiführen. Andererseits wurde jedoch die Entwicklung von TMCs in diesen Simulationen aufgezeigt. Eine weitergehende Fragestellung für die Auswertung der LITFASS-Simulationen ist nun, inwieweit eine mesoskalige Zirkulation oder aber allgemein die Heterogenität selbst über kleineren Gebieten des Untersuchungsgebietes die Höhenlage der Obergrenze der Grenzschicht beeinflusst. Eine Beeinflussung der vertikalen Ausdehnung der Grenzschicht über bestimmten Gebieten hat direkte Konsequenzen für die Allgemeingültigkeit von Ableitungen der Grenzschichthöhe aus lokalen Messungen, z.B. aus Radiosonden- oder Lidar-Daten. Da vor allem die Grenzschichthöhe als Skalierungsparameter für Höhenangaben verwendet wird, um Vergleiche zu anderen (internationalen) Studien durchführen zu können, ist eine Angabe bzw. Verwendung einer repräsentativen Grenzschichthöhe und die Angabe eines zugehörigen Fehlerbereiches wichtig.

Um für die LITFASS-Simulationen eine solche Aussage treffen zu können, wurde eine Temperaturgradient-Methode von SULLIVAN *et al.* (1998) verwendet und verfeinert, mit der lokale Grenzschichthöhen bestimmt werden können. Diese Methode definiert als

lokale Grenzschichthöhe die Höhe des stärksten lokalen Temperaturgradienten:

$$z_{\text{ig}}(x, y) = z, \quad \text{wo} \quad \frac{\partial\theta(x, y, z)}{\partial z} = \max\left(\frac{\partial\theta(x, y, z)}{\partial z}\right). \quad (5.1)$$

Die mittlere Grenzschichthöhe  $z_{\text{ig}}$  ergibt sich anschließend aus dem horizontalen Mittel der lokalen Grenzschichthöhen. Diese ursprüngliche Definition von SULLIVAN *et al.* (1998) setzt jedoch die Einzigartigkeit der Grenzschicht von der freien Atmosphäre trennenden Temperaturgradienten voraus. Anhand der initialen Temperaturprofile (siehe Abb. 5.4) lässt sich aber erkennen, dass an allen „golden days“ eine Bodeninversion und ein bis zwei höher gelegene Temperaturgradienten vorgelegen haben. Diese höher gelegenen Gradienten können z.B. von einer Grenzschicht vom Vortag (engl. „residual layer“) übrig bleiben (STULL, 1988). Ist nun der höchstgelegene Gradient wie am 13.6. auch der stärkste, so würde mit Gl. (5.1) bereits am Morgen eine unrealistische Grenzschichthöhe von mehr als 1-2 km analysiert. Auch nach dem Verschwinden der morgendlichen Inversion kann es immer dann noch zu einer Überschätzung der Grenzschichthöhe kommen, wenn ein weiterer Sprung im Temperaturgradienten vorliegt, wie am 17.6.

Aus diesen Gründen wurde für die Analyse der LITFASS-Simulationen eine veränderte Bedingung für die Ermittlung der lokalen Grenzschichthöhe eingeführt: Vom zweiten vertikalen Gitterpunkt beginnend wird in jeder Höhe mit Hilfe eines zentralen Differenzenquotienten der Temperaturgradient bestimmt. Überschreitet der aktuelle Gradient einen Hürdenwert<sup>1</sup> von mindestens 0.2 K/100 m und ist größer als die vier nächst höhergelegenen Gradienten, so handelt es sich um einen signifikanten Temperaturgradienten, der eine klare Abgrenzung zwischen der gut durchmischten (kälteren) konvektiven Grenzschicht und der wärmeren freien Atmosphäre, bzw. der „residual layer“ darstellt und dem Kriterium von SULLIVAN *et al.* (1998) entspricht. In diesem Fall ist die aktuelle lokale Grenzschichthöhe gefunden und eine weitere Untersuchung von höhergelegenen Gradienten kann und muss unterbleiben. Durch die Angabe eines zu übertreffenden Hürdenwertes  $\Gamma_{\text{min}}$  wird verhindert, dass die lokale Grenzschichthöhe durch einen nicht-signifikanten Temperaturgradienten bestimmt wird, der das zweite Kriterium erfüllt. Gl. (5.1) kann damit angepasst werden zu:

$$\begin{aligned} z_{\text{ig}}(x, y) = z, \quad \text{mit } z \text{ als geringste Höhe, in der gilt:} \\ \frac{\partial\theta(x, y, z)}{\partial z} > \Gamma_{\text{min}} \quad \wedge \quad \frac{\partial\theta(x, y, z)}{\partial z} = \max\left(\frac{\partial\theta(x, y, z')}{\partial z}\right), \\ \text{mit } \Gamma_{\text{min}} = 0.2 \text{ K/100 m} \quad \text{und} \quad z' \in [z, z + 4\Delta z]. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Wendet man nun Gl. (5.2) auf dreidimensionale und über 900 s zeitlich gemittelte Temperaturfelder der LITFASS-Simulationen an, so lässt sich jede Viertelstunde die zeitlich gemittelte lokale Grenzschichthöhe an jedem Gitterpunkt im Modellgebiet bestimmen und aus ihrem arithmetischen Mittel auch die mittlere Grenzschichthöhe für diesen Zeitraum. Abb. 5.6(a) zeigt einen Vergleich zur konventionellen Methode der Grenzschichthöhenbestimmung (Höhe des Minimums des turbulenten fühlbaren Wärmeflusses, Gl. (3.6)). Die aus den lokalen Temperaturgradienten ermittelten Grenzschicht-

<sup>1</sup>Der Hürdenwert von 0.2 K/100 m wurde für diese Arbeit über eine Testreihe ermittelt.

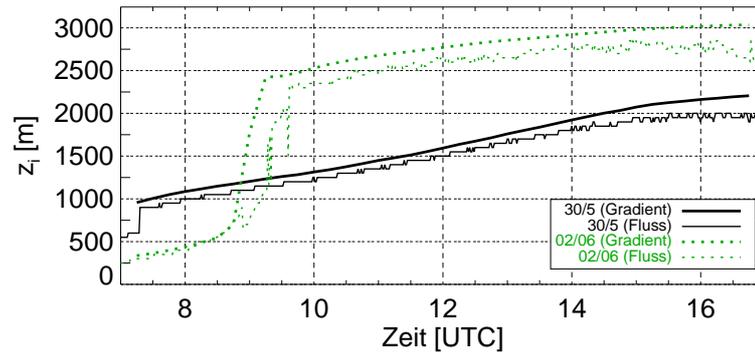
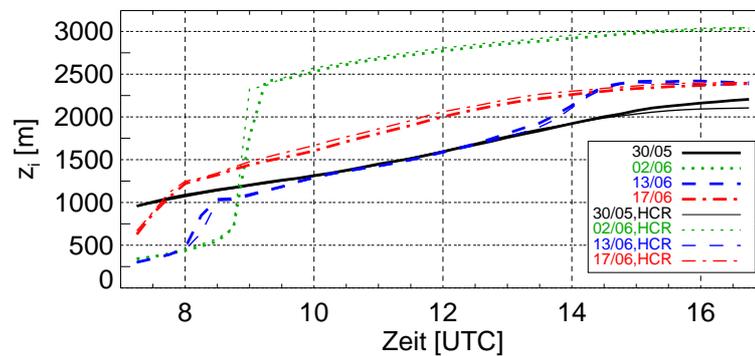
(a)  $z_i$  und  $z_{ig}$ (b)  $z_{ig}$ 

Abbildung 5.6: Vergleich der Fluss- und Gradient-Methode zur Ermittlung der Grenzschichthöhe für ausgewählte Tage (a) und Darstellung der mit der Gradient-Methode abgeleiteten Grenzschichthöhen für alle simulierten Tage (b).

höhen liegen etwas höher als die Werte aus der Fluss-Methode. Dieser Unterschied wurde auch bei SULLIVAN *et al.* (1998) und den experimentellen Studien von DEARDORFF *et al.* (1980) festgestellt. Letztere führen das höhere Level darauf zurück, dass in der Gradient-Methode der Einfluss der kräftigsten und hochreichendsten Wirbel für die Berechnung der mittleren Grenzschichthöhe eine größere Bedeutung hat als bei der Fluss-Methode, da sich diese Wirbel in der Gradient-Methode direkt auf die Bestimmung der lokalen Grenzschichthöhe und damit auch stärker auf den Mittelwert der Grenzschichthöhe auswirken. SULLIVAN *et al.* (1998) verwenden im weiteren Verlauf ihrer Studie über Entrainment die Gradient-Methode, weil deren Ergebnis im Einklang mit ihren hochaufgelösten Strömungsvisualisierungen steht und am repräsentativsten für die Dynamik der Entrainmentschicht ist.

In den LITFASS-Simulationen sind zwei weitere Vorteile der Gradient-Methode zu erkennen: Zum einen ist der zeitliche Verlauf der berechneten Grenzschichthöhe deutlich kontinuierlicher und exakter als bei der Fluss-Methode. Dies ist auf die horizontale Mittelung der lokalen Grenzschichthöhen zurückzuführen, die beliebige Werte annehmen kann, während die Grenzschichthöhe mit der Fluss-Methode aus einem bereits gemittelten Profil abgeleitet wird und damit der vertikalen Auflösung des Modells unterliegt. Zum ande-

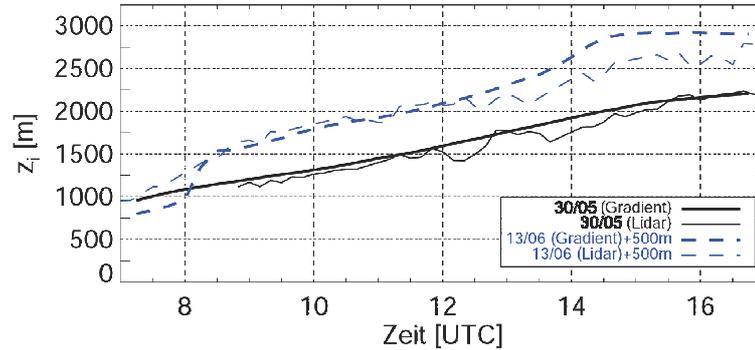


Abbildung 5.7: Vergleich der aus LES- und Lidar-Daten abgeleiteten Grenzschichthöhe  $z_{ig}$  für den 30.5. und den 13.6.

ren liefert die Gradient-Methode in allen Entwicklungsphasen der Grenzschicht stabile Ergebnisse. So sind auch in Phasen schnellen Grenzschichtwachstums sowie am Abend, wenn das Minimum des mittleren Flussprofils schwach ausgeprägt ist, trotzdem belastbare Werte gewährleistet. Größere unrealistische Sprünge der Grenzschichthöhe bleiben somit aus, was durch einen Vergleich der Grenzschichthöhen aus dem Standardverfahren (2.6. und 13.6., Abb. 5.5(a)) mit denen aus der Gradient-Methode (Abb. 5.6(b)) klar hervortritt. Weiterhin zeigen sich in Abb. 5.6(a) insbesondere am späten Nachmittag schwach anwachsende Grenzschichten mit der Gradient-Methode, während das mit der Fluss-Methode berechnete Grenzschichtwachstum in diesem Tagesabschnitt stagniert bzw. leicht zurückgeht, obwohl noch eine positive Energiebilanz am Boden vorliegt.

Vergleicht man die aus der Gradient-Methode erhaltenen mittleren Grenzschichthöhen der LITFASS-Simulationen mit den entsprechenden HCRs (Abb. 5.6(b)), so ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei den idealisierten Simulationen (siehe Abb. 3.9): Die Grenzschichtentwicklung ist nahezu unbeeinflusst von thermisch induzierten Zirkulationen, die für alle „golden days“ zweifelsohne existieren, wie in Abb. 5.5(g,h) gezeigt. Am deutlichsten wird eine Beeinflussung der Grenzschichthöhe am späten Nachmittag des 30.5., an dem die entstandenen Zirkulationen zu einem etwa 100 m ( $\approx 5\%$ ) höheren Niveau führen als im HCR, wo sich die Grenzschichtentwicklung früher abschwächt.

Dass die Gradient-Methode zu realistischeren Werten führt, zeigt sich auch bei einem Vergleich der LES-Daten zu den aus Lidar-Messungen abgeleiteten Grenzschichthöhen (Abb. 5.7). Letztere wurden mit einer zeitlichen Auflösung von 10 Minuten aus den Daten des entfernungskorrigierten Rückstreusignals mittels einer Kombination von Varianz- und Gradientenanalyse berechnet (LAMMERT, 2004). Positive Gradienten kennzeichnen bei dieser Analyse Bereiche mit starker Zunahme des Rückstreusignals, z.B. an der Unterkante von Wolken oder in advehierten, aerosolreichen Schichten. Negative Gradienten hingegen kennzeichnen bei dieser Analyse Schichtgrenzen, die mit einer starken Abnahme des Signals verbunden sind, wie z.B. an Obergrenze der Grenzschicht, welche die partikelreiche Grenzschicht von der partikelarmen freien Atmosphäre trennt. Die Zeitreihen stammen aus der Analyse des MPI-DIAL1, wurden allerdings an Fehlstellen (z.B. fehlende Messzeiten) durch die Analyse des MPI-DIAL2 ergänzt. Innerhalb der „golden

days“ lagen nur für den 30.5. und den 13.6. abgeleitete Lidar-Grenzschichthöhen vor. Bis auf den späten Nachmittag des 13.6. ist an beiden Tagen eine gute bis sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und LES zu beobachten, wobei die Lidar-Messung die mittlere Grenzschichthöhe eher unter- als überschätzt. Der Grund hierfür wird noch in Kap. 5.2.1 besprochen. Am 13.6. (zur besseren Übersicht wurde in Abb. 5.7 500 m zur Grenzschichthöhe addiert) zeigt sich auch, dass in den LITFASS-Simulationen bestimmte Ereignisse in der Grenzschichtentwicklung gut repräsentiert werden, wie z.B. der deutliche Anstieg der Grenzschichthöhe zwischen 13-14:30 UTC. Am frühen Morgen dieses Tages zeigt sich eine Schwäche des Algorithmus' zur Ableitung der Grenzschichthöhe aus Lidar-Messungen: Die Obergrenze einer vorhandenen „residual layer“ wird fälschlicherweise als Obergrenze der wahren Grenzschicht interpretiert und führt somit zu einer Überschätzung der Grenzschichthöhe (LAMMERT, 2004).

Insgesamt zeigt sich sowohl durch den Vergleich der Temperatur- und Feuchteprofile von LES und Radiosonde, als auch durch den Vergleich von abgeleiteten Grenzschichthöhen aus LES und Lidar, dass die mittleren Grenzschichteigenschaften der LITFASS-Simulationen sehr realitätsnah sind und damit weitere auf den LITFASS-Simulationen basierende Aussagen als repräsentativ für die reale Grenzschicht während der „golden days“ angesehen werden können.

### 5.2.1 Auswirkung der Heterogenität auf die Grenzschichthöhe an einzelnen Orten im LITFASS-Gebiet

Mit Hilfe von Gl. (5.2) lässt sich viertelstündlich für jeden Tag eine flächenhafte Ansicht der Grenzschichthöhe berechnen, die Aussagen über einen Einfluss der Bodenheterogenität zulässt. Abb. 5.8 zeigt die lokalen Grenzschichthöhen an allen Tagen zur Mittagszeit und zum Vergleich die lokalen Grenzschichthöhen aus den homogenen Kontrollläufen. Um ein übersichtliches Bild zu schaffen, wurde eine Grenzschichthöhendarstellung von  $0.9-1.1 z_{ig}$  gewählt und alle niedrigeren und höheren Werte auf  $0.9 z_{ig}$  bzw.  $1.1 z_{ig}$  gesetzt. Für alle Tage ist durch den Vergleich zum HCR eine deutliche Beeinflussung der lokalen Grenzschichthöhen durch die Heterogenität zu erkennen. Bei homogenem Untergrund, besonders an schwachwindigen Tagen, sind einzelne starke Aufwinde für eine zum Mittelwert erhöhte lokale Grenzschichthöhe verantwortlich. Diese kleinräumigen Aufwinde dringen tief in die freie Atmosphäre vor, so dass der Temperatursprung von der Grenzschicht zur freien Atmosphäre an diesen Orten höher liegt. Dies entspricht der traditionellen Vorstellung, die Obergrenze der Grenzschicht sei wellenförmig angeordnet (z.B. STULL, 1988), mit gleichförmiger Verteilung von negativen und positiven Abweichungen zur mittleren Grenzschichthöhe. An Tagen mit höheren Windgeschwindigkeiten sind die Aufwinde mit zunehmender Höhe in Windrichtung geschert und wirken sich daher auch über einen etwas größeren Bereich aus.

Die Anordnung der lokalen Grenzschichthöhe des HCRs am 2.6. weicht von den übrigen Tagen etwas ab. Hier finden sich deutlich größere zusammenhängende Gebiete mit einer gegenüber dem Mittelwert erhöhten oder abgesenkten Grenzschichtobergrenze. Zudem ist die Amplitude der Abweichungen kleiner. Dieses Verhalten lässt sich auf die sehr





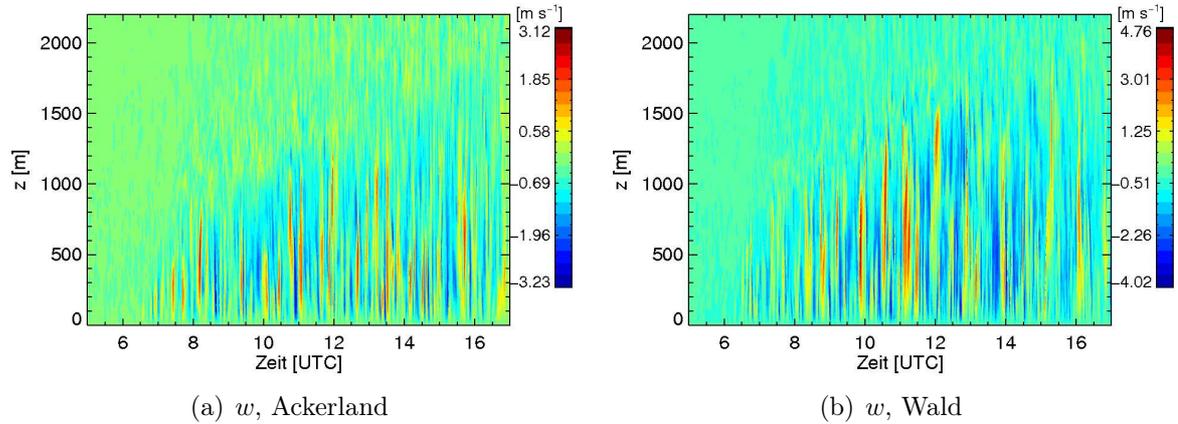


Abbildung 5.9: Zeit-Höhenschnitt der Vertikalgeschwindigkeit am 30.5. über einem festen Ort: über Ackerland (a) und über Wald (b). Die Werte sind jeweils über eine Minute gemittelt.

her ist z.B. am 30.5. die erhöhte Grenzschicht im westlichen Teil von  $G_{\text{LIT}}$  nicht zentral über dem Hauptteil des Waldes zu beobachten, sondern am westlichen Rand von  $G_{\text{LIT}}$ . Im Vergleich zu den HCRs ist die Inhomogenität der lokalen Grenzschichthöhe deutlich großflächiger und stärker ausgeprägt. Für den 2.6. wirkt sich äquivalent zum HCR im inhomogenen Fall die sehr hohe Grenzschicht abschwächend auf lokale Unterschiede derselben aus. Weiterhin tritt an allen Tagen im inhomogenen Fall zwischen 10-15 UTC nur eine geringe Änderung der mit der entsprechenden mittleren Grenzschichthöhe normierten lokalen Grenzschichthöhen auf, während sich im homogenen Fall die lokalen Grenzschichthöhen innerhalb von einer halben Stunde sehr stark verändern (nicht gezeigt). Dies ist auch zu erwarten, da im homogenen Fall keine bevorzugte Region für starke Aufwinde besteht. Bei den LITFASS-Simulationen dagegen sind z.B. am 30.5. über dem Wald immer die stärksten Aufwinde zu finden. Daher dringen über größeren Waldstücken die Aufwinde stärker in die freie Atmosphäre vor als über dem Ackerland (Abb. 5.9). Anhand dieser Abbildungen lässt sich auch erkennen, dass in den LITFASS-Simulationen nicht TMCs direkt für die heterogenitätsbezogene Anhebung der Grenzschichtobergrenze verantwortlich sind, denn im zeitlichen Verlauf des Vertikalwindes an einem festen Ort ist klar zu erkennen, dass sich Auf- und Abwinde im zeitlichen Rahmen der konvektiven Zeitskala abwechseln. Da über größeren Waldgebieten eine Vielzahl intensiver Aufwinde verteilt ist, ist in diesen Regionen eine großflächige Anhebung der Grenzschichthöhe zu erkennen. Über diesen Regionen besteht in der Konsequenz also auch ein erhöhtes Entrainment und damit ein stärkerer Wärmeeintrag als in den restlichen Regionen des LITFASS-Gebietes. Wie in Kap. 5.4 gezeigt wird, hat dies u.a. Auswirkungen auf die Entwicklung von mesoskaligen Zirkulationen.

Im statistischen Vergleich zum HCR ist die Standardabweichung der Grenzschichthöhe im LITFASS-Gebiet etwa doppelt so groß (Abb. 5.10). Abgesehen vom 30.5., bei dem eine Standardabweichung von  $\pm 0.1 z_{\text{ig}} = 10\%$  erreicht wird, liegt die Standardabweichung der Grenzschichthöhe an den anderen Tagen bei etwa 5%. Die lokale vertikale

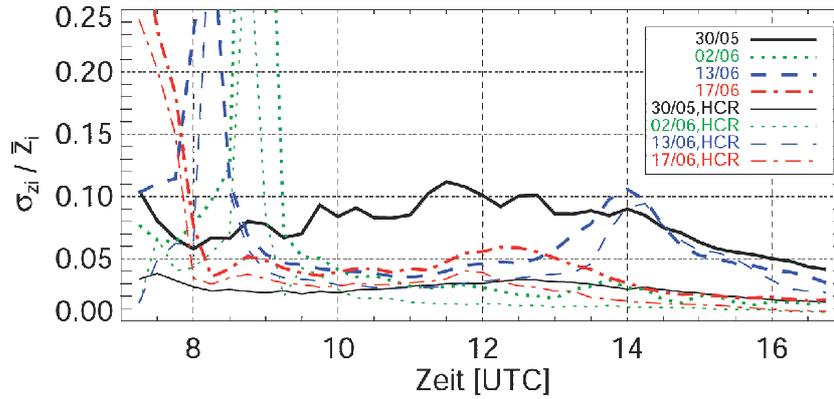


Abbildung 5.10: Normierte Standardabweichung der lokalen Grenzschichthöhe  $z_{ig}$ .

Schwankung der Grenzschichthöhe ist also im Vergleich zu ihrer vertikalen Gesamtausdehnung für die meisten Tage gering. Besonders große Standardabweichungen (sowohl im inhomogenen wie auch homogenen Fall) treten aber auf, wenn eine schnelle Grenzschichtentwicklung abläuft, z.B. nach dem Auflösen der Bodeninversion (siehe 7-9 UTC) oder einer höher gelegenen schwachen Inversion (13-14:30 UTC am 13.6.). Das ist mit Hilfe der ermittelten lokalen Grenzschichthöhen darauf zurückzuführen, dass an einigen Orten starke Aufwinde bereits die beschränkende Inversion abgebaut haben und in deutlich größere Höhen hinaufreichen, während an anderen Orten gleichzeitig die Inversion noch nicht vollständig abgebaut ist und Aufwinde nur bis zur Inversionshöhe reichen. Als Resultat ist die Höhe der Obergrenze der Grenzschicht in  $G_{LIT}$  sehr unterschiedlich. Erst etwa eine Stunde nach dem ersten „Durchbrechen“ der Temperaturinversion findet eine Angleichung statt.

Die Standardabweichungen der Grenzschichthöhe in den homogenen Simulationen sind vergleichbar mit den Werten aus SULLIVAN *et al.* (1998) für eine entsprechende Richardson-Zahl. Diese wurde in SULLIVAN *et al.* (1998) definiert als

$$Ri = \frac{\Delta\theta}{\theta_*}. \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta\theta$  den Temperatursprung von der Höhe, in der das Minimum des fühlbaren Wärmeflusses auftritt ( $z_1$ ), zu der Höhe, in der dieser Fluss verschwindet ( $z_2$ ). Tab. 5.3 zeigt einen direkten Vergleich der LITFASS-Simulationen zum 12 UTC Termin mit den Werten für  $\sigma_{z_{ig}}/z_{ig}$  aus SULLIVAN *et al.* (1998). Die Werte aus den HCRs der „golden days“ weisen eine sehr gute Übereinstimmung mit SULLIVAN *et al.* (1998) auf. In diesen Läufen, also unter homogenen Bedingungen, ergeben sich bei gleicher Richardson-Zahl auch gleiche Standardabweichungen der Grenzschichthöhe (vergleiche 30.5. mit 13.6.). Dagegen führt die Heterogenität in den LITFASS-Simulationen zu einer deutlichen Erhöhung von  $\sigma_{z_{ig}}/z_{ig}$ , obwohl sich die Richardson-Zahl nicht verändert (nahezu keine Änderung im mittleren Temperaturprofil). Zusätzlich ist diese Erhöhung an hinsichtlich der Richardson-Zahl vergleichbaren Tagen (30.5. und 13.6.) unterschiedlich, da der Heterogenitätseinfluss an meteorologische Randbedingungen geknüpft ist. Die Er-

Tag	$z_1/z_2$ [m]	$\theta_1/\theta_2$ [K]	$\theta_*$ [K]	Ri	$\sigma_{z_{ig}}/z_{ig}$		
					Sullivan	HCR	LITFASS
30.5.	1450/1800	297.50/299.75	0.12	18.75	0.03	0.03	0.1
2.6.	2600/2850	299.60/303.05	0.097	35.56	0.018	0.013	0.029
13.6.	1350/1575	293.65/295.53	0.099	18.9	0.03	0.03	0.048
17.6.	1750/2150	293.65/296.50	0.1	28.5	0.02-0.025	0.04	0.057

Tabelle 5.3: Normierte Standardabweichung der Grenzschichthöhe für verschiedene Richardson-Zahlen im Vergleich zur Literatur.

gebnisse von SULLIVAN *et al.* (1998) sind also nicht allgemeingültig, sondern gelten nur unter homogenen Oberflächenbedingungen für die jeweiligen Richardson-Zahlen. Unter inhomogenen Oberflächenbedingungen sind Anpassungen erforderlich, wobei von einem Anstieg der Werte für  $\sigma_{z_{ig}}/z_{ig}$  von mindestens 50 % auszugehen ist.

Zusammenfassend lässt sich aus den Ergebnissen der LES erkennen, dass die heterogene Landnutzung in LITFASS-2003 zwar nur einen geringen Einfluss auf die mittlere Grenzschichthöhe hat, jedoch eine große Bedeutung für die lokale Grenzschichthöhe besteht. Daher ist z.B. die Ableitung einer repräsentativen Grenzschichthöhe aus der lokalen Lidar-Messung (Abb. 5.7) oder der Radiosondenmessung nur mit einem Fehlerbereich von etwa 10 % möglich. Aus der Ermittlung der lokalen Grenzschichthöhen für jeden Gitterpunkt im LES wird deutlich, dass am Lidar-Standort und fast im gesamten östlichen Bereich des LITFASS-Gebietes in dem Ackerbau betrieben wird, eine negative Abweichung zur mittleren Grenzschichthöhe des LITFASS-Gebietes besteht. Somit ist in diesem Bereich eine Unterschätzung der Grenzschichthöhe bei lokaler Messung zu erwarten, während es im westlichen Teil eher zu einer Überschätzung kommt. Eine exakte experimentelle Bestimmung der Grenzschichthöhe ist demnach mit den gängigen Messmethoden nicht möglich.

Bei der Nutzung von Ergebnissen aus internationalen Studien sollte deshalb der genannte Fehlerbereich berücksichtigt werden, indem die jeweiligen Variablen jeweils in einem Höhenbereich von  $z_i \pm 0.1 z_i$  verglichen werden.

### 5.3 Blending height während LITFASS-2003

Durch einen Vergleich von Simulationen über heterogenem und äquivalentem homogenem Untergrund lässt sich zu einem weiteren Punkt Stellung nehmen, der in der Einleitung angesprochen wurde. In Kap. 1.2.2 wurde auf die weitverbreitete Nutzung von einfachen Bulk-Ansätzen in SVAT-Modellen zur Ermittlung von Wärmeflüssen an der Erdoberfläche hingewiesen, die bereits in niedrigen Höhen einen allgemeingültigen Mittelwert von Temperatur und Windgeschwindigkeit in allen festgelegten Teilgebieten (Größe: mehrere Quadratkilometer) einer NWP-Gitterzelle voraussetzen. Hierbei wird von der Existenz einer „blending height“ (Mischungshöhe) ausgegangen, oberhalb derer horizontal ho-

mogene Bedingungen hinsichtlich der turbulenten Wärmeflüsse bestehen (z.B. MAHRT, 2000).

Der Einfluss von heterogenen Landoberflächen auf die Mischungshöhe wurde bisher vor allem hinsichtlich einer heterogenen Verteilung der Rauigkeitslänge untersucht (siehe Kap. 1.2.2). ALBERTSON und PARLANGE (1999b) führten jedoch eine Untersuchung durch, bei der sich eindimensionale Heterogenitäten durch unterschiedliche Werte für Rauigkeitslänge, Feuchte und Oberflächentemperatur auszeichneten. Als wesentliche Untersuchungsmethode zum Einfluss dieser Heterogenitäten auf die Mischungshöhe der Wärmeflüsse verwendeten sie einen Vergleich von Korrelationskoeffizienten des heterogenen Laufes mit denen des HCRs. Dazu wird zunächst jeweils das Vertikalprofil des zeitlichen Korrelationskoeffizienten (z.B. zwischen  $w$  und  $\theta$ ) an jedem Gitterpunkt bestimmt, sowie die dazugehörige Standardabweichung in  $x$ -Richtung (Richtung der Inhomogenität). Da die Heterogenitäten im LITFASS-Gebiet zweidimensional sind, wird im Folgenden eine von ALBERTSON und PARLANGE (1999b) abgeleitete Form vorgestellt. Der Korrelationskoeffizient zwischen der Vertikalgeschwindigkeit und einem Skalar ( $\phi = \theta, q$ ) an jedem Gitterpunkt des LES-Modells ist definiert durch:

$$\varrho_{w\phi}(x, y, z) = \frac{\langle w'(x, y, z)\phi'(x, y, z) \rangle}{\sigma_w(x, y, z)\sigma_\phi(x, y, z)}, \quad (5.4)$$

wobei die zeitliche Mittelung hier mit 900 s ( $\approx t_*$ ) festgesetzt wurde und die Standardabweichung  $\sigma$  entsprechend für diesen Zeitraum gilt. Dieser Ausdruck entspricht der mit den jeweiligen Standardabweichungen der Skalare normierten Kovarianz (Gl. (4.2)). Bildet man nun die Differenz zwischen den räumlichen Standardabweichungen der Korrelationskoeffizienten

$$\sigma_{\varrho_{w\phi}}(z) = \sqrt{\frac{1}{N_x \cdot N_y} \int \int (\varrho_{w\phi}(x, y, z) - \bar{\varrho}_{w\phi}(z))^2 dx dy} \quad (5.5)$$

von inhomogener und homogener Simulation

$$\Delta\sigma_{\varrho_{w\phi}}(z) = \sigma_{\varrho_{w\phi},\text{LIT}}(z) - \sigma_{\varrho_{w\phi},\text{HCR}}(z), \quad (5.6)$$

so erhält man ein Vertikalprofil des Heterogenitätseffektes auf die Standardabweichung der Wärmeflüsse.  $N_x$  und  $N_y$  sind hierbei die Anzahl der Gitterpunkte in  $x$ - bzw-  $y$ -Richtung, die für die räumliche Integration verwendet werden (dies sind für  $G_{\text{LIT}} = 200 \times 200 = 40000$  Werte).

Durch die horizontal unterschiedliche Erwärmung der unteren Luftschichten im heterogenen Fall ist die Differenz aus Gl. (5.6) in Bodennähe positiv. Mit zunehmender Höhe (d.h. in Annäherung an die Mischungshöhe) verringert sich das Signal der Bodenheterogenität (und damit auch  $\Delta\sigma_{\varrho_{w\phi}}(z)$ ) bedingt durch die turbulente Durchmischung. ALBERTSON und PARLANGE (1999b) legen daher jene Höhe als Mischungshöhe fest, in der  $\Delta\sigma_{\varrho_{w\phi}}(z)$  verschwindet:

$$z_{\text{bl}} = z, \quad \text{wo} \quad \Delta\sigma_{\varrho_{w\phi}}(z) \approx 0. \quad (5.7)$$

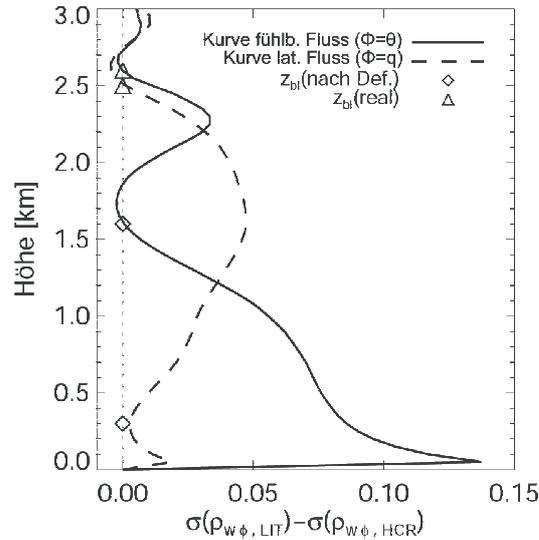


Abbildung 5.11: Abschätzung der Mischungshöhe für die turbulenten Wärmeflüsse am 2.6. um 13 UTC durch Vergleich der Standardabweichungen der Korrelationskoeffizienten zwischen  $w'$  und  $\theta'$  bzw.  $q'$  von inhomogenem und homogenem Lauf.

Anhand von Abb. 5.11 soll nun die Mischungshöhe in den LITFASS-Simulationen dargestellt werden. Dort sind  $\Delta\sigma_{\rho_w\theta}(z)$  und  $\Delta\sigma_{\rho_wq}(z)$  für den 2.6. um 13 UTC abgebildet. In diesem Ergebnis treten zwei auffällige Merkmale hervor: Zum einen existiert keine einheitliche Mischungshöhe für den fühlbaren und den latenten Wärmefluss und zum anderen gibt es jeweils zwei Höhen, für die Gl. (5.7) zutrifft. Auf Ersteres wiesen bereits ALBERTSON und PARLANGE (1999b) in ihren idealisierten Untersuchungen hin. Sie stellten fest, dass die Mischungshöhe für Skalare deutlich geringer ist als die der entsprechenden vertikalen Flüsse und dass die Mischungshöhe des vertikalen latenten Flusses kleiner ist als die des vertikalen fühlbaren Wärmeflusses. Abb. 5.11 zeigt die unterschiedliche Mischungshöhe der Wärmeflüsse erstmals auch für komplexe Heterogenitäten. Im Gegensatz zu den kleinen Inhomogenitäten aus ALBERTSON und PARLANGE (1999b) mit  $\max(\tilde{\lambda}) = 3 z_i$  zeigt sich in den LITFASS-Simulationen ein deutlicherer Unterschied zwischen dem fühlbaren und latenten Wärmefluss: Während der latente Wärmefluss bereits in etwa 300 m Höhe Gl. (5.7) erfüllt, ist dies beim fühlbaren erst in 1600 m Höhe der Fall.

Jeweils oberhalb dieser Höhen steigt  $\Delta\sigma_{\rho_w\phi}(z)$  abermals deutlich an, und fällt an der Obergrenze der Grenzschicht (siehe Abb. 5.6(b):  $z_i = 2750$  m) wieder auf Null ab. Die „untere“ und „obere“ Mischungshöhe ist in der Abbildung durch eine Raute bzw. ein Dreieck gekennzeichnet. Dieses Sekundärmaximum ist auf eine im Vergleich zum HCR erhöhte Standardabweichung der durch Entrainment verursachten Wärmeflüsse zurückzuführen. Hier gilt der gleiche Zusammenhang wie bei der Untersuchung der Grenzschichthöhe: Die horizontal gemittelten Flüsse sind nahezu unverändert, jedoch wirken sich die Inhomogenitäten deutlich positiv auf die räumliche Standardabweichung dieser Flüsse aus. Für den fühlbaren Wärmefluss ist diese Auswirkung in der Nähe der

Temperatur-Heterogenität am Boden am größten, während für den latenten Wärmefluss die heterogenitätsbedingte Verstärkung der räumlichen Unterschiede im Eintrag trockener Luft aus der freien Atmosphäre eine größere Rolle spielt als die eigentliche Feuchte-Inhomogenität am Boden. Bei ALBERTSON und PARLANGE (1999b) tritt nur in einem ihrer untersuchten Heterogenitätsfälle ein solches Sekundärmaximum auf, und zwar nur für den latenten Wärmefluss. Hierfür kommen im Wesentlichen zwei Gründe in Betracht: Zum einen die relativ kleinen Inhomogenitäten und zum anderen schwache Skalar-Gradienten zur freien Atmosphäre ( $2\text{ K}/100\text{ m}$ ,  $0.25\text{ g kg}^{-1}/100\text{ m}$ ), die vor allem dem latenten Entrainmentfluss eine geringere Bedeutung zukommen lassen als im LITFASS-Experiment. Es hat sich demnach in den LITFASS-Simulationen gezeigt, dass idealisierte Studien mit einem eingeschränkten Parameter-Feld auch zu Unterschätzungen des Heterogenitätseffektes auf die Wärmeflüsse führen können.

Abb. 5.11 zeigt somit stellvertretend für die anderen „golden days“, dass an den untersuchten Tagen keine wirkliche Mischungshöhe vorgelegen hat, da auch die Sekundärmaxima letztlich auf den Einfluss der Bodenheterogenität zurückzuführen sind. An diesen Tagen war demnach die untere Atmosphäre vom Erdboden bis zur Obergrenze der Grenzschicht lokal von der Heterogenität beeinflusst, was sich auch schon bei der Behandlung der Grenzschichthöhe gezeigt hat.

Daher kann nicht von einheitlichen homogenen Wärmeflüssen oberhalb von etwa 20-100 m ausgegangen werden und Bulk-Ansätze zur Berücksichtigung von horizontal heterogen verteilten vertikalen Wärmeflüssen, die nur die unterste Atmosphärenschicht miteinbeziehen, sind als unzureichend für solche Verhältnisse anzusehen.

Im nächsten Kapitel soll nun beleuchtet werden, welchen Rolle thermisch induzierte mesoskalige Zirkulationen für die Heterogenitätseffekte spielen.

## 5.4 Mesoskalige Zirkulationen während LITFASS-2003

Aus Abb. 5.5(g,h) ist bereits ersichtlich geworden, dass nicht nur in der Studie über idealisiert inhomogenem Untergrund, sondern auch in den LITFASS-Simulationen eine Entwicklung von thermisch induzierten mesoskaligen Zirkulationen stattgefunden hat, die je nach den meteorologischen Randbedingungen für jeden Tag unterschiedlich ausgefallen ist. Diese Grafik zeigt jedoch nur die mittlere zeitliche TMC-Entwicklung, und gibt keinen Aufschluss über die räumliche Struktur und zeitlich-räumliche Entwicklung der TMCs. Mit Hilfe der Ensemble-Mittelung aus Kap. 4.3 konnte in dieser Arbeit jedoch nicht nur ein Vergleich der LITFASS-Simulationen mit den entsprechenden homogenen Kontrollläufen durchgeführt werden (wie in den vorangegangenen Kapiteln), sondern auch eine explizite Extraktion der mesoskaligen Zirkulationen über einem unregelmäßig heterogenen Gelände erreicht werden. Damit ist eine deutlich detailliertere Analyse des Heterogenitätseinflusses auf die Grenzschicht möglich.

### 5.4.1 Räumlich-zeitliche Struktur der TMCs

Eine Visualisierung dieser thermisch induzierten Zirkulationen ist im Gegensatz zu der Studie über idealisiert inhomogenem Untergrund nur über die heterogenitätsinduzierte Vertikalgeschwindigkeit sinnvoll, da die TKE-Muster bei unregelmäßigen Heterogenitäten zu komplex sind. Abb. 5.12 zeigt daher für jeden Tag um 12 UTC die typische TMC-Struktur durch zwei Isooberflächen der heterogenitätsinduzierten Vertikalgeschwindigkeit. Diese TMC-Strukturen sind als „typisch“ zu bezeichnen, da Änderungen in der TMC-Struktur zwischen 10-15 UTC gering sind (siehe Abb. 5.12 und Abb. 5.13(b-c)). Es besteht also eine quasi-invariante Zirkulationsstruktur während dieser Zeit. Der verwendete Wert der Isooberflächen von  $w = \pm 0.4 \text{ m s}^{-1}$  ermöglicht an allen Tagen eine übersichtliche Darstellung der wesentlichen Zirkulationsstrukturen. Im Vergleich zur konvektiven Skalierungsgeschwindigkeit ist dieser Wert deutlich geringer und liegt je nach Tag zwischen 15-18% von  $w_*$ . Damit sind diese Zirkulationen nicht als dominierende Strukturen in der Grenzschicht anzusehen, sondern lediglich hinsichtlich der Größenskala gegenüber den kleinräumigen turbulenten Bewegungen als übergeordnet zu betrachten. Dies ist auch der Hauptgrund für die aufwendige Extraktion dieser TMCs durch die Ensemble-Mittelung.

In ihrer morgendlichen Entwicklungsphase sind die TMCs deutlich vom mittleren Wind gesteuert, d.h. es entstehen zunächst rollenartige Zirkulationen, deren Längsachsen in Richtung des geostrophischen Windes orientiert sind (siehe Abb. 5.13(a)). In diesem Stadium ist keine klare Zuordnung zu bestimmten Heterogenitätsflächen durchführbar. Hat sich am Boden durch die erhöhte Sonneneinstrahlung eine signifikantere Temperatur- (Wärmefluss-) Heterogenität eingestellt, so können komplexere Ausgleichsströmungen in Form von TMCs entstehen, die aufgrund des permanenten Forcings vom Boden über längere Zeit in dieser Form bestehen bleiben (siehe Abb. 5.13(b,c)). Die Anordnung der TMCs ist im Vergleich zur idealisierten Studie deutlich unregelmäßiger, was direkt auf die komplexer angeordnete Struktur der Oberflächenheterogenität zurückzuführen ist. Dennoch sind ab etwa 9-10 UTC (11-12 Uhr Ortszeit) vor allem im Bereich von Wasser/Wald-Diskontinuitäten Zirkulationsstrukturen zu erkennen, die in Abb. 5.13(b) zum Teil explizit markiert sind. Es ließe sich also (unter optimalen synoptischen Bedingungen wie schwachem Hintergrundwind, sehr hoher Einstrahlung) bereits aufgrund der Landnutzungs-Verteilung *a priori* abschätzen, in welchen Bereichen mit mesoskaligen Zirkulationen zu rechnen ist.

In Abb. 5.12(a) ist auch zu erkennen, dass einige dieser Bereiche Zirkulationen hervorrufen, die sich zu größeren, zusammenhängenden „Zirkulationsketten“ zusammenschließen. So zieht sich eine kompakte Zirkulation vom nördlichen Scharmützelseeufer bis hin zum Großen Selchower See. Auch im Bereich Neuendorfer See/Spree-Niederung/Großer Kossenblatter See ist klar eine Tendenz zu raumübergreifenden Zirkulationen zu erkennen. Hier wirkt sich der schwache Ostwind kaum negativ auf die Entstehung von mesoskaligen Zirkulationen aus, da in diesem Bereich die Temperaturgegensätze stark in Nord-Süd-Richtung angeordnet sind und somit Ausgleichsströmungen orthogonal zum Wind stattfinden können. Eventuell wirkt sich die leichte Windscherung in westlicher Richtung sogar leicht fördernd auf die Verbindung von einzelnen in Ost-West-Richtung

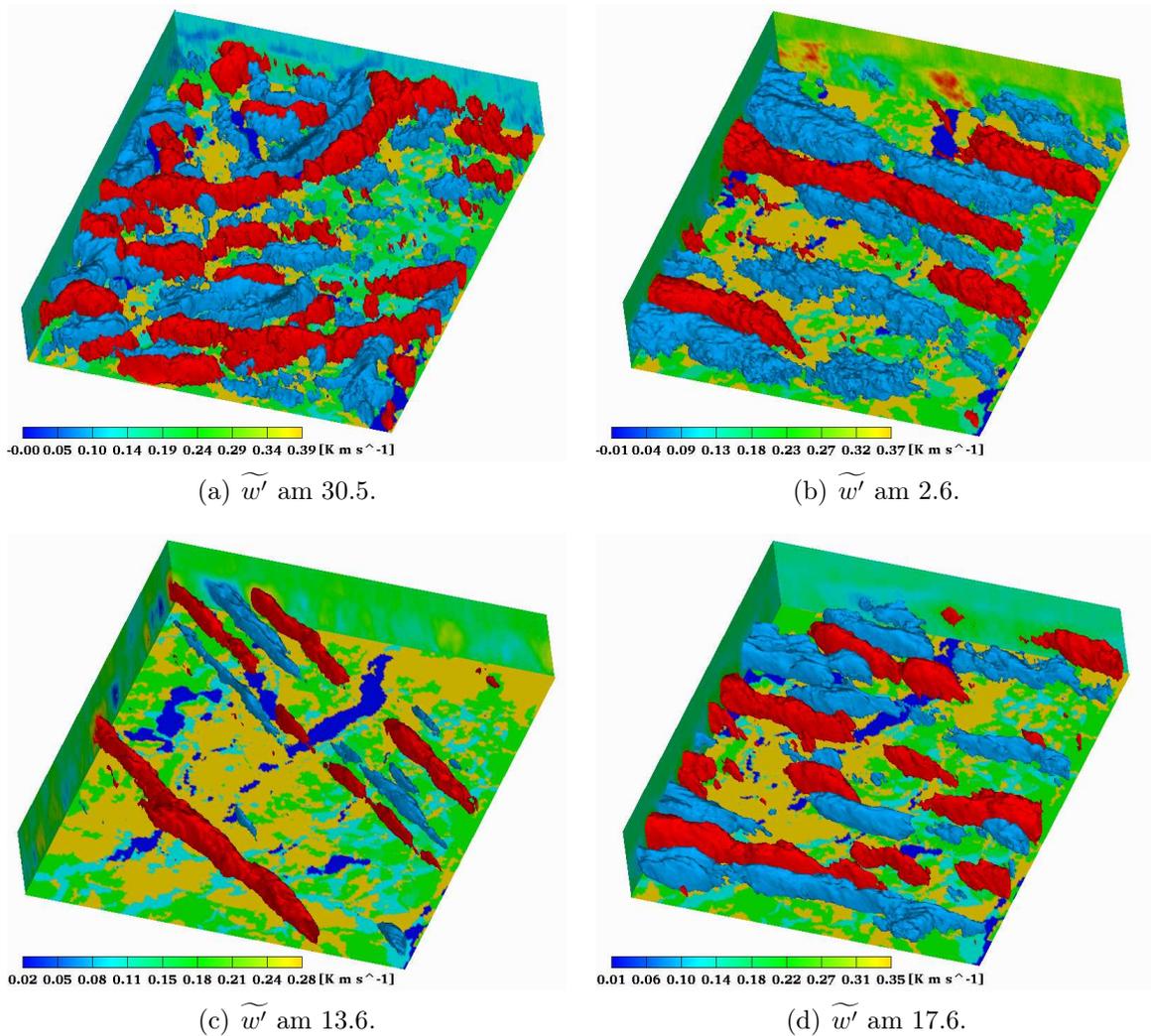


Abbildung 5.12: TMC-Struktur um 12 UTC an den „golden days“. Dargestellt ist jeweils eine rote Isooberfläche der heterogenitätsinduzierten Vertikalgeschwindigkeit von  $\tilde{w}' = 0.4 \text{ ms}^{-1}$  und eine blaue Isooberfläche von  $\tilde{w}' = -0.4 \text{ ms}^{-1}$ . Die untere Fläche in der Grafik stellt den vorgegebenen fühlbaren Wärmefluss am Erdboden dar (Mittel zwischen 11-12 UTC), über dessen Werte die Legende Aufschluss gibt. Die Seitenflächen zeigen einen Vertikalschnitt der heterogenitätsinduzierten Vertikalgeschwindigkeit, wobei ein dunkles Rot für das Maximum im gesamten Volumen steht und ein dunkles Blau für das Minimum im gesamten Volumen (siehe dazu Tab. 5.4).

angeordneten Zirkulationen aus. Diese Vermutung müsste jedoch in einer weiterführenden Studie genauer untersucht werden.

Bemerkenswert ist zudem, dass sich im Bereich des Hauptmessfeldes des LITFASS-Experimentes und dem gesamten vom Ackerland geprägten östlichen Teil des LITFASS-Gebietes deutlich weniger, bzw. schwächere TMCs befinden als im restlichen Gebiet. Das weist darauf hin, dass die Unterschiede in den verschiedenen Anbauarten (und da-

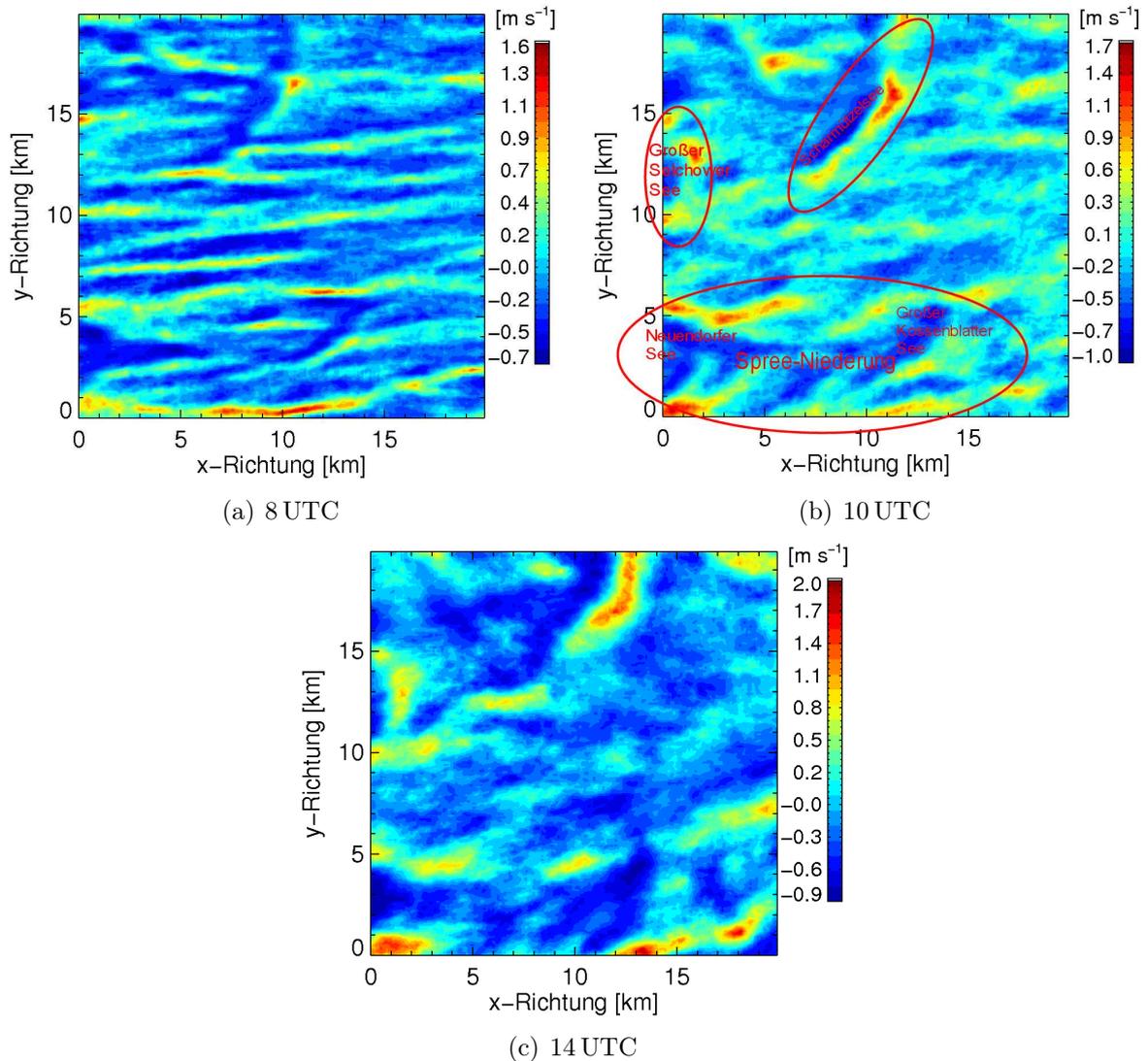


Abbildung 5.13: TMC-Struktur um 8, 10 und 14 UTC am 30.5. bei schwachem Wind aus östlicher Richtung. Dargestellt ist jeweils ein  $xy$ -Schnitt der Vertikalgeschwindigkeit bei  $0.5 z_i$ .

mit letztlich die Unterschiede im Wärmefluss) nicht besonders relevant hinsichtlich der Grenzschichtbeeinflussung durch Heterogenitäten sind. Ein weiterer Grund hierfür ist auch die Größe der einzelnen Parzellen, die meist unter einem Kilometer Kantlänge aufweisen und damit tagsüber kleiner als die Grenzschichthöhe sind, so dass keine die gesamte Grenzschicht umfassenden TMCs entstehen können.

Im Falle stärkeren Windes (2.6., 13.6., 17.6.) findet nicht nur im morgendlichen Entstehungsprozess der TMCs, sondern auch tagsüber eine deutlichere Orientierung der mesoskaligen Strukturen an die mittlere Windrichtung statt, so dass komplexere Zirkulationsstrukturen wie am 30.5. im Bereich des Scharmützelsees, des Großen Selchower Sees oder des Großen Kossenblatter Sees zu Gunsten von rollenförmig in Windrichtung

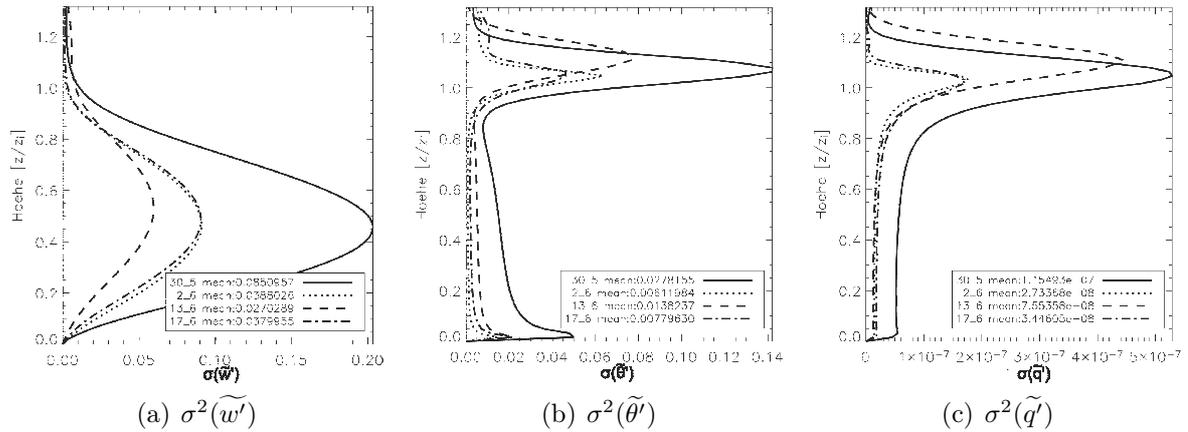


Abbildung 5.14: Varianzen der mesoskaligen Skalarfelder.

angeordneten Strukturen verschwinden. Durch die methodische Auslöschung des turbulenten Signals ist dieses Verhalten jedoch nicht mit der durch die zeitliche Mittelung beeinflussten rollenförmigen Anordnung im homogenen Fall (Abb. 3.2) zu vergleichen. An dieser Stelle greift der in Kap. 3 vorgestellte Zusammenhang zwischen den Temperaturdiskontinuitäten und dem Einfluss der Windscherung auf Ausgleichsströmungen. Im LITFASS-Gebiet ist die Anordnung dieser rollenförmigen Zirkulationen an die Heterogenität gebunden, was am 2.6. (Abb. 5.12(b)) im Bereich der Spreeniederung besonders deutlich hervortritt. Insgesamt verringert sich durch einen stärkeren Wind auch die Anzahl der Zirkulationen, was besonders am 13.6. (Abb. 5.12(c)) auffällt. Unter ähnlichen synoptischen Bedingungen, wie am 2.6. und 17.6. (Abb. 5.12(b,d)), treten auch ähnliche Zirkulationsmuster auf. D.h. es gibt auch unter realistischen Bedingungen Heterogenitätseinflüsse, die für einen bestimmten Landstrich typisch sind. Wie gezeigt wurde, ist durch die Landnutzung alleine jedoch keine konkrete Vorhersage der Zirkulationsmuster möglich, da hier der Windeinfluss eine große Rolle spielt. So ruft z.B. die Wärme fluxdiskontinuität in der Umgebung des Scharmützelsees an allen Tagen unterschiedliche Strukturen hervor.

Um einen allgemeinen Überblick über die Eigenschaften der heterogenitätsinduzierten Strukturen an allen untersuchten Tagen zu erhalten, bietet Tab. 5.4 eine Auflistung der globalen Maximal/-Minimalwerte und der Standardabweichungen der mesoskaligen Skalare (in der Höhe des Maximalwertes). Weiterhin sind die Extremwerte und Standardabweichungen in der unteren Grenzschicht ( $0.1 z_i$ ) aufgeführt, um eine Vorstellung des Einflusses auf bodennahe Messungen (99 m-Mast, unteres Helipod-Flugniveau) zu geben. Weiterhin sind in Abb. 5.14 die Varianzprofile der mesoskaligen Skalare aufgezeigt.

Das Höhenniveau, in dem der globale Maximalwert der mesoskaligen Variable auftritt, liegt (vergleichbar mit der Höhe für  $w_{\max}^2$ , Abb. 3.8(d)) für die Vertikalgeschwindigkeit in der Mitte der Grenzschicht, während die Maximalwerte der mesoskaligen Temperatur- und Feuchteabweichungen durch die Bodenheterogenität bzw. das Entrainment bedingt sind und in den entsprechenden Höhenbereichen auftreten (bis auf

Tag	$\phi'$	$z_{\tilde{\phi}'_{\max}} [z/z_i]$	$\sigma_{\tilde{\phi}'}$ $z = z_{\tilde{\phi}'_{\max}}$	min / max global	$\sigma_{\tilde{\phi}'}$ $z = 0.1 z_i$	min / max $z = 0.1 z_i$
30.5.	$\tilde{w}'$ [m s <sup>-1</sup> ]	0.58	0.46	-1.2/2.8	0.18	-0.76/0.96
	$\tilde{\theta}'$ [K]	1.0	0.24	-1.13/0.77	0.19	-0.55/0.61
	$\tilde{q}'$ [g kg <sup>-1</sup> ]	1.0	0.67	-1.54/1.38	0.20	-0.48/0.47
2.6.	$\tilde{w}'$ [m s <sup>-1</sup> ]	0.86	0.27	-0.96/1.26	0.12	-0.46/0.54
	$\tilde{\theta}'$ [K]	0.02	0.16	-0.72/0.40	0.09	-0.24/0.29
	$\tilde{q}'$ [g kg <sup>-1</sup> ]	1.0	0.23	-0.61/0.44	0.20	-0.52/0.37
13.6.	$\tilde{w}'$ [m s <sup>-1</sup> ]	0.78	0.22	-0.60/1.39	0.07	-0.27/0.39
	$\tilde{\theta}'$ [K]	0.02	0.12	-0.49/0.36	0.08	-0.23/0.29
	$\tilde{q}'$ [g kg <sup>-1</sup> ]	1.0	0.15	-0.39/0.40	0.11	-0.33/0.36
17.6.	$\tilde{w}'$ [m s <sup>-1</sup> ]	0.59	0.36	-0.99/1.60	0.12	-0.41/0.62
	$\tilde{\theta}'$ [K]	0.02	0.18	-0.72/0.46	0.12	-0.32/0.36
	$\tilde{q}'$ [g kg <sup>-1</sup> ]	1.0	0.25	-0.78/0.46	0.17	-0.45/0.35

Tabelle 5.4: Minimal-/Maximalwerte und Standardabweichungen der mesoskaligen Variablen erster Ordnung um 13 UTC. Zu dieser Zeit trat jeweils die höchste Standardabweichung des Tages auf.

den 30.5., wo die maximale mesoskalige Temperaturabweichung ebenfalls an der Obergrenze der Grenzschicht auftritt). Ganz klar lässt sich auch der negative Einfluss der Windstärke auf die Stärke der TMCs erkennen: Sowohl die Maximalwerte von  $\tilde{\theta}'$ , als auch die Varianzen/Standardabweichungen in der entsprechenden Höhe nehmen mit steigender Windgeschwindigkeit sukzessive ab. Damit sinken auch die Werte von  $\tilde{w}'$  ab, denn die Zirkulationen entstehen durch die Temperaturgegensätze in Bodennähe. Ein negativer Einfluss der Windstärke auf  $\tilde{q}'$  ist ebenfalls zu erkennen. Für die beiden Skalare gilt jedoch im Vergleich zu der jeweiligen charakteristischen Größe  $\theta_*$  bzw.  $q_*$ , dass die mesoskaligen Variablen von der gleichen Größenordnung sind ( $\tilde{\theta}'$ ), bzw. sogar um eine Größenordnung höher liegen ( $\tilde{q}'$ ). Letzteres liegt jedoch an der Berechnung von  $q_* = LE_3/w_*$ : Da der latente Fluss mit der Höhe stark ansteigt, unterschätzt  $q_*$  die „wahre“ turbulenzbedingte Abweichung in der Feuchte. Somit ist ein Vergleich von  $\tilde{q}'$  und  $q_*$  nicht aussagekräftig. In  $0.1 z_i$  ist die Standardabweichung von  $\tilde{w}'$  deutlich reduziert und beträgt je nach Tag nur etwa 3-7% von  $w_*$ . Dagegen nehmen die Werte der mesoskaligen Feuchteabweichungen zum Boden hin kaum ab. Für die Temperatur sind ebenfalls kaum Änderungen zu erkennen, wobei zu beachten ist, dass sich die betrachtete Höhe nur unwesentlich ändert.

Anhand Tab. 5.4 und Abb. 5.14 lässt sich somit ein direktes<sup>2</sup> Ranking der „golden days“ angeben: Am 30.5. sind die stärksten TMCs entstanden, gefolgt vom 17.6. und 2.6., während am 13.6. die schwächsten TMCs aufgetreten sind.

<sup>2</sup> $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  lässt nur einen indirekten Rückschluss auf die Stärke der TMCs zu.

### 5.4.2 Abmessungen und Periodizität der TMCs

Um die Struktur und Eigenschaften der heterogenitätsinduzierten Zirkulationen quantitativ analysieren zu können, wurde eine zweidimensionale Autokorrelationsanalyse nach LOHOU *et al.* (1998, 2000) mit den Größen  $\tilde{w}'$ ,  $\tilde{\theta}'$  und  $\tilde{q}'$  durchgeführt. Hierbei ist der Korrelationskoeffizient  $\varrho_{\tilde{\phi}'\tilde{\psi}'}(\delta_x, \delta_y)$  für die Nullverschiebung gleich Eins und nimmt in Abhängigkeit der Verschiebungslänge  $\delta_x$  in  $x$ -Richtung und  $\delta_y$  in  $y$ -Richtung Werte zwischen  $-1$  (exakt anti-korreliert) und  $1$  (exakt korreliert) an:

$$\varrho_{\tilde{\phi}'\tilde{\psi}'}(\delta_x, \delta_y) = \frac{\int_{x=x_1}^{x_2} \int_{y=y_1}^{y_2} \tilde{\phi}'(x, y) \cdot \tilde{\psi}'(x + \delta_x, y + \delta_y) dx dy}{\sqrt{\int_{x=x_1}^{x_2} \int_{y=y_1}^{y_2} [\tilde{\phi}'(x, y)]^2 dx dy} \sqrt{\int_{x=x_1}^{x_2} \int_{y=y_1}^{y_2} [\tilde{\psi}'(x + \delta_x, y + \delta_y)]^2 dx dy}} \quad (5.8)$$

mit  $x_1 = G_{\text{LIT}}(x_{\text{min}})$ ,  $x_2 = G_{\text{LIT}}(x_{\text{max}})$ ,  $y_1 = G_{\text{LIT}}(y_{\text{min}})$ ,  $y_2 = G_{\text{LIT}}(y_{\text{max}})$ ,

Autokorrelation  $\varrho_{\tilde{\phi}'}: \tilde{\psi}' = \tilde{\phi}'$ , sonst Kreuzkorrelation.

Gl. (5.8) gilt für den ersten Quadranten der (Auto-)Korrelationsmatrix, also für eine positive Verschiebung in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Hinsichtlich des dritten Quadranten herrscht Symmetrie, d.h.  $\varrho_{\tilde{\phi}'}(-\delta_x, -\delta_y) = \varrho_{\tilde{\phi}'}(\delta_x, \delta_y)$ . Ebenso ist der zweite Quadrant (Verschiebung in negativer  $x$ - und positiver  $y$ -Richtung) symmetrisch zum vierten Quadranten (Verschiebung in positiver  $x$ - und negativer  $y$ -Richtung).

Abb. 5.15 zeigt eine Auswahl aus der zweidimensionalen Korrelationsanalyse, welche für die LITFASS-Simulationen mit einer maximalen Verschiebung von 10 km durchgeführt wurde. Die Gegenüberstellung des windschwachen 30.5. und des windstarken 13.6. soll exemplarisch die Unterschiede in der Anordnung der mesoskaligen Variablen unter verschiedenen synoptischen Bedingungen aufzeigen. Bei der Autokorrelationsfunktion der mesoskaligen Vertikalgeschwindigkeit des 30.5. zeigen sich zunächst im Vergleich zu Abb. 5.12(a) deutlich kleinere Strukturen. Starke Korrelationen von 0.4-1.0 sind nur bis etwa  $\pm 1.3$  km in nord-westlicher und süd-östlicher Richtung, bzw.  $\pm 2.5$  km in nord-östlicher und süd-westlicher Richtung zu beobachten. Die Richtung des geostrophischen Windes (dieser weht aus Osten) spielt demnach für die Ausrichtung der mesoskaligen Zirkulationsstrukturen am 30.5. eine untergeordnete Rolle. Hier wird nicht nur lokal (siehe Abb. 5.12(a)), sondern auch im Mittel die Ausrichtung der Zirkulationen von der Anordnung der Inhomogenitäten am Boden dominiert. Diese Anordnung ist zufällig verteilt, weshalb im Mittel keine einheitliche Ausrichtung der Zirkulationen entsteht. Zum Beispiel ist die mesoskalige Zirkulation im Bereich des Scharmützelsees in Nordost-Südost-Richtung ausgerichtet, während die Zirkulation im Bereich der Spreeniederung in Ost-West-Richtung ausgerichtet ist. Damit bleibt der Bereich hoher Korrelation im Vergleich zu einzelnen TMCs (Abb. 5.12(a)) relativ klein. Im Gegensatz hierzu erfolgt die Ausrichtung der TMCs bei höheren Windgeschwindigkeiten nahezu unabhängig von der expliziten Anordnung der Heterogenitäten in Richtung der geostrophischen Windes (siehe Abb. 5.15(b)), weshalb hier eine hohe Korrelation von 0.4-1.0 über bis zu 10 km in Windrichtung resultiert, während die Ausdehnung dieser Zirkulationen orthogonal zur Windrichtung nur bei etwa 1.2 km liegt und damit vergleichbar mit dem 30.5. ist.

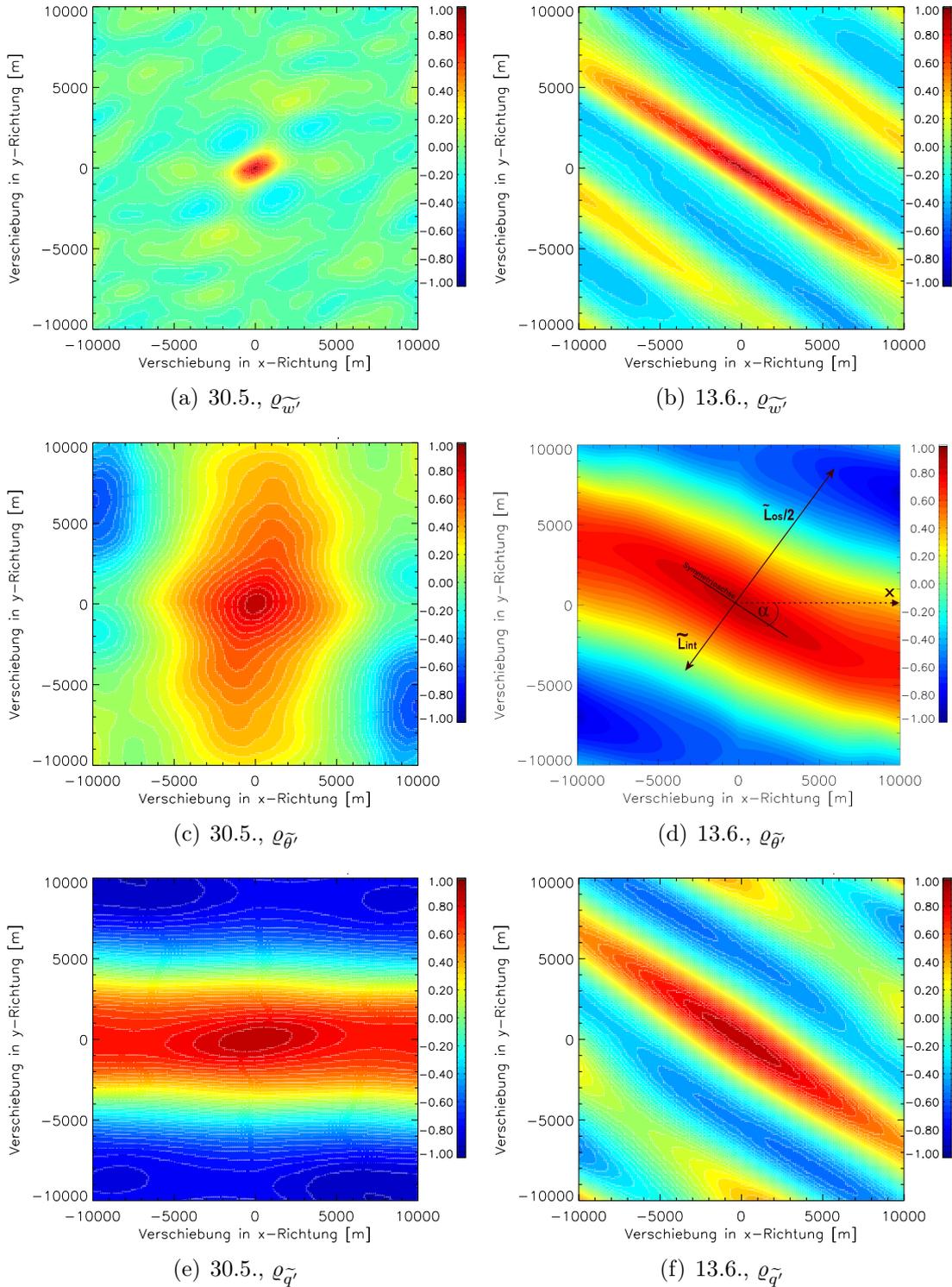


Abbildung 5.15: Ergebnis der zweidimensionalen Autokorrelationsfunktion Gl. (5.8) für mesoskalige Skalare in  $0.4 z_i$  um 13 UTC. In (d) sind charakteristische Längen- und Winkelangaben eingezeichnet, mit deren Hilfe die typische Abmessung ( $\tilde{L}_{int}$ ) und Periodizität ( $\tilde{L}_{os}$ ) der mesoskaligen Strukturen abgeleitet werden kann.

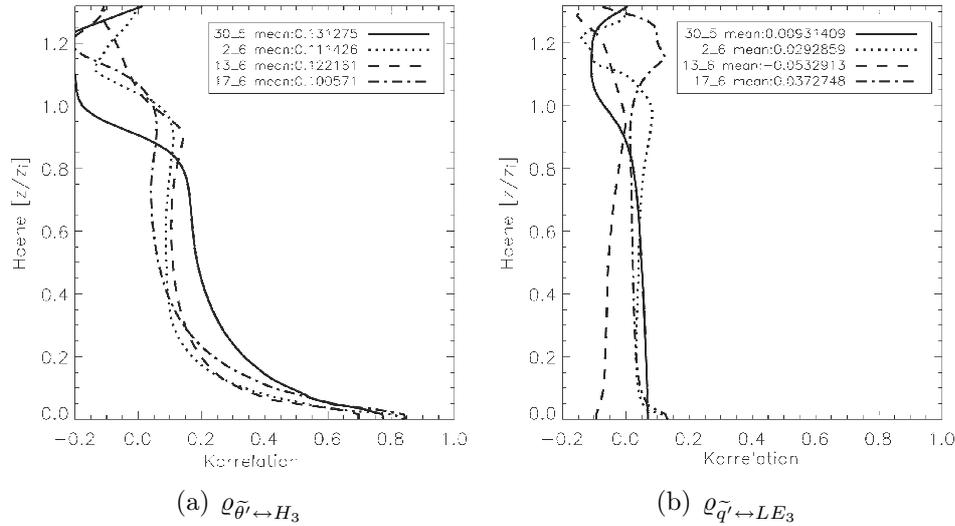


Abbildung 5.16: Korrelation der am Boden vorgegebenen Wärmefflussfeldern zu den entsprechenden mesoskaligen Skalarfeldern in Abhängigkeit der Höhe, jeweils für den Zeitraum von 11-12 UTC.

Die Formierung solcher rollenartigen TMCs wurden auch bereits bei den idealisiert inhomogenen Heterogenitäten aufgezeigt (siehe Abb. 3.13(b)). Die Ursache der TMCs ist demnach weiterhin in der Heterogenität und den dadurch hervorgerufenen Ausgleichsströmungen zu sehen. Ab einer gewissen Windgeschwindigkeit wird aufgrund der erhöhten Windscherung die Ausrichtung der mesoskaligen Zirkulationen dann aber im Wesentlichen von der Windrichtung bestimmt.

Im Gegensatz zur Vertikalgeschwindigkeit zeigt die Autokorrelation der Temperatur bei schwachem geostrophischen Wind noch einen deutlich größeren Einflussbereich der lokalen Inhomogenität (Abb. 5.15(c)). Dabei entspricht die Ausrichtung und Ausdehnung dieser Strukturen nur bedingt derjenigen der TMCs. In Bodennähe sind die mesoskaligen Temperaturfelder ein nahezu direktes Abbild der heterogenen Landoberfläche (siehe Abb. 5.16(a)). Mit ansteigender Höhe wird dieses Abbild unschärfer (Korrelation nimmt ab) und  $\theta'$  geht in gröbere Strukturen über. Dies wird durch den Einfluss einer Vielzahl von Prozessen innerhalb der Grenzschicht wie Scherungskräfte, der turbulenten Durchmischung, etc. verursacht. Dennoch wirken sich die beiden großen intern nahezu homogenen Gebiete „Wald“ (im westlichen Teil des LITFASS-Gebietes) und „Ackerland“ (alle landwirtschaftlich betriebenen Flächen im östlichen Teil des LITFASS-Gebietes) bei der 2D-Autokorrelation dieser Felder sehr stark aus und erzeugen eine gute horizontale Temperatur-Korrelation über mehrere Kilometer, vor allem in Nord-Süd-Richtung. Dies ist auch die primäre Orientierung der beiden genannten Landnutzungsformen.

Im Gegensatz zur mesoskaligen Temperaturverteilung sind die mesoskaligen Feuchtestrukturen exakt in Richtung des mittleren Windes ausgerichtet, und das bereits bei niedrigen Windgeschwindigkeiten wie am 30.5. (siehe Abb. 5.15(e,f)). Hier kann daher keineswegs von einer reinen passiven Verlagerung der Feuchte durch die TMCs ausgegangen werden. Vielmehr zeigt sich der von LOHOU *et al.* (2000) für turbulente Felder aufgezeig-

te Sachverhalt, dass die Feuchtestrukturen von der Grenzschichtobergrenze bis hinunter zum Boden von der Scherung des mittleren geostrophischen Windes gesteuert werden, auch für die mesoskaligen Feuchtefelder. Denn eine Verbindung von  $q'$  zum am Boden vorgegebenen Verdunstungsfeld ist nicht zu erkennen, wie die Korrelation in Abb. 5.16(b) zeigt. Dies ist auch auf die geringe Verdunstung während des Experimentes zurückzuführen, die ihren Ursprung in der geringen Niederschlagsmenge des Frühjahrs und während LITFASS-2003 hat (siehe hierzu auch Kap. 4.1.6). Die Landoberflächen-Heterogenität im LITFASS-Gebiet ist demnach fast ausschließlich durch eine Temperatur-Heterogenität charakterisiert, die auf die heterogene Temperatur-Verteilung innerhalb der darüberliegenden Grenzschicht großen Einfluss hat, während die heterogene Verteilung der Feuchte innerhalb der Grenzschicht in erster Linie von der Dynamik an der Obergrenze der Grenzschicht bestimmt wird, wie es auch bei LOHOU *et al.* (2000) für eine Grenzschicht über homogenem Gelände beschrieben ist. Dies gilt zumindest in dem vorliegenden Fall der schwachen Verdunstung am Boden und sehr trockenen freien Atmosphäre. Der Vergleich der mesoskaligen Feuchte zwischen dem 30.5. und dem 13.6. zeigt, dass eine größere Windscherung schmale, langgestreckte Feuchtestrukturen begünstigt.

### Quantitative Analyse der charakteristischen Größe der mesoskaligen Felder

Um die Ergebnisse der zweidimensionalen Autokorrelationsanalyse quantitativ detaillierter zu untersuchen, wurden die der Abb. 5.15 zugrunde liegenden Daten (und jene Daten der übrigen Tage und weiterer Höhen) nach LOHOU *et al.* (2000) weiterverarbeitet. Hierzu wurden die Datenfelder um den Winkel  $\alpha$  im Uhrzeigersinn gedreht, so dass die Symmetrieachse, auf welcher die Korrelation in Abhängigkeit von der Entfernung zur Nullverschiebung am stärksten ist, in  $x$ -Richtung liegt. Anschließend kann der Korrelationswert, beginnend bei der Nullverschiebung, in Abhängigkeit zur Verschiebung in  $y$ -Richtung dargestellt werden (Abb. 5.17). Zum einen lässt sich damit der typische

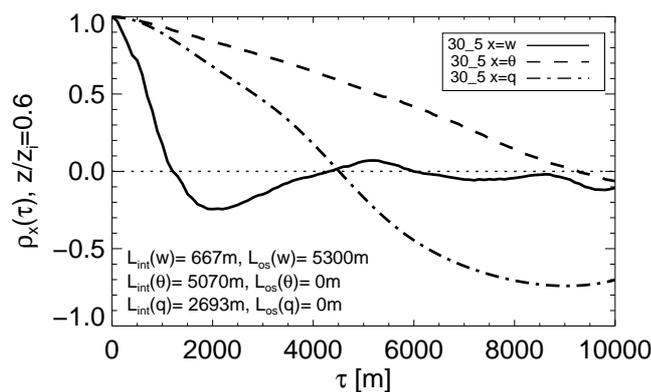


Abbildung 5.17: Wert der Autokorrelationsfunktion in Abhängigkeit der Verschiebung  $\tau = \sqrt{\delta_x^2 + \delta_y^2}$  orthogonal zur primären Ausrichtung der mesoskaligen Struktur.

Einflussbereich ( $\sim$  Radius) der mesoskaligen Strukturen bestimmen, indem man äquivalent zur Turbulenztheorie deren integrale Längenskala berechnet ( $\tilde{L}_{\text{int}}$ , wie Gl. (4.15)).

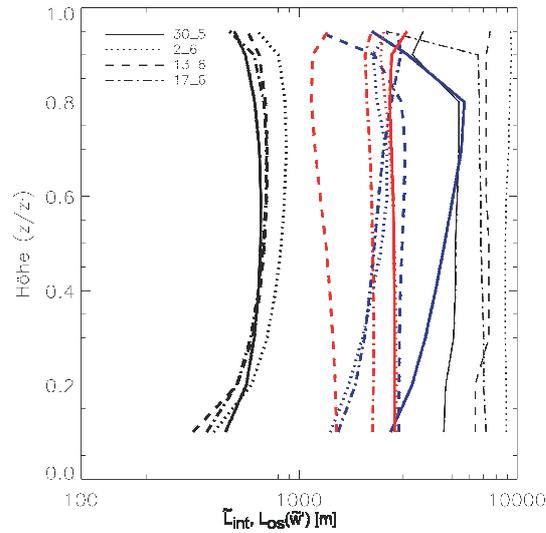


Abbildung 5.18:  $\tilde{L}_{\text{int}}$  (dicke Linien) und  $L_{\text{os}}(\tilde{w}')$  (dünne Linien) innerhalb der Grenzschicht für alle „golden days“. Die schwarzen Linien stellen die Werte für  $\tilde{w}'$ , die blauen für  $\tilde{\theta}'$  und die roten Linien für  $\tilde{q}'$  dar.

Als charakteristische Größe geht in diese Berechnung die Verschiebungsweite bis zum ersten Nulldurchgang ein. Zum anderen ist es auch möglich, bei Vorliegen einer gewissen Periodizität (z.B. bei rollenartigen Auf- und Abwindstrukturen) die Wellenlänge ( $\tilde{L}_{\text{os}}$ ) zu ermitteln. Diese wird nach LOHOU *et al.* (2000) direkt durch die Verschiebungsweite bestimmt, bei der ein positives Sekundärmaximum auftritt. In allen untersuchten Fällen konnte eine integrale Längenskala der mesoskaligen Variablen berechnet werden, während eine konkrete Wellenlänge häufig nur für die mesoskalige (heterogenitätsinduzierte) Vertikalgeschwindigkeit festgestellt werden konnte. In Abb. 5.17 ist gut zu erkennen, dass für  $\tilde{\theta}'$  und  $\tilde{q}'$  kein Sekundärmaximum auftritt.

Einen Überblick über  $\tilde{L}_{\text{int}}$  und  $\tilde{L}_{\text{os}}$  für die „golden days“ bietet Abb. 5.18. Für  $\tilde{w}'$ ,  $\tilde{\theta}'$  und  $\tilde{q}'$  ist jeweils ein unterschiedlicher Skalenbereich sowie eine unterschiedliche Höhenabhängigkeit in  $\tilde{L}_{\text{int}}$  festzustellen: Die typische integrale Längenskala der heterogenitätsinduzierten Vertikalgeschwindigkeit ist in Bodennähe und in der Nähe der Obergrenze der Grenzschicht mit 300-500 m am Geringsten und steigt in der Mitte der Grenzschicht, je nach Tag, bis etwa 600-900 m an.

Insgesamt unterscheiden sich die untersuchten Tage in  $\tilde{L}_{\text{int}}(\tilde{w}')$  kaum voneinander. Hierin zeigt sich die Relevanz dieser Analyseform, denn in den gezeigten Isooberflächen von  $\tilde{w}'$  (Abb. 5.12) entsteht der Eindruck, dass starkwindigere Tage schmalere Zirkulationsstrukturen hervorrufen. Vielmehr wird nun jedoch klar, dass die Windstärke zwar Einfluss auf die mittlere Orientierung der TMCs zur geostrophischen Windrichtung hat (hohe Windgeschwindigkeit = geringer Ablenkungswinkel zu  $u_g$ ) sowie Einfluss auf die „Länge“ der TMCs in Windrichtung hat (siehe auch Abb. 5.15(a,d)), jedoch kaum Einfluss auf den Durchmesser der mesoskaligen Zirkulationen besteht. Letzterer ist im LITFASS-Gebiet vergleichbar mit der Grenzschichthöhe:  $2 \cdot \tilde{L}_{\text{int}}(\tilde{w}') = 1200\text{-}1800\text{ m}$ .

Des Weiteren bestätigt  $\tilde{L}_{os}(\tilde{w}')$ , dass an allen Tagen periodische wiederkehrende Auf- und Abwindstrukturen, also klassische Zirkulationsmuster, vorlagen. Deren Wellenlänge beträgt zwischen 5 km (30.5.) und 9 km (2.6.)<sup>3</sup>. Das bedeutet für Flugmessungen in LITFASS-2003, dass selbst bei einer möglichen Detektion der gegenüber  $w_*$  sehr schwachen heterogenitätsinduzierten Auf- und Abwindstrukturen einzelner TMCs eine Detektion ihrer Periodizität aufgrund der großen Wellenlängen nahezu unmöglich ist. Denn bei einem Flugweg, der nicht orthogonal zu dieser Periodizität ausgerichtet ist, vergrößert sich der Weg zum nächsten mesoskaligen Ab- oder Aufwind und kann dann sogar die Länge eines Fluglegs überschreiten.

Außerdem wird in Abb. 5.18 ersichtlich, dass die integrale Längenskala der heterogenitätsinduzierten Temperaturverteilung von der unteren Grenzschicht ( $\tilde{L}_{int}(\tilde{\theta}') = 1.5-2.8$  km) bis etwa  $0.8 z_i$  ( $\tilde{L}_{int}(\tilde{\theta}') = 2.3-5.5$  km) zunimmt, um darüber bis zur Obergrenze der Grenzschicht wieder abzunehmen. Damit ist sie um ein Vielfaches größer als  $\tilde{L}_{int}(\tilde{w}')$ . Wie bereits erwähnt, ist  $\tilde{\theta}'$  sehr eng mit der Landoberflächennutzung, also der Heterogenität selbst, verknüpft. Daher lässt sich  $\tilde{L}_{int}(\tilde{\theta}')$  auch näherungsweise als charakteristischer Radius der einzelnen homogenen Teilflächen der Heterogenität betrachten, deren charakteristischer Durchmesser demnach etwa zwischen 3.0-5.6 km liegt. Der Anstieg der integralen Längenskala mit zunehmender Höhe lässt sich, wie bereits erwähnt, auf den geringen Höhen-Wirkungsbereich kleinerer Temperatur-Inhomogenitäten zurückführen, die ab einer gewissen Höhe (die entsprechende „blending height“ der potentiellen Temperatur liegt etwa bei  $0.2-0.3 z_i$ , siehe Abb. 5.16(a) und ALBERTSON und PARLANGE (1999b)) von den großen Inhomogenitätsklassen „Wald“ und „Ackerland“ repräsentiert werden.

Die integrale Längenskala der heterogenitätsinduzierten Feuchte weist drei Unterschiede zu  $\tilde{L}_{int}(\tilde{w}')$  und  $\tilde{L}_{int}(\tilde{\theta}')$  auf: Erstens weist  $\tilde{L}_{int}(\tilde{q}')$  keine wesentliche Höhenabhängigkeit auf. Zweitens ist bei  $\tilde{L}_{int}(\tilde{q}')$  ein Zusammenhang zur geostrophischen Windstärke zu erkennen: Am 13.6. ist der Wert nur etwa halb so groß wie am 30.5. Drittens liegt  $\tilde{L}_{int}(\tilde{q}')$  in den meisten Fällen mit 1.2-2.8 km zwischen  $\tilde{L}_{int}(\tilde{w}')$  und  $\tilde{L}_{int}(\tilde{\theta}')$ . Die ersten beiden Punkte bestätigen die Theorie, dass die Verteilung der heterogenitätsinduzierten Feuchte im LITFASS-Experiment wesentlich durch den geostrophischen Wind getriggert wird, wobei ein erhöhtes  $u_g$  im Gegensatz zu  $\tilde{L}_{int}(\tilde{w}')$  zu schmalere Strukturen führt. Auch der dritte Punkt zeigt, dass weder eine reine passive Verlagerung der Feuchte mit den TMCs stattfindet, noch eine eigene vom Boden ausgehende Feuchteheterogenität in der Grenzschicht besteht, wie es für die heterogene Temperaturverteilung der Fall ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich die drei skalaren, heterogenitätsinduzierten Größen in ihrer Verteilung, ihrer Orientierung und ihren Skalen deutlich voneinander unterscheiden. Zwar lassen sich lokale Temperaturgradienten mit lokalen mesoskaligen Zirkulationen zur Deckung bringen, jedoch existieren keine großskaligen Ausgleichsströmungen z.B. zwischen dem westlich gelegenen Waldgebiet und dem Ackerland im Osten. Hier besteht daher ein Gegensatz zur idealisierten Studie, in der dar-

---

<sup>3</sup>Es sei darauf hingewiesen, dass  $L_{int}(\tilde{w}')$  nur den „Kernbereich“ mit einem direkten Zusammenhang zur Quelle (Nullverschiebung) darstellt und daher nicht für eine Abschätzung der Gesamtgröße einer TMC herangezogen werden kann ( $L_{os}(\tilde{w}') \neq 4 \cdot L_{int}(\tilde{w}')$ ).

gelegt wurde, dass bei komplexeren Heterogenitätsmustern die größte Wellenlänge in der Inhomogenität nach einigen Stunden dominiert und eine entsprechende TMC hervorruft. Es ist jedoch zu bedenken, dass in den LITFASS-Simulationen eine deutlich komplexere und realitätsnähere Herangehensweise gewählt wurde. Dies zeigt, wie wichtig die genaue Vorgabe einzelner Faktoren wie Heterogenitätsverteilung, Wärmeflussvorgabe, synoptische Randbedingungen, etc. für die Ermittlung des wahren Einflusses der Landoberflächeninhomogenität auf die Grenzschicht ist. Es ist anzunehmen, dass sowohl die tageszeitabhängige Vorgabe des heterogenen Wärmeflusses, wie auch der Komplexitätsgrad der Heterogenität (viele unterschiedlich große und gestaltete homogene Teilflächen) die primären Gründe für die Abweichungen der idealisierten Studie zu den LITFASS-Simulationen sind.

Wenngleich die Analyse der mesoskaligen Skalare das Verständnis und die Vorstellung von mesoskaligen Strukturen während LITFASS-2003 vertieft hat und die Ergebnisse zumeist direkt im Zusammenhang mit der Heterogenität am Erdboden gesetzt werden konnten, steht die Untersuchung der mesoskaligen Wärmeflüsse noch aus. Das nächste Kapitel widmet sich deshalb der quantitativen Analyse dieser Variablen.

## 5.5 Heterogenitätsinduzierte Wärmeflüsse während LITFASS-2003

Einer der wichtigsten Punkte dieser Arbeit besteht in der quantitativen Bestimmung der mesoskaligen Wärmeflüsse. Wie bereits in Kap. 1 erwähnt, wird in NWP's der nicht-aufgelöste turbulenzbedingte Wärmetransport parametrisiert. Die vorangegangenen Kapitel haben gezeigt, dass während LITFASS-2003 eine Vielzahl von TMC's bestanden, deren Größenordnung unterhalb der Gitterweite eines NWP's anzusiedeln ist. Nachdem bereits geklärt wurde, dass hierdurch nur in Ausnahmefällen ein geringer zusätzlicher fühlbarer bzw. latenter Wärmefluss entsteht (Kap. 5.1.1), stellt sich dennoch die Frage, wie groß der heterogenitätsinduzierte Anteil am Gesamtwärmefluss ist. Es soll nun im Folgenden untersucht werden, ob die bestehenden Turbulenzparametrisierungen die heterogenitätsinduzierten Flüsse explizit berücksichtigen sollten, oder nicht.

Die Vorgehensweise bei der quantitativen Ermittlung der heterogenitätsinduzierten Flüsse wurde bereits in Kap. 4.3 aufgezeigt: Der über  $G_{LIT}$  horizontal gemittelte (fühlbare oder latente) Wärmefluss setzt sich in jeder Höhe aus einem globalskaligen Fluss, einem mesoskaligen Fluss und einem kleinskaligen turbulenten Fluss zusammen. An dieser Stelle sei Gl. (4.38) nochmals in Erinnerung gerufen:

$$\overline{w\phi}(z) = \overline{w}(z)\overline{\phi}(z) + \overline{\tilde{w}'\tilde{\phi}'}(z) + \overline{w''\phi''}(z),$$

und festgehalten, dass bei der Mittelung über das gesamte horizontale Gebiet der globalskalige Fluss verschwindet, wenn kein Absinken vorgegeben wurde. In den übrigen Fällen ist dieser Term zu berücksichtigen. Aus den berechneten ersten drei Termen von Gl. (4.38) lässt sich anschließend der vierte Term (der turbulente Anteil) ermitteln, ohne diesen vorher explizit zu berechnen.

Um die mesoskaligen Flüsse der unterschiedlichen Tage zu allen Tageszeiten vergleichen zu können, ist eine Zeitreihen-Darstellung notwendig. Abb. 5.19 zeigt jedoch zunächst exemplarisch Höhenprofile der mesoskaligen Flüsse gemäß Gl. (4.38), aus denen diese Zeitreihen berechnet werden. Es ist gut zu erkennen, dass sowohl der fühlbare, als auch der latente globalskalige Fluss vernachlässigbar klein gegenüber dem Gesamtwärmefluss ist. Dies zeigt, dass die Betrachtung des LITFASS-Gebietes als Ausschnitt aus dem gesamten Modellgebiet nur geringen Einfluss auf die Ergebnisse hat. Daher finden die globalskaligen Flüsse im weiteren Verlauf dieser Arbeit keine Erwähnung mehr. Des Weiteren nimmt der kleinskalige, turbulente Wärmefluss am frühen Nachmittag des 30.5. jeweils den größten Anteil in beiden Wärmeflüssen ein. Dies ist auch an den anderen „golden days“ der Fall. Der mesoskalige Wärmefluss ist in Bodennähe null, da in diesen Term nur die aufgelöste mesoskalige Vertikalgeschwindigkeit der LES eingeht. Diese ist in der unteren Region der Grenzschicht noch sehr klein (siehe auch Abb. 5.14(a)). Eine signifikante Beeinflussung der bodengebundenen Turbulenzmesskomplexe (Kap. 4.1.1) durch TMCs kann somit ausgeschlossen werden. Mit zunehmender Höhe steigt der mesoskalige fühlbare Wärmefluss zunächst bis etwa  $0.4 z_i$  an, sinkt oberhalb jedoch wieder und nimmt zwischen  $0.8-1.05 z_i$  negative Werte an. Im oberen Grenzschichtabschnitt ähnelt daher der Verlauf des mesoskaligen fühlbaren Flussprofils demjenigen des Gesamtwärmeflusses. Im Übrigen entsprechen die dargelegten Höhenprofile der Gesamtflusskomponenten qualitativ den Ergebnissen der idealisierten Studie von PATTON *et al.* (2005).

Der latente mesoskalige Wärmefluss ist im Gegensatz zum fühlbaren mesoskaligen Wärmefluss zwischen  $0.0-0.2 z_i$  sehr klein. Hier kommt zusätzlich zum geringen Wert von  $\tilde{w}'$  auch ein geringer Wert von  $\tilde{q}'$  hinzu, da mit Ausnahme der Wasser- und Wald-Gebiete kaum landnutzungs-bedingte heterogene Feuchtequellen und -senken in LITFASS-2003 bestehen. Darüber steigt  $\tilde{w}'(z)\tilde{q}'(z)$  bis  $0.85 z_i$  deutlich an, und sinkt anschließend zwischen  $0.9-1.1 z_i$  stark ab. Zwischen  $0.95-1.2 z_i$  kommt es zu einem negativen Wert für  $\tilde{w}'(z)\tilde{q}'(z)$ . Dieser ist am 30.5. vergleichbar mit dem positiven Maximum in  $0.85 z_i$ . Der Grund hierfür ist in Abb. 5.19(c) zu erkennen: Die Quadrantenanalyse (z.B. SULLIVAN *et al.*, 1998) zeigt auf, dass der abwärtsgerichtete Transport von feuchter Luft in den TMCs in diesem Höhenbereich den Wert von  $\tilde{w}'(z)\tilde{q}'(z)$  dominiert. Der Ursprung der feuchten Luft kann in diesem Falle nur aus der Grenzschicht selbst stammen, da in der freien Atmosphäre sehr trockene Luft vorherrscht. Daraus folgt, dass der wesentliche mesoskalige Feuchtetransportprozess folgendermassen ablaufen muss: Die feuchte bodennahe Luft (Evapotranspiration) wird durch die TMC-Aufwinde bis an die Obergrenze der Grenzschicht transportiert und anschließend im TMC-Abwind wieder in Richtung Boden transportiert. In diesem Vorgang findet nur eine geringe Einmischung von durch kleinskalige Turbulenz entrainer trockener Luft in die mesoskalige Zirkulation statt, so dass sich der Feuchtegrad innerhalb der geschlossenen Zirkulation kaum ändert. Durch die heterogene Verteilung der Grenzschichthöhe (Kap. 5.2.1) wird klar, dass die in die freie Atmosphäre hineindringenden TMC-Aufwinde den horizontalen Feuchtekontrast zur Luft der freien Atmosphäre in der gleichen Höhe verstärken. Durch den hierdurch hervorgerufenen großen Wert von  $+\tilde{q}'(z \approx z_i)$  und einer abwärtsgerichteten, beschleunigten Vertikalbewegung entsteht in dieser Höhe ein großer negativer Fluss.

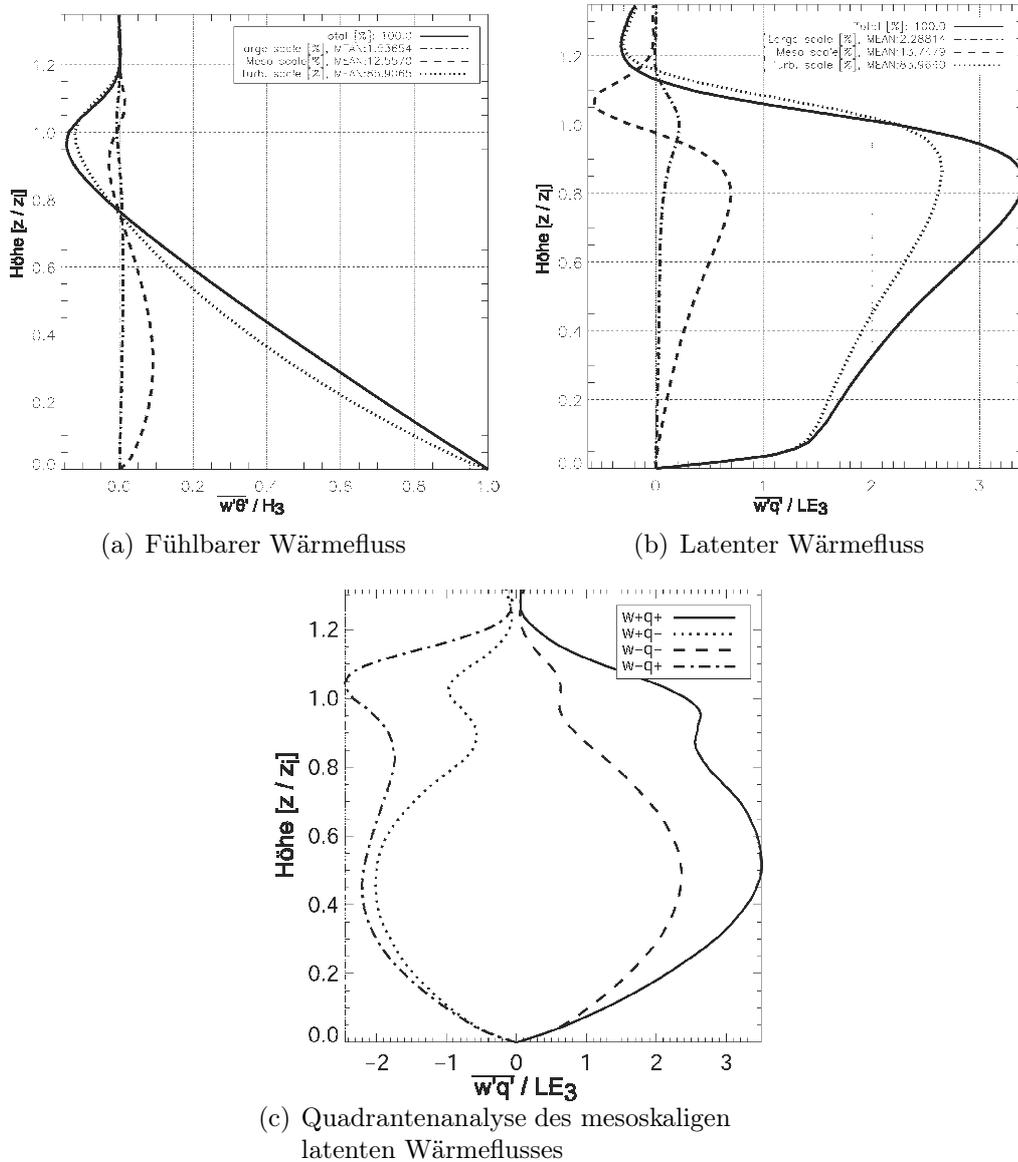


Abbildung 5.19: Aufteilung des Gesamtwärmeflusses in globalskaligen, mesoskaligen und turbulenten Anteil gemäß Gl. (4.38) für den 30.5. zwischen 12-13 UTC (a,b). Für eine bessere Vergleichbarkeit der „golden days“ und hinsichtlich einer allgemeineren Verwendbarkeit der Ergebnisse wurde jeweils mit dem in dieser Zeit am Boden vorgegebenen Wärmefluss (arithmetisches Mittel über eine Stunde) normiert. Als zusätzliche Information ist in der Legende ein prozentualer Vergleich der drei Terme angegeben, der sich nach Gl. (5.9) berechnet. Beim latenten Wärmefluss ist anzumerken, dass beim Gesamtfluss der subskalige Anteil fehlt, so dass die Kurve am Boden nicht bei 1.0 beginnt, sondern bei 0.0. Ab etwa  $0.06 z_i$  wirkt sich das Fehlen des subskaligen Anteils jedoch aufgrund der guten Auflösung der wesentlich energietragenden Wirbel nicht mehr aus. (c) zeigt eine Aufteilung des mesoskaligen latenten Wärmeflusses in seine vier Bestandteile (Quadrantenanalyse).

Die TMC-Aufwinde mit der feuchten Luft ergeben in dieser Höhe einen geringeren Wert für  $\widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)$ , da sie aufgrund der Temperaturinversion stark abgebremst werden.

Anhand von Abb. 5.19(c) ist auch zu erkennen, dass der wichtigste positive Beitrag zu  $\widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)$  vom aufwärtsgerichteten Transport feuchter Luft kommt. Dies steht in Kontrast zu der bisherigen Erkenntnis, dass die Grenzschicht durch Entrainment austrocknet, und auch die mesoskaligen Feuchtestrukturen von den Prozessen an der Grenzschichtobergrenze gesteuert werden. Übereinstimmend zur bisherigen Erkenntnis existiert ein großer positiver Fluss, der durch den abwärtsgerichteten Transport trockener Luft innerhalb einer TMC entsteht („ $w - q$ “). Betrachtet man wiederum Abb. 5.12, so erkennt man die in Kap. 5.4.1 erwähnte Bindung besonders stark ausgeprägter TMCs an Wasser/Wald-Grenzen, wobei sich der Abwind jeweils über dem Wasser und der Aufwind der TMC über dem Wald befindet. Für den Feuchtetransport bedeutet dies, dass die feuchte Luft über dem Wasser mit den horizontal ausgerichteten bodennahen Ausgleichsströmungen zum Aufwind geführt wird, um dort in höhere Schichten transportiert zu werden. D.h. an diesen Stellen wird im Vergleich zum horizontalen Mittel sehr feuchte Luft durch starke TMC-Aufwinde nach oben transportiert. Genau aus diesem Grund ist der „ $w + q$ “-Fluss auch im horizontalen Mittel der bedeutendste Anteil am Gesamtfluss.

Um nun aus den Höhenprofilen der Gesamtflussanteile die angesprochenen Zeitreihen der mesoskaligen Wärmeflüsse zu berechnen, wird eine ähnliche Notation wie für  $\mathfrak{D}_\phi$  verwendet:

$$\mathfrak{F}_\chi = \left[ \int_{z=0}^{1.35z_i} |\chi(z)| dz \right] / \int_{z=0}^{1.35z_i} |\overline{w\phi}(z)| dz, \quad (5.9)$$

mit  $\chi = \left[ \overline{w(z)\phi(z)}, \widetilde{w}'(z)\widetilde{\phi}'(z), \overline{w''\phi''(z)} \right]$ .

Hierbei bezeichnet  $\mathfrak{F}_\chi$  den Anteil des jeweiligen partiellen Wärmeflusses  $\chi$  am Gesamt-wärmefluss. In Abb. 5.19(a,b) sind die jeweiligen Werte für  $\mathfrak{F}_\chi$  in der Legende eingetragen. Es zeigt sich, wie auch schon für die Untersuchungen bzgl.  $\mathfrak{D}_{\overline{u_{\text{var}}}}$  und  $\mathfrak{D}_{\overline{w'e^*}}$ , dass hierdurch eine allgemein gültigere Aussage erreicht wird als beispielsweise bei der Nennung von singulären, höhenabhängigen Flussanteilen bei PATTON *et al.* (2005). Als Vergleich zu PATTON *et al.* (2005) soll an dieser Stelle ebenfalls das Maximum der mesoskaligen Wärmeflüsse genannt werden: Für  $\widetilde{w}'(z)\widetilde{\theta}'(z)$  beträgt dieses am  $30.5. \text{ in } 0.65 z_i$  28%, und für  $\widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)$  in  $0.8 z_i$  22%. Bereits diese Werte zeigen deutlich, dass der mesoskalige Fluss während LITFASS-2003 zwar in einigen Höhenbereichen einen signifikanten Anteil am Gesamt-wärmefluss hat, aber das maximale Anteilswerte von 50%-80% aus den idealisierten Studien von u.a. DALU und PIELKE (1993); CHEN und AVISSAR (1994); LYNN *et al.* (1995); PATTON *et al.* (2005) in diesem realistischen Fall bei Weitem nicht erreicht werden.

Durch Gl. (5.9) lassen sich zu jeder vollen Stunde höhenunabhängige, für die gesamte Grenzschicht repräsentative Werte für den mesoskaligen Flussanteil angeben<sup>4</sup>. Abb. 5.20

<sup>4</sup>Für die Ermittlung der mesoskaligen Datenfelder wurde u.a. eine zeitliche Mittelung von einer Stunde vorgenommen, so dass diese Werte auch nur im Abstand von einer Stunde vorliegen.

zeigt die Zeitreihen der mesoskaligen Flüsse ohne die Normierung mit dem mittleren Gesamtwärmeffluss

$$\mathfrak{F}_{\text{abs},\chi} = \left[ \int_{z=0}^{1.35z_i} |\chi(z)| dz \right], \quad (5.10)$$

sowie ihren Beitrag zum Gesamtwärmeffluss ( $\mathfrak{F}_{\overline{w'(z)\tilde{\theta}'(z)}}$  und  $\mathfrak{F}_{\overline{w'(z)\tilde{q}'(z)}}$ ) für alle „golden days“. Bei den absoluten Werten für  $\overline{w'(z)\tilde{\theta}'(z)}$  ist deutlich ein an die Intensität der TMCs

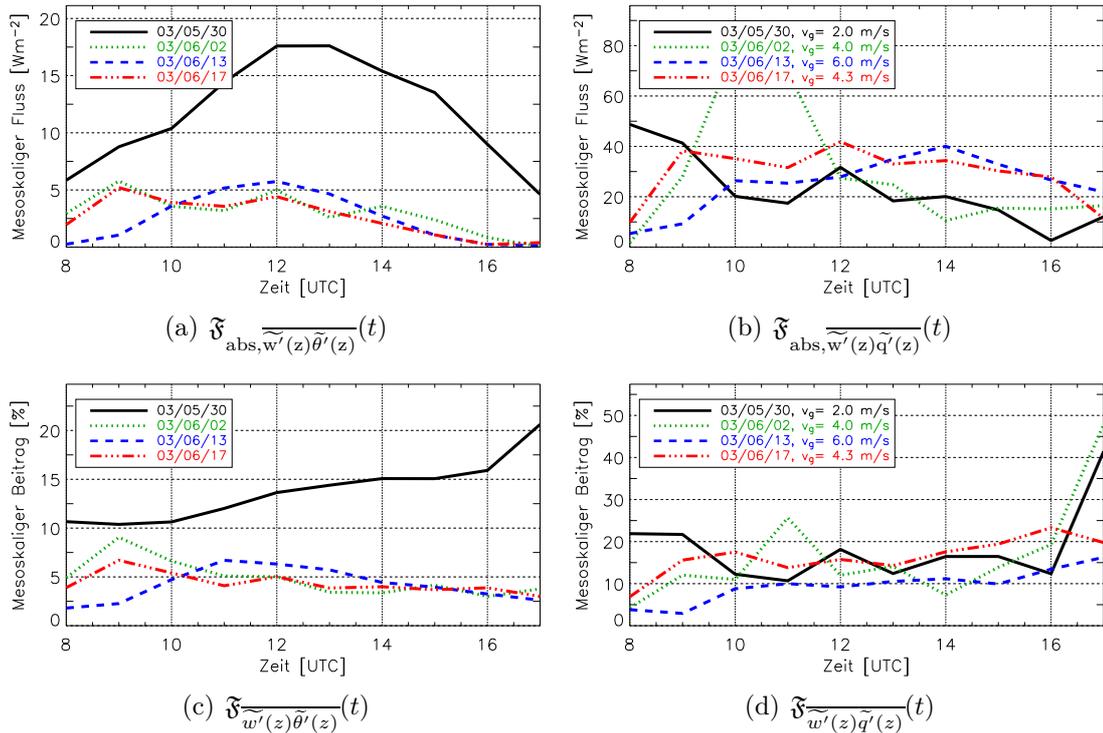


Abbildung 5.20: Mesoskalige Flüsse im untersuchten Zeitraum von 8-17 UTC für alle „golden days“. (a,b) zeigen den absoluten Wert der Flüsse, während (c,d) jeweils den mesoskaligen Beitrag zum Gesamtwärmeffluss zeigen.

gekoppelter Tagesgang zu erkennen, der am Nachmittag (12-13 UTC = 14-16 MESZ) sein Maximum erreicht. Im Vergleich zur Vorgabe des fühlbaren Wärmefflusses am Boden (Abb. 5.1(a)) ist der Verlauf der  $\mathfrak{F}_{\overline{w'(z)\tilde{\theta}'(z)}}$ -Kurve um etwa 1 h nachgelagert, d.h. die Beeinflussung der turbulenten Grenzschicht durch das aktuelle heterogene Bodensignal benötigt etwa eine Stunde. Dieses Ergebnis konnte bislang in idealisierten Studien nicht ermittelt werden, da zum einen kein Tagesgang in der Energiebilanz vorgegeben wurde, und zum anderen keine Zeitreihen der mesoskaligen Flüsse berechnet wurden.

Der Maximalwert von  $\mathfrak{F}_{\overline{w'(z)\tilde{\theta}'(z)}}$  liegt am 30.5. bei  $18 \text{ W m}^{-2}$  und an den anderen Tagen nur bei etwa  $5 \text{ W m}^{-2}$ . Damit bestätigt die Zeitreihe von  $\mathfrak{F}_{\overline{w'(z)\tilde{\theta}'(z)}}$  die klare Dominanz des 30.5. gegenüber den anderen Tagen hinsichtlich der heterogenitätsinduzierten Auswirkungen auf die CBL durch die Existenz von signifikanten TMCs. Bei den

Werten der Zeitreihe gilt jedoch zu beachten, dass dies betragsmäßige Mittelwerte über die gesamte Grenzschicht sind und damit in einigen Höhen ein deutlich höherer Wert auftreten kann (siehe Abb. 5.19(a)). Wenn man dieses Ergebnis von experimenteller Seite betrachtet, bleibt nur festzustellen, dass der fühlbare mesoskalige Fluss trotz guter Wetterbedingungen an vielen Tagen nur in der Größenordnung eines entsprechenden Messfehlers liegt. Dies wird in Kap. 6.1 auch durch weitere Analysen bestätigt werden.

Der Tagesgang von  $\mathfrak{F}_{\text{abs}, \widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)}$  (Abb. 5.20(b)) ist im Gegensatz zum mesoskaligen fühlbaren Wärmefluss eher schwach ausgeprägt, was allerdings übereinstimmend mit der Vorgabe des turbulenten latenten Wärmeflusses am Boden ist (siehe Abb. 5.1(b)). Besonders interessant ist hier der offensichtliche Zusammenhang zwischen einzelnen abrupten Anstiegen von  $LE_3$  und der verzögerten Reaktion von  $\mathfrak{F}_{\text{abs}, \widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)}$ . Die erhöhte heterogene Feuchteemission in die Grenzschicht verursacht teilweise einen enormen Anstieg des mesoskaligen Feuchteflusses, wie z.B. am 2.6. um 10:30 UTC (+200 %) oder am 13.6. um 10 UTC (+150 %) oder am 17.6. um 12 UTC (+40 %). Die Stärke dieser Kopplung hängt nicht linear von der Erhöhung von  $LE_3$  selbst ab, denn sonst wäre z.B. der Anstieg am 13.6. um 10 UTC weitaus stärker als der am 2.6. zur gleichen Zeit. Sucht man dagegen die Ursache in den landoberflächenspezifischen latenten Wärmeflüssen, so fällt beispielsweise auf, dass der Wald am 2.6. um 9:30 UTC bei guter Datenqualität einen Anstieg der Verdunstung um 300 % innerhalb einer halben Stunde aufweist (nicht gezeigt), und danach wieder deutlich absinkt. Da bei geringeren Windgeschwindigkeiten speziell im Bereich der Wald-Diskontinuitäten TMCs auftreten, ist ein erhöhter mesoskaliger Transport der evaporierten Feuchte in diesen Zirkulationen zu erwarten. Dies erklärt den starken Anstieg in  $\mathfrak{F}_{\text{abs}, \widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)}$  am 2.6. um 10:30 UTC. Aufgrund der höheren Windgeschwindigkeit am 13.6. und den daraus resultierenden schwächeren TMCs fällt die Auswirkung des  $LE_3$ -Anstiegs am 13.6. um 9:30 UTC im Vergleich zum 2.6. wesentlich geringer aus.

Bemerkenswert an den Absolutwerten von  $\widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)$  ist zudem, dass sie im Gegensatz zu den Absolutwerten von  $\widetilde{w}'(z)\widetilde{\theta}'(z)$  signifikant höher liegen, nämlich zwischen  $20\text{-}40\text{ W m}^{-2}$ . Somit besteht hierbei zumindest prinzipiell die Möglichkeit, diese mesoskaligen Flüsse ab einer gewissen Höhe auch experimentell zu bestimmen<sup>5</sup>. Anhand der Werte des 13.6. kann jedoch auch gezeigt werden, dass ein hoher latenter Gesamtfluss, wie in Abb. 5.3(b) dargestellt, auch einen stark positiven Einfluss auf den mesoskaligen Fluss hat. Denn gerade im Entrainmentbereich weist der latente Fluss des 13.6. einen sehr großen Wert auf, der hinsichtlich der TMC-Stärke zu einem verhältnismäßig großen mesoskaligen Feuchtefluss für diesen Tag führt.

Ein weiterer auffälliger Punkt ist, dass in  $\mathfrak{F}_{\text{abs}, \widetilde{w}'(z)\widetilde{q}'(z)}$  der 30.5. trotz der stärksten TMCs (Tab. 5.4, Abb. 5.14(a)) keine exponierte Stellung einnimmt, sondern vielmehr der Tag mit dem geringsten mesoskaligen latenten Fluss ist. Ein weiterer Widerspruch hierzu ist in der Tatsache zu sehen, dass am 30.5. der stärkste Feuchtegradient der „golden days“ von Grenzschicht zu freier Atmosphäre vorherrschte und damit die größte Varianz der mesoskaligen Feuchte vorlag (Abb. 5.14(c)). Denn beim mesoskaligen fühlbaren Fluss

<sup>5</sup>Die Probleme bei dieser experimentellen Bestimmung wurden in Kap. 1.3 dargelegt.

fürten am 30.5. die größte Varianz in  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$  aller „golden days“ auch zum größten Wert für  $\overline{\tilde{w}'(z)\tilde{\theta}'(z)}$ . Somit waren eigentlich sehr gute Voraussetzungen für einen großen mesoskaligen latenten Wärmefluss gegeben. Es sei an dieser Stelle jedoch nochmals daran erinnert, dass die Verteilung der mesoskaligen Feuchtestrukturen im Wesentlichen vom mittleren Wind, und nicht von den TMCs gesteuert wird. Dies führt im Falle eines geringen geostrophischen Windes dazu, dass  $\tilde{w}'$  unter Umständen (je nach Heterogenität und Windrichtung) völlig anders ausgerichtet ist als  $\tilde{q}'$ . Durch die 2D-Autokorrelationen der Einzelgrößen in Kap. 5.4.2 ist genau dies für den 30.5. gezeigt worden (Abb. 5.15(a,e)). Im Gegensatz dazu liegen bei höheren Windgeschwindigkeiten die TMC- und Feuchtestrukturen in nahezu parallelen Bändern vor (siehe Abb. 5.15(b,f)). Bei der Flussbildung zu  $\overline{\tilde{w}'(z)\tilde{q}'(z)}$  ist diese Äquivalenz in der mittleren Ausrichtung sehr bedeutsam, wie die 2D-Kreuzkorrelation (Gl. (5.8)) in Abb. 5.21(b,f) zeigt.

Hier wird offensichtlich, dass die Korrelation zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$  desto schlechter ist, je weniger Wind vorherrscht. Um einen großen Fluss (eine große Kovarianz) zu erreichen, sind jedoch sowohl eine gute Korrelation, als auch hohe Standardabweichungen/Varianzen erforderlich: Die Kovarianz ergibt sich nämlich aus der mit den Standardabweichungen multiplizierten Korrelation.

Abb. 5.21 zeigt sowohl für die Korrelation zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$ , als auch für die Korrelation zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$  eine Begünstigung der Werte durch einen ansteigenden Wind: Der Wert der Korrelation bei Nullverschiebung verbessert sich gerade bei  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$  ganz erheblich, und das Gebiet um die Nullverschiebung mit einem hohen Korrelationswert vergrößert sich. Zwar ist Letzteres unerheblich für die Größe des Flusses, da hier nur die Werte der Nullverschiebung eingehen. Die Vergrößerung des Bereiches mit guter Korrelation bei höheren Windgeschwindigkeiten ist jedoch ein weiterer Beweis für die Bedeutungslosigkeit kleinerer Strukturen (z.B. die Verbindung von kleinen „hot spots“ zu lokalen Aufwinden). In diesen Fällen dominieren große, einheitlich in Windrichtung ausgerichtete TMC-Strukturen, die für den entsprechenden (mesoskaligen) Skalartransport verantwortlich sind.

Nach der Darlegung von Abb. 5.14 und Abb. 5.21 ergeben sich folgende Erklärungen für die absoluten mesoskaligen Flüsse:

- Die Unterschiede in  $\mathfrak{F}_{\text{abs},\tilde{w}'(z)\tilde{\theta}'(z)}$  zwischen den einzelnen Tagen sind klar auf die unterschiedlichen Varianzen in  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$  zurückzuführen, da die Korrelationskoeffizienten zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$  (bei Nullverschiebung) an allen Tagen äquivalente Werte besitzen.
- Die Unterschiede in  $\mathfrak{F}_{\text{abs},\tilde{w}'(z)\tilde{\theta}'(z)}$  zu  $\mathfrak{F}_{\text{abs},\tilde{w}'(z)\tilde{q}'(z)}$  sind im Wesentlichen auf die höheren mesoskaligen Feuchtevarianzen zurückzuführen. Da ein direkter Vergleich zu den mesoskaligen Temperaturvarianzen aufgrund der unterschiedlichen physikalischen Größen nicht möglich ist, tritt die höhere Gewichtung der Feuchtevarianzen erst bei der Flussbildung zu Tage. Einen weiteren kleineren Beitrag zu den höheren latenten mesoskaligen Flüssen leisten am 13.6. und 17.6. die leicht erhöhten Korrelationskoeffizienten zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$  (bei Nullverschiebung).

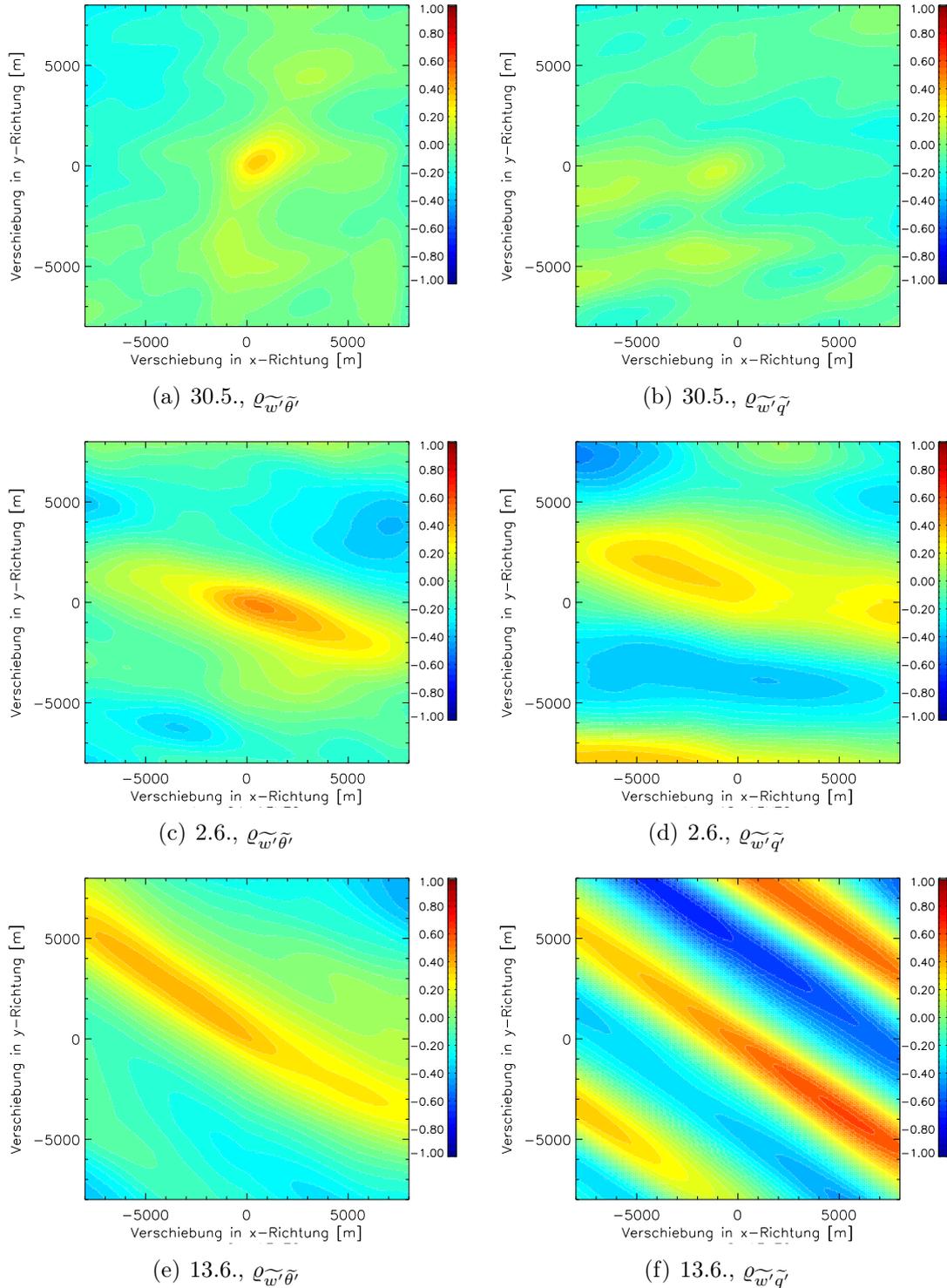


Abbildung 5.21: Ergebnis der zweidimensionalen Kreuzkorrelationsfunktion Gl. (5.8) für mesoskalige Skalare in  $0.4 z_i$  (für  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$ ) und  $0.75 z_i$  (für  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$ ) um 13 UTC. Repräsentativ für den Höhenbereich, auf den der größte Anteil des jeweiligen mesoskaligen Flusses entfällt, so dass trotz unterschiedlicher Höhenprofile Vergleiche zwischen fühlbarem und latentem Wärmefluss möglich sind.

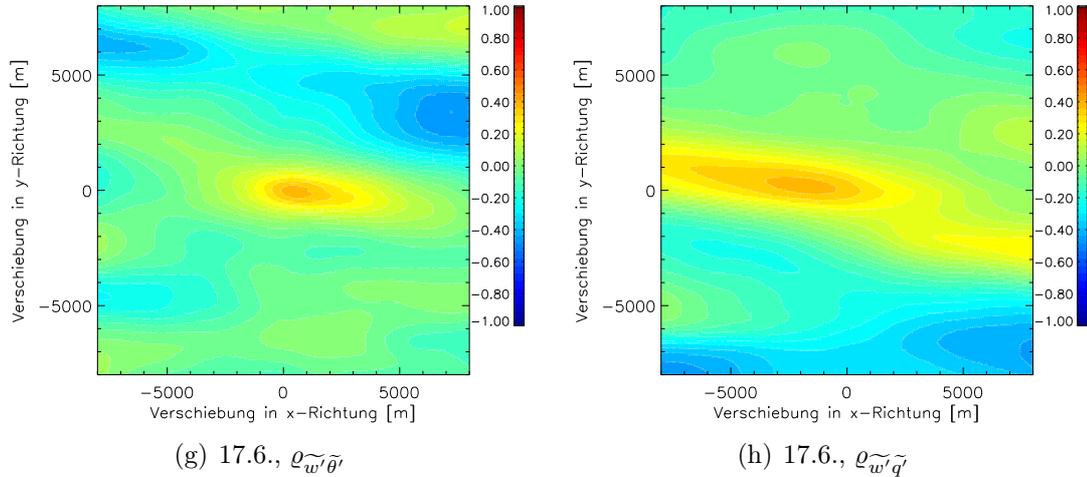


Abbildung 5.21: Ergebnis der zweidimensionalen Kreuzkorrelationsfunktion Gl. (5.8) für mesoskalige Skalare in  $0.4 z_i$  (für  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$ ) und  $0.75 z_i$  (für  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$ ) um 13 UTC. Repräsentativ für den Höhenbereich, auf den der größte Anteil des jeweiligen mesoskaligen Flusses entfällt, so dass trotz unterschiedlicher Höhenprofile Vergleiche zwischen fühlbarem und latentem Wärmefluss möglich sind (Fortsetzung).

- Der mesoskalige latente Wärmefluss des 30.5. liegt nur leicht über dem Wert des mesoskaligen fühlbaren Wärmeflusses, da hier die Korrelation zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{q}'$  deutlich schlechter ist als zwischen  $\tilde{w}'$  und  $\tilde{\theta}'$ . Somit bleibt der latente Fluss trotz großer mesoskaliger Feuchtevarianzen klein.
- Grund für den kleinen Wert von  $\varrho_{\tilde{w}'\tilde{q}'}$  am 30.5. bzw. die großen Werte von  $\varrho_{\tilde{w}'\tilde{q}'}$  an den anderen Tagen ist der geostrophische Wind. Dieser bestimmt unabhängig von seiner Stärke an allen Tagen die mesoskaligen Feuchtestrukturen, hat jedoch nur bei höheren Windgeschwindigkeiten ab  $4 \text{ m s}^{-1}$  einen signifikanten Einfluss auf die  $\tilde{w}'$ - und  $\tilde{\theta}'$ -Strukturen. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, wie am 30.5., kann es daher zu einer schlechten Übereinstimmung (also einer geringen Korrelation) von mesoskaligen Feuchte- und TMC-Strukturen kommen.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass bisherige Studien aufgrund ihres hohen Idealisierungsgrades und der daraus resultierenden hohen mesoskaligen Flüsse die eklatanten Unterschiede zwischen mesoskaligem fühlbarem und latentem Wärmefluss im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit nicht erkannt haben. Daher ist auch die Untersuchung der unterschiedlichen Prozesse, die zu den mesoskaligen Flüssen führen und sie beeinflussen, nur ansatzweise erörtert und nicht in Zusammenhang gebracht worden.

Um die Relevanz der mesoskaligen Wärmeflüsse für den Gesamtwärmefluss zu erkennen, werden im Folgenden  $\mathfrak{F}_{\tilde{w}'(z)\tilde{\theta}'(z)}$  und  $\mathfrak{F}_{\tilde{w}'(z)\tilde{q}'(z)}$  (Abb. 5.20(c,d)) betrachtet. In beiden Fällen wird der Tagesgang der mesoskaligen Flüsse weitestgehend durch den Tagesgang des Gesamtwärmeflusses korrigiert. Beim mesoskaligen fühlbaren Wärmefluss erkennt man, dass an den meisten Tagen tagsüber ab 10 UTC ein relativ konstanter Beitrag des

mesoskaligen Flusses zum Gesamtwärmefluss von etwa 5 % vorliegt. Eine Ausnahme bildet der 30.5., der ab der Mittagszeit (10 UTC) einen Anstieg im mesoskaligen Beitrag von 10 % auf ca. 20 % am Abend erfährt. Dieser Anstieg ist vergleichbar mit den Anstiegen in  $\mathcal{D}_{\bar{u}_{\text{var}}}$  (siehe Abb. 5.5(g,h)) und resultiert aus den gleichen Gründen: Die kleinskalige Turbulenz ist stark abhängig vom Energieinput der Erdoberfläche (und somit auch von der Sonneneinstrahlung) und nimmt daher am Abend schnell in ihrer Intensität ab. Die TMCs dagegen zerfallen deutlich langsamer beim Rückgang bzw. Wegfall der Antriebsquelle (hier: den thermischen Heterogenitäten) und gewinnen dadurch am Nachmittag bzw. Abend hinsichtlich des Skalartransportes stark an Bedeutung. Die prozentualen Angaben machen abermals deutlich, dass der mesoskalige Beitrag zum fühlbaren Gesamtwärmefluss an den meisten „golden days“ vernachlässigbar klein ist, während die Werte des 30.5. durchaus als signifikant bezeichnet werden können.

Beim mesoskaligen Beitrag zum latenten Wärmefluss zeigt sich eine leichte Annäherung der „golden days“ untereinander: Das Niveau des 30.5. steigt aufgrund seines niedrigeren mittleren latenten Gesamtwärmefflusses im Tagesverlauf relativ zu den anderen Tagen leicht an, während der mesoskalige Flussbeitrag des 13.6. relativ zu den anderen Tagen aufgrund seines höheren latenten Gesamtwärmefflusses (Regenerereignisse zwischen dem 5.6. und 12.6.) im Tagesverlauf leicht absinkt. Ähnlich wie bei  $\overline{\mathfrak{F}_{w'(z)\theta'(z)}}$  sind die mesoskaligen Beiträge zum Gesamtfluss von 10 UTC bis zum späten Nachmittag relativ konstant bis leicht steigend. Die Werte für  $\overline{\mathfrak{F}_{w'(z)q'(z)}}$  liegen mit 10-25 % allerdings deutlich höher. Am 30.5. und 2.6. ist aus den o.g. Gründen abends zwischen 16-17 UTC sogar ein sehr starker Anstieg bis auf 41 % bzw. 48 % zu beobachten. Am Abend des 2.6. waren die TMCs also knapp für die Hälfte des gesamten turbulenten latenten Wärmefflusses verantwortlich.

Im Gegensatz zum mesoskaligen fühlbaren Wärmeffluss ist der mesoskalige latente Wärmeffluss demnach an allen „golden days“, auch bei höheren geostrophischen Windgeschwindigkeiten, signifikant und am Abend teilweise sogar gleichbedeutend mit dem kleinskaligen turbulenten Feuchtetransport. Hierbei spielt die Stärke der TMCs offensichtlich eine untergeordnete Rolle, obgleich am Tag mit den schwächsten TMCs (13.6.) auch der geringste mesoskalige Beitrag zum latenten Gesamtwärmeffluss existiert. Bei einer heterogenen Landnutzung kann daher davon ausgegangen werden, dass an weit mehr Tagen im Jahr ein signifikanter mesoskaliger latenter Wärmeffluss existiert als ein mesoskaliger fühlbarer Wärmeffluss, der sehr vom geostrophischen Wind abhängig ist.

Das Fazit dieses Kapitels verbindet die bereits in den idealisierten Studien getroffenen Aussagen bzgl. der Unveränderlichkeit der turbulenten Flussprofile (siehe auch PATTON *et al.* (2005)): Es konnten z.T. große mesoskalige Flussanteile nachgewiesen werden, die aber nicht zu einer Erhöhung oder Verminderung der Gesamtflüsse geführt haben. Dies bedeutet, dass der kleinskalige turbulente Wärmetransport durch die Existenz von TMCs herabgesetzt wird (siehe auch Abb. 5.19), denn über der zum Vergleich stehenden homogenen Oberfläche ist der kleinskalige turbulente Wärmetransport der einzige physikalische Prozess, der den Transport von Wärme und Feuchte innerhalb der Grenzschicht übernimmt. Über einer inhomogenen Landoberfläche übernehmen dagegen thermisch induzierte mesoskalige Zirkulationen einen Teil des Wärme- und Feuchtetransportes.

# 6 Vergleich der LITFASS-2003 Simulationen mit in-situ Messungen

Im vorhergehenden Kapitel wurden die Ergebnisse aus den Large-Eddy Simulationen dargelegt, analysiert und interpretiert. An dieser Stelle sollen nun die LES-Ergebnisse mit den Messungen des Lidars, des Helipods und des Scintillometers verglichen werden. Bereits in der Einleitung wurde darauf hingewiesen, dass die Detektion von mesoskaligen Zirkulationen durch Messungen sehr schwierig ist. Daher soll auch im Hinblick auf die Ergebnisse aus Kap. 5 darauf eingegangen werden, ob die mit dem LES ermittelten mesoskaligen Flüsse einen Einfluss auf die Messergebnisse in LITFASS-2003 gehabt haben könnten. Die aufgezeichneten Daten des Lidars und des Helipods wurden freundlicherweise durch Frau Dr. Hennemuth (MPI-Hamburg) bzw. durch Herrn Dr. Bange (TU-Braunschweig) bereitgestellt. Die Scintillometer-Daten wurden freundlichweise durch Herrn Dr. Meijninger von der Universität Wageningen zur Verfügung gestellt.

## 6.1 Vergleich von Lidar-, Helipod- und LES-Ergebnissen

Im Hinblick auf einen Vergleich der Large-Eddy Simulationen mit Lidar- und Helipod-Messungen wurde während des Experimentes darauf geachtet, die Flugroute des Helipods mit dem Lidar-Standort zu verknüpfen. Daher führten einige Fluglegs sehr nah am Lidar vorbei oder auf das Lidar zu (im Katalog-Flugmuster das „Ackerland-Leg“, bzw. das „Mixed Leg“, siehe auch Abb. 4.2).

Wie bereits in Kap. 4.1.4 erwähnt, nimmt der Helipod Zeitreihen auf, die gleichzeitig eine (meist horizontale) räumliche Messung beinhalten. Zu jedem Zeitpunkt der Messung befindet sich der Helipod an einem anderen Ort. Dagegen nimmt das Lidar Zeitreihen an einem einzigen Ort auf, dafür aber für viele Höhen gleichzeitig. Flug-Messungen in verschiedenen Höhen fanden sequentiell nach dem vollständigen Abflug eines horizontalen Flugmusters statt. In beiden Fällen liegen also Zeitreihen von meteorologischen Variablen vor. Daher soll nun zunächst gezeigt werden, inwieweit Zeitreihen aus der LES und aus Helipod- sowie Lidar-Messungen übereinstimmen.

### 6.1.1 Ergebnisvergleich der spezifischen Feuchte

Die geeignetste meteorologische Variable für den Zeitreihen-Vergleich zwischen den zwei Messsystemen und dem Modell ist die Feuchte, da diese Größe von allen drei Systemen

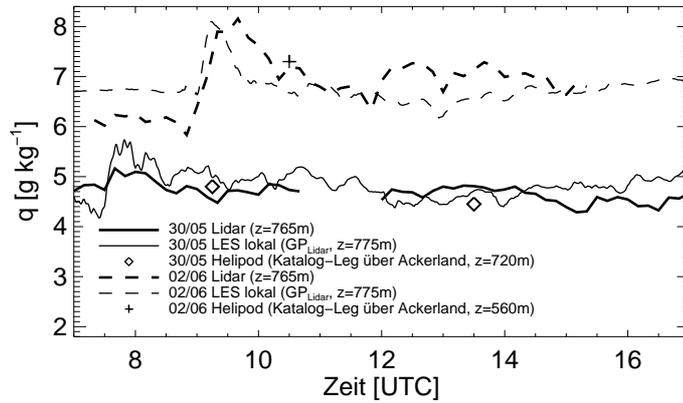


Abbildung 6.1: Detrendete Zeitreihen ( $\delta t = 60$  s) der turbulenten Feuchtemessung für den 30.5. und 2.6. in etwa 770 m Höhe, aufgenommen vom DIAL-Lidar (lokal) und Helipod (Mittel über Ackerland-Leg). Dünne Linien zeigen die Modellergebnisse der LES für den Gitterpunkt des Lidar-Standortes. Der Mittelwert der Feuchtemessungen wurde nicht abgezogen. Der (Mess-)Fehler der Helipod-Werte liegt zwischen  $0.26$ - $0.38$   $\text{g kg}^{-1}$ .

aufgezeichnet wurde und niederfrequenter turbulente Fluktuationen aufweist als die turbulente Vertikalgeschwindigkeit. Abb. 6.1 zeigt für den 30.5. und den 2.6. die detrendeten Zeitreihen der turbulenten Feuchtefluktuationen für die Lidar-Messung und für die lokalen Werte der LES am Gitterpunkt des Lidar-Standortes in etwa 770 m Höhe. Aufgrund des zusätzlichen Ortsreihencharakters der Helipod-Messung besteht die im Bild hinzugefügte Helipod-Referenz aus dem arithmetischen Mittel des Katalog-Legs „Ackerland“, welches je nach Tag in 720 m bzw. 560 m Höhe geflogen wurde. Die ursprünglich gemessene absolute Feuchte des Lidars wurde mittels der durch den Helipod gemessenen Luftdichte in die spezifische Feuchte umgerechnet. An beiden Tagen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung aller dargestellten Feuchte-Werte. Am 30.5. weichen die gemessenen und simulierten Werte oberhalb des Lidarstandortes um maximal  $0.5$   $\text{g kg}^{-1}$  ( $\approx 10\%$ ) voneinander ab, am 2.6. sind es zu wenigen Zeitpunkten bis zu  $1.0$   $\text{g kg}^{-1}$  ( $\approx 15\%$ ).

Während am 30.5. um 7 UTC die Grenzschichtobergrenze bereits oberhalb von 770 m lag, passiert die Grenzschichtobergrenze am 2.6. erst um ca. 9:30 UTC diese Höhe, so dass zu dieser Zeit in der Zeitreihe ein abrupter Anstieg der Feuchte um  $1.5$ - $2.0$   $\text{g kg}^{-1}$  zu beobachten ist. An diesem Tag ist zwar zunächst ein Offset von  $0.5$   $\text{g kg}^{-1}$  in der Feuchte von Lidar und LES zu erkennen, jedoch reduziert sich dieser nach dem synchronen Anstieg um 9:30 UTC deutlich. Die einzige Helipod-Messung an diesem Tag um 10:45 UTC ist fast deckungsgleich mit der Lidar-Messung. Beachtenswert am 2.6. ist zudem die äquivalente Reaktion von Lidar-Messung und LES auf lokale Feuchte-Ereignisse im Zeitraum von 12-15 UTC.

Insgesamt zeigt Abb. 6.1 eindrucksvoll, wie gut die Ergebnisse aus Messungen und Simulation übereinstimmen und damit auch, dass die LITFASS-Simulationen zumindest für Skalare sogar für lokale Vergleiche geeignet sind. Die Übereinstimmung der lokalen Werte zu der über das Leg gemittelten Helipod-Messung zeigt weiterhin, dass zumindest hinsichtlich der Feuchte auch lokale Messungen repräsentativen Charakter für einen

großen Teil des LITFASS-Gebietes haben. Im Weiteren soll nun überprüft werden, ob dieser Zusammenhang auch für die turbulenten Wärmeflüsse gilt.

### 6.1.2 Ergebnisvergleich der turbulenten Wärmeflüsse

Aus den Lidar- und Helipodmessungen wurden die turbulenten Wärmeflüsse jeweils mittels der Kovarianzmethode berechnet (Gl. (4.4)). Die hierzu benötigten Werte der turbulenten Vertikalgeschwindigkeit und der turbulenten Temperatur- bzw. Feuchteschwankungen wurden im Helipod durch entsprechende Messgeräte aufgenommen (siehe BEYRICH *et al.*, 2004a), während für die Berechnung der Wärmeflüsse aus Lidarmessungen zum einen die Messung der absoluten Feuchte des DIAL-2, und zum anderen die Messung der Vertikalgeschwindigkeit aus dem Heterodyn-Lidar verwendet wurde (HENNEMUTH *et al.*, 2004). Da in Bezug auf die „golden Days“ nur am 30.5. von beiden Lidar-Systemen Messungen vorliegen, beschränken sich die angeführten Vergleiche mit den Lidar-Flüssen auf diesen Tag. Die Ergebnisse der alternativen Flussberechnung aus DIAL-2 und RASS-Messungen werden an dieser Stelle aufgrund der deutlich höheren Unsicherheiten der RASS-Messung gegenüber der Messung des Heterodyn-Lidars nicht verwendet, so dass ein LES-Lidar Vergleich nur für den 30.5. möglich ist. Der Autor folgt damit den Empfehlungen des MPI-Hamburg.

Bei der Betrachtung der Daten des Helipods ist zu beachten, dass nur die geraden Flugstrecken („Legs“) ausgewertet wurden, während die Übergangsflüge von einem Leg zum nächsten aufgrund der kurvenbedingten Neigung des Hubschraubers eine starke Pendelbewegung des Helipods verursachten und daher diese Messungen einen großen Messfehler aufweisen. Eine Ermittlung von turbulenten Wärmeflüssen ist somit nur pro (Katalog-, Matratzen-) Leg möglich (die gemessenen Zeit-Ortsreihen entlang eines Legs wurden hierzu von der TU-Braunschweig zunächst trend- und mittelwertsbereinigt). Diese Wärmeflüsse entsprechen daher je nach Flugleg einem Linienmittel über etwa 8-12 km (200-300 s bei  $40 \text{ m s}^{-1}$  Fluggeschwindigkeit). Aufgrund der räumlichen Linienmittelung ist der zeitliche Rahmen dieser Helipod-Messung nicht mit der rein zeitlichen Messung des Lidar-Systems zu vergleichen, bei der die einzelnen Turbulenzelemente grob gerechnet nur mit dem mittleren Wind den Lidarstandort überströmen. HENNEMUTH *et al.* (2004) geben einen (gleitenden) Mittelungszeitraum von 90 Minuten an, um stabile Werte für die turbulenten Flüsse aus den Lidarmessungen zu erhalten. D.h. eine darüber hinaus verlängerte Mittelungszeit führt nicht zu signifikanten Änderungen in den turbulenten Wärmeflüssen<sup>1</sup>.

Würden demnach die Turbulenzelemente rein passiv mit dem mittleren Wind verlagert (LITFASS-2003:  $2-6 \text{ m s}^{-1}$ ), so würde vom Lidar in diesem Zeitraum eine Luftmasse vermessen, die sich zu Beginn des Zeitraumes zwischen 10.8-32.4 km windaufwärts befunden hat. Im Vergleich zur Helipodmessung bedeutet dies einen „Überflug“ von 10.8-32.4 km, ohne dass sich das Messgerät bewegt. Aufgrund des aktiven Charak-

---

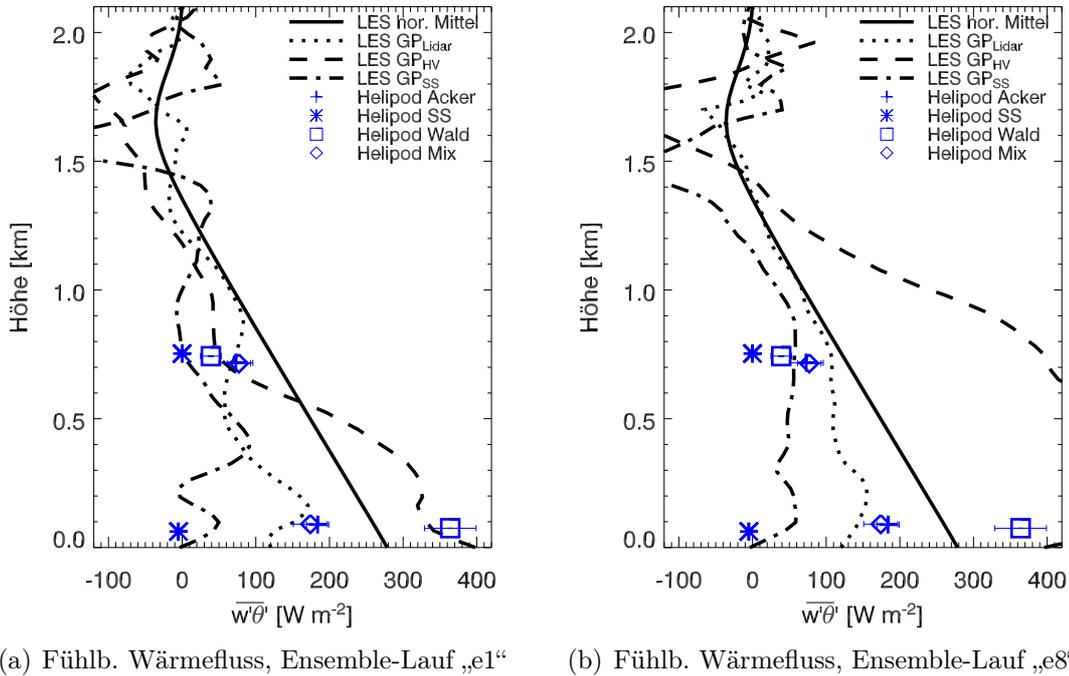
<sup>1</sup>Aufgrund der langen Mittelungszeit ist zu beachten, dass aussagekräftige Lidar-Flüsse nur zu Zeiten einer quasi-stationären Grenzschicht erhalten werden können, also z.B. nicht in der morgendlichen Entwicklungsphase, wo die Grenzschicht innerhalb von 15-60 Minuten um mehrere hundert Meter anwächst.

ters der Turbulenzelemente (u.a. Temperaturdurchmischung) werden diese jedoch nicht horizontal rein passiv verlagert sondern besitzen darüber hinaus auch eine starke vertikale Geschwindigkeitskomponente. Daher ist von einer deutlich geringeren Messdistanz auszugehen, so dass 90 Minuten Mittelungsdauer für die Lidar-Daten (bzw. für die lokalen LES-Daten am Lidar-Gitterpunkt) in etwa der Länge der Helipod-Fluglegstrecken entsprechen. Wohlgedemerkter gilt dies theoretisch nur für einen homogenen Untergrund, bei dem die Turbulenzelemente zufällig verteilt sind. Inwieweit die Landnutzung einen Einfluss auf die Helipod- und Lidar-Wärmefflüsse hat, soll im Folgenden geklärt werden.

Dazu soll zunächst der 30.5., an dem morgens und nachmittags jeweils zwei Katalog-Flüge durchgeführt wurden, näher betrachtet werden. Aufgrund der obigen Anforderung an eine quasi-stationäre Grenzschicht und aufgrund der höheren mesoskaligen Flüsse wurden die Nachmittags-Flüge für einen detaillierten Vergleich ausgewählt. Ein Vergleich zu den Lidar-Ergebnissen ist nur für den turbulenten latenten Wärmeffluss erfolgt, da mit dem Lidar-System keine Temperaturmessung möglich ist. Abb. 6.2 zeigt die gemessenen und die simulierten fühlbaren turbulenten Wärmefflüsse für den 30.5. zwischen 12:30-14:30 UTC. Darin sind sowohl das LES-Gebietsmittel, als auch lokale, rein zeitlich gemittelte, LES-Flüsse an verschiedenen Messstationen des LITFASS-Experimentes enthalten (siehe auch Abb. 4.1):  $GP_{\text{Lidar}}$  (Messfeld Falkenberg),  $GP_{\text{HV}}$  (Waldstation) und  $GP_{\text{SS}}$  (Scharmützelsee). Beim fühlbaren turbulenten Wärmeffluss (Abb. 6.2(a)) liegen die Werte der einzelnen Katalog-Legs im untersten Bereich der Grenzschicht sehr weit auseinander (maximaler Unterschied ca.  $400 \text{ W m}^{-2}$ ). Es ist offensichtlich, dass diese in etwa 80 m über dem Erdboden gemessenen Flüsse sehr stark von den direkt darunter befindlichen Landoberflächeninhomogenitäten beeinflusst sind. Dies zeigt auch die gute Übereinstimmung zu den lokalen LES-Profilen, deren Wert am Erdboden aus der Messung der jeweiligen Energiebilanzstation vorgegeben wurde. Eine entsprechend der Landoberflächenanteile gewichtete Mittelung der Helipod-Messungen in dieser Höhe würde daher in der Folge zu einer guten Übereinstimmung mit dem LES-Mittelwert führen.

Etwa mittig der Grenzschicht liegen die einzelnen Leg-Flüsse relativ nahe zusammen (maximaler Unterschied ca.  $90 \text{ W m}^{-2}$ ). Diese Höhenentwicklung zeigen auch die lokalen LES-Profile, welche sogar in der oberen Helipod-Flughöhe mit den gemessenen Werten nahezu übereinstimmen und die gleiche Streuung des fühlbaren Wärmefflusses zeigen. Dieses gemessene höhenabhängige „Zusammenschrumpfen“ der Flussunterschiede über den jeweiligen Landoberflächen stimmt auch gut mit den aufgezeigten Ergebnissen der Mischungshöhenuntersuchung aus Kap. 5.3 überein: Zwar gibt es keine eindeutige Mischungshöhe für die Wärmefflüsse während LITFASS-2003, jedoch nimmt der Einfluss der lokalen Heterogenitäten auf den turbulenten fühlbaren Wärmeffluss in Folge der guten Durchmischung der Grenzschicht mit der Höhe deutlich ab (siehe Abb. 5.11). Damit sollten die über einen langen Zeitraum, bzw. eine längere Flugstrecke gemessenen Flüsse in etwa auch dem horizontalen Gesamtmittel entsprechen. Tatsächlich wird dieses jedoch legabhängig um etwa  $40\text{-}120 \text{ W m}^{-2}$  unterschätzt.

Als Grund hierfür kann neben dem Einfluss der Heterogenität auf die Intensität der lokalen turbulenten Flüsse noch ein zweiter Einfluss genannt werden, der sich auf die leggemittelten Wärmefflüsse auswirkt: Der mesoskalige Wärmeffluss. Dieser kann für das obe-



(a) Fühlb. Wärmefluss, Ensemble-Lauf „e1“

(b) Fühlb. Wärmefluss, Ensemble-Lauf „e8“

Abbildung 6.2: Vergleich von turbulenten fühlbaren Wärmeflüssen aus Lidar- und Helipodmessungen sowie lokalen und gebietsgemittelten LES-Daten am 30.5. zwischen 12:30-14:30 UTC. Grafik (a) zeigt LES-Daten aus dem ersten Ensemble-Lauf, während (b) einem anderen Ensemble-Lauf entnommen ist. Hier zeigt sich, dass die rein zeitliche Mittelung an einem einzigen Gitterpunkt u.U. zu anderen Wärmeflüssen führt, wenn die Turbulenzinitialisierung unterschiedlich gewählt wurde.

re Flugniveau anhand Abb. 5.19(a) auf im Mittel  $0.08 \cdot H_3 = 22.4 \text{ W m}^{-2}$  abgeschätzt werden. Das bedeutet, dass im Durchschnitt bei jedem Helipod-Leg ein mesoskaliger Fluss von  $22 \text{ W m}^{-2}$  enthalten ist. Da je nach konkreter Flugstrecke jedoch mehr oder weniger TMCs, bzw. Teile von TMCs durchflogen wurden (Vergleich von Katalog-Flugstrecke (Abb. 4.2) und TMC-Visualisierung in Abb. 5.12(a)), kann der indirekt mitgemessene mesoskalige fühlbare Wärmefluss legabhängig auch mehr oder weniger als  $22 \text{ W m}^{-2}$  betragen, so dass die Abweichungen der Helipod-Legs untereinander und zum LES-Mittel zum Teil auch auf die unvollständige Messung der mesoskaligen Flüsse zurückgeführt werden können.

Besonders dort, wo die kleinräumige Turbulenz aufgrund des mesoskaligen Wärmetransportes eine geringere Rolle spielt (hoher mesoskaliger Flussanteil = geringer turbulenter Flussanteil, Kap. 5.5), wie z.B. am 30.5. im Bereich des Scharmützelsees, kann eine unvollständige Erfassung des lokalen TMC-Wärmetransportes zu einer ungenauen Messung führen. Denn beim Flug über den Scharmützelsee durchflog der Helipod im Wesentlichen nur den Abwindbereich der dortigen TMC (vergleiche Flugroute und TMC-Visualisierung), so dass sich zusätzlich zum ohnehin geringeren turbulenten Transport fühlbarer Wärme über dem Scharmützelsee ein schwacher und evtl. negativer mesoskaliger Flussbeitrag reduzierend auf die Flussmessung auswirkt. Besonders deutlich wird

die Vernachlässigung des dortigen mesoskaligen Flusses, wenn man die mathematische Vorgehensweise zur Berechnung der Flüsse aus den Rohdaten betrachtet: Zunächst wird hierbei wie an anderer Stelle erwähnt der Trend und der Mittelwert von den Rohdaten abgezogen. Die Aufzeichnung des Scharmützelsee-Legs begann und endete am nördlichen bzw. südlichen Seeufer. Damit ist es aber nicht möglich, den während des gesamten Fluges vorherrschenden TMC-Abwind als mesoskalige Abweichung in der Vertikalgeschwindigkeit zu erkennen. Dieser geht in diesem speziellen Fall vielmehr als Mittelwert in die Datenaufzeichnung ein und wird bei der Auswertung der Daten entsprechend der Rechenvorschrift vor der Kovarianzbildung abgezogen. Somit wird auch kein eigentlich an dem TMC-Abwind gekoppelter mesoskaliger Fluss ermittelt und der Gesamtfluss für dieses Leg bleibt klein. Da dieser Effekt im Folgenden häufiger Erwähnung findet, soll er abkürzend als „Scharmützelsee-Leg Effekt“ bezeichnet werden.

Auffällig ist bei den Helipod-Messungen in etwa 750 m Höhe weiterhin, dass das Ackerland- und das Mixed-Leg, welches teilweise über Wald und teilweise über Ackerland geflogen wurde, am ehesten dem LES-Mittel entspricht. Folgende Gründe könnten die Ursache hierfür sein: Das Mixed-Leg ist mit 12 km das längste Flugleg und genügt daher auch von allen Fluglegs am ehesten den von LENSCHOW *et al.* (1994) aufgestellten Mindest-Fluglängen für eine ausreichende Genauigkeit hinsichtlich der Bestimmung eines repräsentativen Gesamtwärmefflusses. Zudem ist in diesem Flugleg der Einfluss sowohl von Wald als auch von Ackerland erhalten. Über dem Ackerland entstanden nur wenige bzw. schwach ausgeprägte TMCs, so dass der turbulente Wärmeffluss in diesem Bereich in erster Linie durch die „natürliche“ kleinräumige Turbulenz bedingt ist. Daher ist anzunehmen, dass die Werte des Ackerland-Legs nicht durch eine unzureichende Abtastung von TMCs beeinflusst wurden und somit in der oberen Flughöhe repräsentativer für das Gebietsmittel sind als das See- bzw. das Wald-Leg. Diese Begründungen für die relativ gute Übereinstimmung von Mixed- und Ackerland-Leg zum horizontalen LES-Mittel sind jedoch als indizienbasierte These anzusehen, deren Beweis zur Zeit nicht möglich ist.

Als letzter Punkt in Bezug auf Abb. 6.2(a) ist das Problem des Rückschlusses von den Helipod-Messungen auf das Wärmefflussprofil und auf die lokalen Wärmefflüsse am Boden zu nennen. Im einfachsten Fall würde man die beiden Höhenmessungen für jede Landnutzungs-kategorie linear verbinden, und somit auch den Wärmeffluss am Boden ermitteln, der für die jeweilige Landnutzung charakteristisch ist. Obwohl die lokalen LES-Profile klar anzeigen, dass die vom horizontal gemittelten Profil abgeleitete Annahme einer linearen Abnahme des turbulenten Wärmefflusses mit der Höhe nicht für kleinere horizontale Ausschnitte gilt, würde diese Methode trotzdem für das See- und Wald-Leg zu einer guten Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert am Boden führen. Wie vor allem das lokale Profil für den Lidar-Standort jedoch zeigt, ist im zeitlichen Mittel lokal auch eine Zunahme des turbulenten fühlbaren Wärmefflusses mit der Höhe im unteren Grenzschichtbereich möglich. Eine lineare Interpolation zwischen den gemessenen Leg-Flüssen über Ackerland würde den wahren fühlbaren Wärmeffluss am Erdboden somit um ca.  $80 \text{ W m}^{-2}$  überschätzen.

Ein Vergleich der lokalen LES-Profile von zwei verschiedenen Ensemble-Läufen (siehe Abb. 6.2(a,b) und Abb. 6.3(a,b)) zeigt, dass eine Mittelungszeit von 90 Minuten nicht

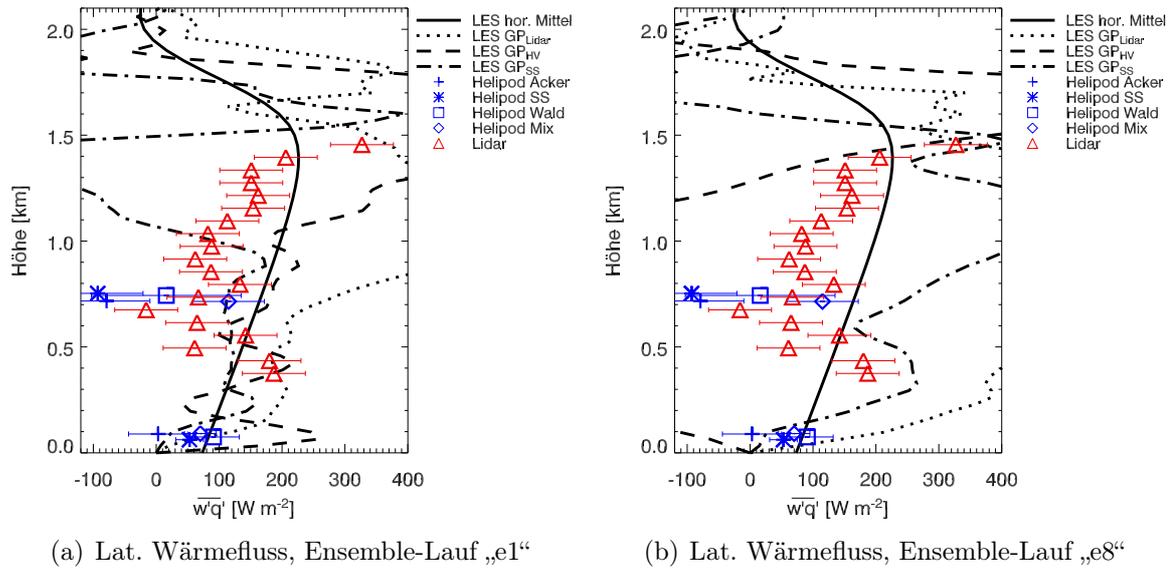


Abbildung 6.3: Vergleich von turbulenten latenten Wärmeflüssen aus Lidar- und Helipodmessungen sowie lokalen und gebietsgemittelten LES-Daten am 30.5. zwischen 12:30-14:30 UTC. Hier zeigt sich, dass die rein zeitliche Mittelung an einem einzigen Gitterpunkt u.U. zu anderen Wärmeflüssen führt, wenn die Turbulenzinitialisierung unterschiedlich gewählt wird.

immer ausreichend ist, um ein repräsentatives Wärmeflussprofil zu erhalten. So sind beim fühlbaren Wärmefluss zwar die lokalen Profile über dem Scharmützelsee und dem Lidar-Standort durchaus vergleichbar, jedoch sind bei den Profilen über dem Wald bei den Ensemble-Läufen bereits wenige Dekameter oberhalb des Erdbodens große Differenzen zu beobachten. Bei den lokalen Profilen des latenten Wärmeflusses sind die Unterschiede zwischen den Ensemble-Läufen so groß, dass sich keine gesicherten physikalischen Aussagen treffen lassen. Im Folgenden wird daher nur das horizontal gemittelte LES-Profil mit den Messungen verglichen. Dennoch sind auch hier die in Kap. 5.3 gezeigten Ergebnisse wiederzufinden: Beim latenten Wärmefluss ist der lokale Unterschied im unteren Grenzschichtbereich zumeist klein, wächst dann aber ab ca. 500 m deutlich an.

Für die Einschätzung der ebenfalls lokalen Lidar-Flüsse haben die o.g. Erläuterungen zwei mögliche Konsequenzen: Entweder ist der Lidar-Messkomplex aufgrund seiner Messtechnik, der groben zeitlichen Auflösung von 10 s oder der angewendeten Methode zur Flussbestimmung nicht in der Lage, den latenten lokalen Wärmefluss genau genug zu bestimmen (siehe Fehlerbalken) und orientiert sich daher in allen Höhen eher am (horizontal) mittleren Zustand, so dass keine „ungeordnete“ Profilstruktur wie bei den lokalen LES-Profilen zu beobachten ist. Dann wäre das Lidar-System unter Umständen gut geeignet, um eine Messung des für das LITFASS-Gebiet repräsentativen turbulenten latenten Wärmeflusses durchzuführen. Oder/und die gemessenen Lidar-Wärmeflüsse entsprechen exakt dem lokalen Flussprofil über dem Messfeld Falkenberg am 30.5. und stehen somit für einen weiteren (nicht exakt simulierbaren) „Ensemble-Lauf“. Dann wäre die Form und die Nähe zum horizontalen LES-Mittel des Lidar-Profiles Zufall. Eine

Einschätzung des tatsächlichen Sachverhaltes kann an dieser Stelle jedoch nicht gegeben werden, da für weitere Vergleiche, z.B. an anderen „golden days“ keine Lidar-Flussdaten vorliegen.

Zusammenfassend in Bezug auf die Lidar-Messung lässt sich in jedem Falle feststellen, dass unter Berücksichtigung der Fehlerbereiche eine leichte Unterschätzung des horizontal gemittelten (für das LITFASS-Gebiet repräsentativen) latenten Wärmeflusses vorliegt. Weiterhin soll erwähnt werden, dass der Anstieg des Flusses mit der Höhe vom Lidar im Vergleich zum horizontalen Mittel gut wiedergegeben wird.

Zu den latenten Wärmeflüssen des Helipods lässt sich feststellen, dass die statistischen Fehler (Fehlerbalken) deutlich größer sind als beim fühlbaren Fluss. Dies kann gemäß Gl. (4.13) sowohl an einer schlechteren Korrelation von Vertikalgeschwindigkeit und Feuchte gegenüber  $\rho_{w\theta}$  liegen, als auch an einer höheren integralen Längenskala für den latenten Fluss. Da der Korrelationsterm im Gegensatz zur integralen Längenskala quadratisch in die Fehlerberechnung eingeht und bereits festgestellt wurde, dass die Korrelation zwischen  $w'$  und  $q'$  geringer ist als für  $w'$  und  $\theta'$ , wird letzteres der primäre Grund für die Erhöhung des statistischen Fehlers bei der Helipod-Messung sein.

Hinsichtlich des horizontalen Mittels ist zu erkennen, dass die gewichtete Summe der Helipod-Messungen im unteren Flugniveau wieder sehr gut dem repräsentativen LES-Wert entsprechen würde. Im Gegensatz zum turbulenten fühlbaren Wärmefluss liegen die Werte der einzelnen Legs hier jedoch relativ eng beieinander. Während beim fühlbaren Wärmefluss im oberen Flugniveau die Legwerte zusammenrücken, gehen sie beim latenten Wärmefluss auseinander. Diesen Trend zeigen wie erwähnt auch die lokalen LES-Profile, bei deren Erläuterung auch bereits der Verweis auf das Verhalten der Mischungshöhe beim latenten Wärmefluss gegeben wurde. Hier zeigt sich demnach auch zum ersten Mal durch Messungen belegt, dass für den latenten Wärmefluss die heterogenitätsbedingte Verstärkung der räumlichen Unterschiede im Eintrag trockener Luft aus der freien Atmosphäre eine größere Rolle spielt als der inhomogene Feuchtefluss am Boden.

Weiterhin unterschätzen die Helipod-Flüsse im oberen Flugniveau, wie auch im Fall des fühlbaren Flusses, den latenten Gesamtfluss. In diesem Falle ist diese Unterschätzung noch deutlicher ausgeprägt: Zum einen sind die Absolutwerte der Abweichung bei jedem Leg deutlich höher, zum anderen würde die lineare Interpolation zwischen den beiden Höhen bei jedem Leg, mit Ausnahme des Mix-Legs, ein mit der Höhe abnehmendes Wärmeflussprofil bedeuten. In Wirklichkeit ist jedoch im Mittel ein deutlicher Anstieg des latenten Wärmeflusses mit der Höhe zu beobachten. Die Gründe für diese Abweichungen bzw. für den repräsentativen Wert des Mix-Legs sind äquivalent zu den Gründen für die Abweichungen der Helipod-Messwerte zum Mittel des fühlbaren Wärmeflusses (s.o.). Insbesondere wirkt sich der „Scharmützelsee-Leg Effekt“ beim latenten Wärmefluss noch deutlicher aus, da bei der Feuchte im Gegensatz zur Temperatur die turbulenten Schwankungen schwächer ausgeprägt sind (siehe Abb. 6.1), und somit nach Abzug des Mittelwertes (und damit der heterogenitätsbedingten Schwankung) nur sehr kleine Feuchtwerte in die Kovarianzbildung mit der (ebenfalls mittelwertsbereinigten) turbulenten Vertikalgeschwindigkeit eingehen.

Um die Ergebnisse für den 30.5. in einen erweiterten Kontext stellen zu können, sollen

nun weitere Vergleich der Helipod-Wärmefflüsse zum LES-Mittel für die übrigen „golden days“ erfolgen. Abb. 6.4 zeigt die turbulenten Wärmefflüsse aus den Katalog-Flügen des Helipods am 2.6. (a,b) und aus den Matratzen-Flügen („extended big grid“ in BEYRICH *et al.*, 2004a) am 13.6. (c) sowie am 17.6. (d). Die Katalog-Flüge am 2.6. begannen kurz nachdem die Grenzschicht innerhalb von 30 Minuten von 600 m auf 2400 m angewachsen war (siehe Abb. 5.6(b)). Damit ist diese Messung aussagekräftig für eine quasi-stationäre Grenzschicht. Es zeichnet sich ein ähnliches Bild wie am 30.5. ab: Insgesamt kommt es zu einer Unterschätzung des turbulenten fühlbaren Wärmefflusses, wie Abb. 6.4(a) zeigt. Gleichzeitig verringert sich der auf den direkten Einfluss der vorgegebenen Wärmeffluss-heterogenitäten am Boden zurückzuführende Abstand zwischen den einzelnen Legmessungen mit der Höhe. Im Vergleich zum 30.5. sind diese Abstände jedoch noch relativ groß, was auf die etwas geringere Höhe des oberen Flugniveaus sowie auf die deutlich höhere Grenzschicht am 2.6. zurückzuführen ist (oberes Flugniveau am Nachmittag des 30.5. in etwa  $0.44 z_i$ , am 2.6. in etwa  $0.25 z_i$ ). Im oberen Flugniveau würde eine Gewichtung der Messwerte entsprechend der Flächenanteile der jeweiligen Landnutzungs-klassen nur noch zu einer geringen Unterschätzung des Flächenmittels für diese Höhe führen. Ein möglicher Grund hierfür könnte der gegenüber dem 30.5. geringere mesoskalige fühlbare Fluss sein und die höhere Windgeschwindigkeit, die durch erhöhte Windscherung zu einer gleichmäßigeren und landoberflächenunabhängigeren Durchmischung der Grenzschicht beiträgt. Weiterführende Untersuchungen zum Beweis dieser Vermutungen sind im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht vorgesehen.

Die Messung des turbulenten latenten Wärmefflusses am 2.6. (Abb. 6.4(b)) zeigt im unteren Flugniveau für das See- und das Ackerland-Leg eine deutliche Überschätzung des Mittels des latenten Wärmefflusses. Im oberen Flugniveau ist dagegen eine deutliche Unterschätzung des Flusses bei allen Legs mit Ausnahme des Wald-Legs zu beobachten. Ein in beiden Höhen konsistentes Bild ergibt sich demnach nur für das Wald-Leg, welches auch quantitativ sehr gut dem horizontalen Mittel entspricht. Ohne die Vergleichsmöglichkeit der LES ist die Ermittlung eines repräsentativen Mittelwertes aus den Katalog-Flügen des Helipod somit nicht möglich. Eine Ursache für den gegenüber dem 30.5. größeren Unterschied zwischen den einzelnen Legs und dem größeren Abstand zum horizontalen Mittel ist sicherlich im höheren Betrag des latenten Wärmefflusses am 2.6. zu suchen. Das horizontale Mittel im unteren Flugniveau steigt hier von  $120 \text{ W m}^{-2}$  auf  $300 \text{ W m}^{-2}$  im oberen Flugniveau an und verdoppelt sich demnach ungefähr. Im Vergleich: Am 30.5. stehen sich  $90 \text{ W m}^{-2}$  und  $150 \text{ W m}^{-2}$  gegenüber. Während am 30.5. zudem alle Landnutzungs-klassen einen ähnlichen latenten Fluss aufwiesen, sind die Unterschiede am 2.6. deutlich größer (vergleiche die Helipod-Messungen im unteren Flugniveau). Das höhere Flussniveau im Zusammenspiel mit der größeren Streuung der Werte boten demnach eine gegenüber dem 30.5. deutlich höhere Bandbreite für die lokalen bzw. gebietsweisen latenten Wärmefflüsse. Jedoch würde wie am 30.5. eine entsprechende Mittelung der Legwerte im oberen Flugniveau zu einer Unterschätzung des latenten Wärmefflusses führen.

Im Vergleich zu den Katalog-Flügen entsprechen die Ergebnisse der Matratzen-Flüge in Abb. 6.4(c,d) noch besser dem horizontalen Mittelwert. Sowohl am 13.6., als auch am 17.6. ist für beide Wärmefflüsse eine Übereinstimmung der Messung mit dem LES-

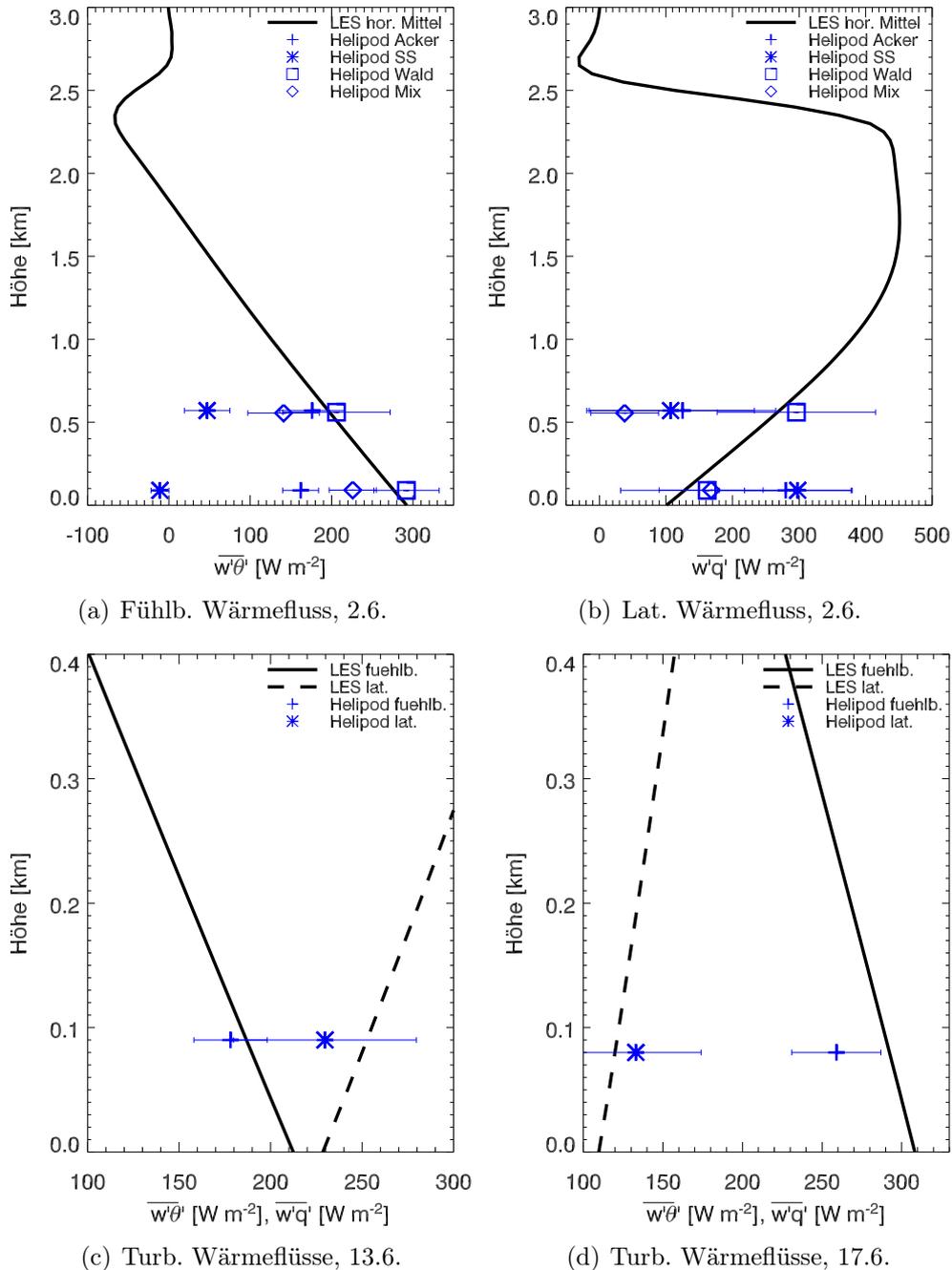


Abbildung 6.4: Vergleich von turbulenten Wärmeflüssen aus Helipod-Messungen und gebietsgemittelten LES-Daten am 2.6. zwischen 9:20-11:30 UTC (a,b), am 13.6. zwischen 8:30-10:40 UTC (c) und am 17.6. zwischen 11:30-13:30 UTC (d). Da am 13.6. sowie am 17.6. jeweils ein Matratzenmuster in ca. 80 m über Grund geflogen wurde, besteht das präsentierte Ergebnis aus dem Mittel über 16 Legs (je acht in N-S- sowie O-W-Richtung mit etwa 14 km Länge und 2 km Abstand zwischen zwei Legs). Bei (c,d) wurde für eine bessere Übersicht nur der untere Grenzschichtbereich dargestellt.

Mittelwert innerhalb des statistischen Fehlers von  $20\text{-}50\text{ W m}^{-2}$  gegeben<sup>2</sup>. Am 13.6. weichen die ermittelten Flüsse nur etwa  $10\text{-}20\text{ W m}^{-2}$  vom horizontalen Mittel ab, d.h. eine Berechnung der mittleren Wärmeflüsse am Erdboden aus diesen Messungen mittels der sogenannten „inversen Modellierung“ (BANGE, 1997) würde zu einer guten Übereinstimmung mit den tatsächlichen Werten führen. Dies gilt ebenso für die Matratzen-Flüge am 17.6., wobei hier die Messung des fühlbaren Wärmeflusses einen Abstand zum tatsächlichen (LES-)Mittelwert von etwa  $30\text{ W m}^{-2}$  hat. Erwähnenswert an diesen beiden Tagen ist weiterhin, dass übereinstimmend mit den Ergebnissen vom 30.5. und 2.6. der turbulente fühlbare Wärmefluss immer unterschätzt wird, während beim turbulenten latenten Wärmefluss sowohl eine Unterschätzung (30.5., 13.6.), als auch eine Überschätzung auftritt (2.6., 17.6.).

Zusammenfassend lässt sich daher feststellen, dass die Ergebnisse aus den Matratzen-Flügen während LITFASS-2003 die tatsächlichen turbulenten Wärmeflüsse gut wieder spiegeln. Aus den Ergebnissen der Katalog-Flüge ist ersichtlich, dass durch ein niedriges Flugniveau eine gute Abschätzung der Wärmeflüsse für die jeweiligen Landnutzungsclassen gegeben werden kann. Ein Rückschluss auf das horizontale Mittel mittels Gewichtung dieser Flüsse mit den jeweiligen Flächenanteilen der Landnutzungsclassen führt in Einzelfällen zu einer guten Übereinstimmung. Insbesondere im oberen Flugniveau führt diese Methode jedoch zu größeren Abweichungen zum Mittelwert.

Um eine statistisch signifikantere Aussage bzgl. der Abweichungen der Helipod-Messungen zum „wahren“ (durch die LES gegebenen) Mittelwert treffen zu können, wurden in einer weitergehenden Untersuchung sogenannte „virtuelle Flüge“ realisiert. Die Ergebnisse der hierzu durchgeführten hochaufgelösten LES sollen nun im folgenden Kapitel dargelegt werden.

## 6.2 Hochaufgelöste Simulation zum 30.5.2003

Zusätzlich zu den Ensemble-Läufen wurde für den 30.5. eine hochaufgelöste Simulation durchgeführt. Damit wurde eine weitreichende Datengrundlage für eine ausgedehnte Untersuchung von simulierten Helipod-Messungen geschaffen. Darüber hinaus können mit diesen Modelldaten auch die Messungen der Large-Aperature Scintillometer (LAS, Kap. 4.1.3) mit den LES-Ergebnissen verglichen werden. Ein solcher Vergleich wurde bisher noch nie durchgeführt und ist von großem Interesse, da die Theorie zur Ermittlung der turbulenten Wärmeflüsse aus den Intensitäts-Fluktuationen der emittierten elektro-magnetischen Welle des LAS u.a. von einer isotropen Turbulenzverteilung über homogener Landoberfläche ausgeht.

Für eine hochaufgelöste Simulation wurde der 30.5. ausgewählt, da an diesem Tag der stärkste Einfluss der Landoberflächenheterogenitäten durch die Ensemble-Simulationen ermittelt wurde (siehe Kap. 5). Zwar wurden für den 30.5. mit Hilfe der Ensemble-Läufe bereits alle wesentlichen Ergebnisse wie mittlere Profile, Quantifizierung des mesoskaligen Einflusses, etc. erhalten. Für die Durchführung von virtuellen Flügen und einem

---

<sup>2</sup>Genau betrachtet muss man für die Messung des fühlbaren Wärmeflusses am 17.6. einen Abstand zum LES-Mittel von  $7\text{ W m}^{-2}$  attestieren.

Vergleich der LES-Daten zu den LAS-Daten war jedoch die dort verwendete räumliche und zeitliche Auflösung unzureichend. Die Anforderungen an die hochaufgelöste Simulation resultierten daher aus den Helipod- bzw. Scintillometer-Betriebsparametern.

Für eine spätere Ableitung der turbulenten Wärmeflüsse aus dem Temperatur- bzw. Feuchtespektrum gemäß den Auswertungsvorschriften der Scintillometer musste ein konstanter Zeitschritt gewählt werden, der zudem eine ausreichende Abdeckung des gesamten Turbulenzspektrums gewährleisten musste. Nach einigen Testsimulationen wurde ein Zeitschritt von  $\Delta t = 0.5$  s für die eigentliche Simulation festgelegt, bei dem sowohl die numerische Stabilität der Rechnung (CFL-Kriterium, Einhaltung des Diffusionskriteriums), als auch ein der LAS-Methode genügendes Turbulenzspektrum sichergestellt werden konnte. Als weitere Anforderung sollten die LES-Daten in der Messhöhe der beiden Scintillometer-Strecken LAS-Wald ( $z = 34$  m über Grund) und LAS-MOL ( $z = 43$  m über Grund) nur noch minimal von der LES-Turbulenzparametrisierung beeinflusst sein. Daher war eine vertikale Auflösung von  $\Delta z = 10$  m nötig, die eine Datenanalyse der LES in 40 m mit der genannten Anforderung erlaubte. Denn der Anteil der turbulenten subskaligen Wärmeflüsse am jeweiligen Gesamtwärmefluss lag in dieser Höhe unter 2% und konnte somit bei der Datenanalyse vernachlässigt werden. Für die horizontale Gitterweite wurde  $\Delta x, y = 20$  m gewählt.

Mit dieser geringen horizontalen Gitterweite hätte eine Simulation unter Verwendung der bisherigen Modellgebietsgröße von  $32 \text{ km} \times 40 \text{ km}$  ein Modellgebiet bestehend aus  $1600 \times 2000$  Gitterpunkte in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung bedeutet. Der Zeitaufwand für diese Simulation belief sich im Jahr 2004 jedoch selbst in Hochleistungsrechenzentren auf viele Monate, so dass eine praktische Durchführung nicht möglich war. Um die gewünschte Untersuchung dennoch durchführen zu können, wurde das Modellgebiet verkleinert. Dies ist hinsichtlich der Effekte durch den zyklischen Modellrand vertretbar, da nicht das gesamte LITFASS-2003 Gebiet von Interesse der Untersuchungen ist, sondern nur Bereiche, die weit im Inneren von  $G_{\text{LIT}}$  liegen. Daher wurde nach der Auswertung von Testsimulationen ein  $960 \times 800$  ( $\times 280$ ) Gitterpunkte großer Ausschnitt ausgewählt, der in Abb. 6.5 zu sehen ist. Damit betrug die horizontale Modellgebietsgröße in der hochaufgelösten Simulation für den 30.5.  $19.2 \text{ km} \times 16 \text{ km}$ . Hierbei ist insbesondere der südliche und der nördliche Abstand vom Modellrand zum Bereich der relevanten Datenaufzeichnung (Flugbox) von ca. 3.5 km als unkritisch anzusehen, da der Wind aus Osten wehte. Der Abstand zum westlichen Rand ist ebenfalls unkritisch, da dies der Ausströmrand des Modellgebietes ist. Der Abstand zum östlichen Einströmrand bis zum Bereich der nächst gelegenen Datenaufzeichnung (dem Gebiet um das LAS-MOL) beträgt ca.  $4.5 \text{ km} = 225$  Gitterpunkte. Dieser Wert liegt damit etwas unterhalb der in Kap. 4.4 angegebenen 6 km-Marke, bei der die Datenbeeinflussung durch den zyklischen Rand vernachlässigt werden kann. Untersucht man nur die Messstrecke des LAS-MOL und das Gebiet westlich davon, so wird die 6 km-Marke sogar ganz erreicht.

Mit der hohen horizontalen Auflösung konnte die Anforderung an die Aufzeichnung der virtuellen Flüge erfüllt werden: Der Helipod fliegt mit durchschnittlich  $40 \text{ m s}^{-1}$  und misst mit 100 Hz, d.h. alle 40 cm. Mit einem Zeitschritt von 0.5 s und einer horizontalen Gitterweite von 20 m wurde somit auf einfache Weise ein virtueller Flug durch das Modellgebiet mit einer Aufzeichnungsrate von immerhin 2 Hz möglich, wobei der virtu-

elle Helipod zu jedem Zeitschritt den nächsten Gitterpunkt entlang seiner vorgegebenen Flugstrecke erreichte und die dort berechneten Modelldaten aufzeichnete. Als Flugstrecke wurde ein in LITFASS-2003 nur selten eingesetztes Flugmuster, eine sogenannte 3D-Box, gewählt. Hierbei wird ein Quadrat in drei Höhen abgeflogen (in Absprache mit der TU-Braunschweig wurden 100 m, 500 m und 800 m gewählt). Im Experiment passierte dies nacheinander, in der LES wurden diese Flüge aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit zum horizontalen Mittel gleichzeitig durchgeführt. Zusätzlich wurden nicht nur die Daten der Flugstrecke selbst (Linienmessung), sondern auch noch das Luftvolumen um den aktuellen Standort herum aufgezeichnet. Es liegt damit hinsichtlich der aufgezeichneten Daten quasi ein „gleitender Luftwürfel“ vor. Diese Daten können z.B. genutzt werden, um lokal die horizontalen Flussanteile der turbulenten Flüsse zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit soll hierauf jedoch kein Bezug genommen werden.

Das 3D-Box Flugmuster hat gegenüber dem Matratzen-Muster den Vorteil, dass die vertikale Struktur der Grenzschicht besser erfasst wird. Mit einem Matratzen-Muster ist dies nicht möglich, da eine sehr lange Flugzeit für die Messung in einer Höhe nötig ist. Gegenüber dem Katalog-Flugmuster gestaltete sich die technische Implementierung des Box-Musters deutlich einfacher. Zudem sind im Box-Muster alle Legs gleich lang, so dass hier im Gegensatz zum Katalog-Muster eine einheitliche Untersuchung auch in Bezug auf die nötige Fluglänge für einen möglichst geringen Fehler hinsichtlich des horizontalen Mittelwertes der Wärmeflüsse möglich wird. Ausserdem sind das östliche Leg (Leg 0) und das westliche Leg (Leg 2) fast identisch mit dem Ackerland- bzw. Wald-Leg des Katalog-Musters. Die genaue Lage der 3D-Box ist in Abb. 6.5 aufgezeigt.

In dieser Abbildung sind weiterhin zwei Gebiete eingerahmt, die um die LAS-Wald bzw. LAS-MOL Messtrecken liegen. Innerhalb dieser Gebiete wurden zu jedem Zeitschritt für jeden Gitterpunkt Vertikalgeschwindigkeit, potentielle Temperatur, spezifische Feuchte sowie der Diffusionskoeffizient  $K_m$  in 40 m Höhe abgespeichert. Damit ist eine vielfältige Nutzung dieser Daten im Rahmen eines „post-processing“ möglich. Erste Ergebnisse sollen in Kap. 6.2.2 vorgestellt werden.

In Absprache mit der Universität Wageningen (Niederlande) wurde die Aufzeichnung der Flächendaten zwischen 8-14 UTC vorgenommen, da die LAS-Messgeräte nur in diesem Zeitbereich aufgrund einer hohen Turbulenzintensität qualitativ sehr hochwertige Daten aufzeichnen konnten. Alle physikalischen Antriebsdaten und Initialisierungsbedingungen der Simulation entsprechen den Vorgaben für die Ensemble-Simulationen des 30.5. (siehe Kap. 5). Durch die unterschiedliche Modellgröße weichen die Werte für das horizontale Mittel der turbulenten Wärmeflüsse am Erdboden um ca.  $10 \text{ W m}^{-2}$  von den Ensemble-Läufen des 30.5. ab. Daher kam es zu geringfügigen, nicht signifikanten Abweichungen in der Grenzschichtentwicklung.

### 6.2.1 Fehleranalyse der Helipodmessungen anhand von virtuellen Flügen

Im Hinblick auf die gewonnenen Erkenntnisse in den vorhergehenden Kapiteln sollen an dieser Stelle die Ergebnisse aus den virtuellen Flügen der hochaufgelösten LES prä-

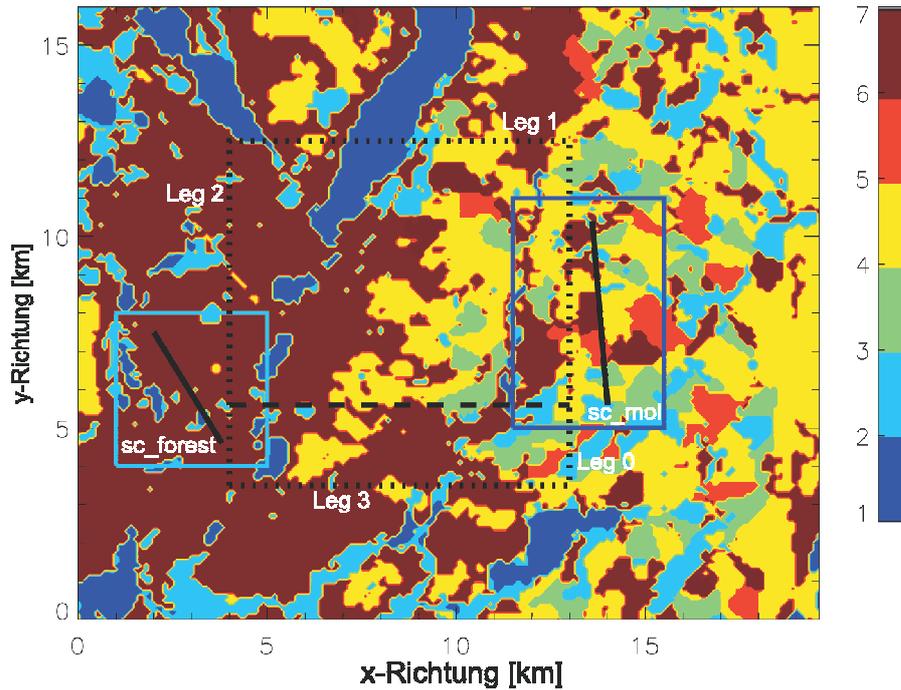


Abbildung 6.5: Modellgebiet der hochaufgelösten LES zum 30.5. Zusätzliche Bildelemente sind die durch eine gepunktete Linie dargestellte 3D-Box, welche durch einen virtuellen Helipod gleichzeitig in 100 m, 500 m und 800 m Höhe abgeflogen wurde. Weiterhin sind in einer blauen Umrahmung die Gebiete gekennzeichnet, in welchen Vertikalgeschwindigkeit, potentielle Temperatur, spezifische Feuchte und Diffusionskoeffizient zu jedem Zeitschritt abgespeichert wurden, um Vergleiche mit den Large-Aperture Scintillometern zu ermöglichen („sc\_forest“ und sc\_mol“). Die Scintillometermessstrecken selbst sind innerhalb dieser Gebiete als schwarze Linie gekennzeichnet. Die Landnutzungsklassen 1-7 entsprechen denen aus Abb. 4.3.

sentiert und verglichen werden. Insbesondere sollen die erhaltenen Fehlerbereiche für die Flugmessung des turbulenten fühlbaren Wärmeflusses auch mit den Ergebnissen aus virtuellen Flügen über homogenem Untergrund verglichen werden, die von SCHRÖTER *et al.* (2000) dargelegt wurden.

Abb. 6.6 zeigt den mittleren relativen statistischen Fehler (Gl. (4.13) und (4.17)) aus den zwölf hintereinander durchgeführten virtuellen Flügen. Die Flugzeit pro Box betrug 1400 s, d.h. insgesamt wurde von 8:15-13:00 UTC geflogen. Um die Auswirkungen der Aufzeichnungslänge auf den Messfehler zu untersuchen, wurden Messungen einzelner Legs, einer gesamten Box und zwei nacheinander abgeflogenen Boxen ausgewertet. Es zeigt sich für  $\tilde{r}_{\text{stat}}(z)$  des turbulenten fühlbaren Wärmeflusses ( $\tilde{r}_{\text{stat, fühlb.}}$ , Abb. 6.6(a)) eine fast lineare Zunahme mit der Höhe, unabhängig von der Aufzeichnungslänge. Während in Erdbodennähe je nach Mittelungslänge ein geringer Fehler zwischen 8-23 % auftritt, liegt der Fehler in 500 m Höhe zwischen 20-60 % und in 800 m Höhe zwischen 50-110 %. Diese Werte finden sich auch in der realen Messung des Helipod am 30.5. wieder (siehe Abb. 6.2): Im unteren Flugniveau betragen die statistischen Fehler z.B. für

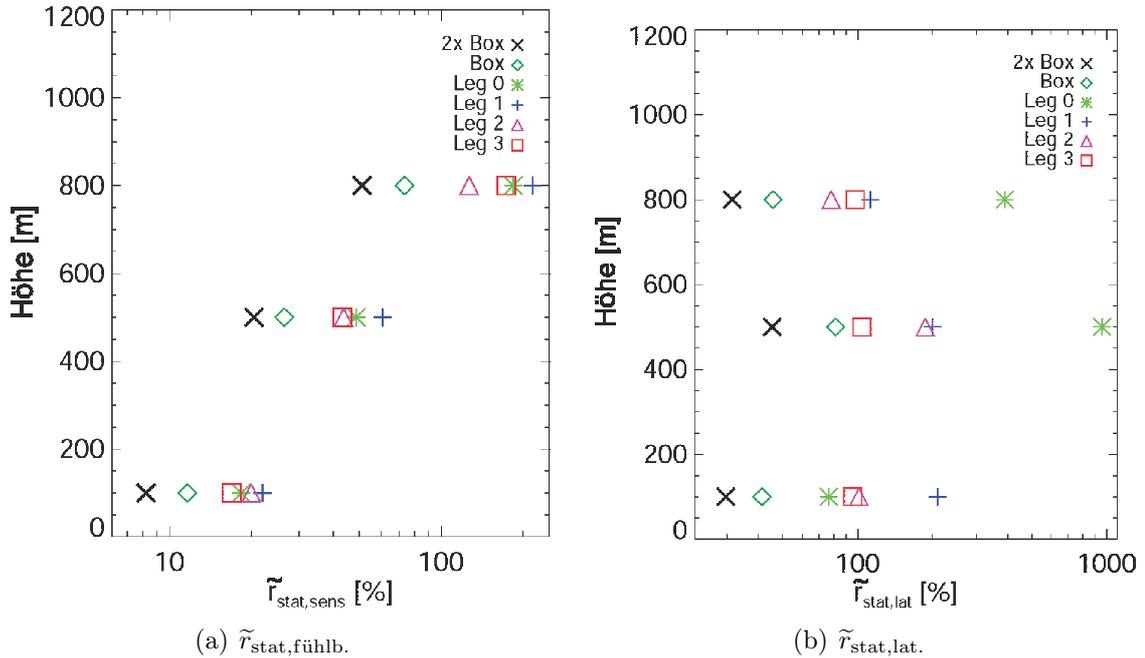


Abbildung 6.6: Mittlerer relativer statistischer Fehler  $\tilde{r}_{\text{stat}}$  aus 12 sequentiellen virtuellen Box-Flügen (Beginn: 8:15 UTC). Für eine Einschätzung des Einflusses der Fluglänge auf diesen Fehler wurde die Flussberechnung aus einzelnen Legs (Kanten der 3D-Box), aus einer Box und aus zwei Boxen in die Ermittlung des relativen statistischen Fehlers einbezogen.

das Wald-Leg  $\pm 35 \text{ W m}^{-2}$  bei einem Absolutwert von  $365 \text{ W m}^{-2}$  ( $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}} = 9.6\%$ ), und für das Mixed-Leg  $\pm 24 \text{ W m}^{-2}$  bei einem Absolutwert von  $175 \text{ W m}^{-2}$  ( $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}} = 13.7\%$ ). Im oberen Flugniveau (ca. 800 m) betragen diese Fehler für das Wald-Leg  $\pm 20 \text{ W m}^{-2}$  bei einem Absolutwert von  $40 \text{ W m}^{-2}$  ( $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}} = 50\%$ ), und für das Mixed-Leg  $\pm 25 \text{ W m}^{-2}$  bei einem Absolutwert von  $80 \text{ W m}^{-2}$  ( $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}} = 30\%$ ). Damit zeigen die während eines Katalog-Fluges aufgenommenen Werte zwar nicht ganz die simulierten Fehlerbereiche, der Anstieg des statistischen Fehlers mit der Höhe ist jedoch auch hier klar zu erkennen.

SCHRÖTER *et al.* (2000) zeigten für einen homogenen Untergrund ebenfalls einen Anstieg von  $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}}$  mit der Höhe (linear bis etwa  $0.5 z_i$ , also 900-1000 m am 30.5.). Allerdings fiel in diesem Falle der Anstieg deutlich geringer aus: Im unteren Grenzschichtniveau lag  $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}}$  bei 6%, in  $0.7 z_i$  bei 15%, und im obersten Grenzschichtbereich bei mehr als 25%. Diesen Anstieg führten sie auf die höhenabhängige Verlängerung der nötigen Flugstrecke für einen fest vorgegebenen statistischen Fehler zurück. Diese Verlängerung der Flugstrecke wiederum führten LENSCHOW und STANKOV (1986) in ihrer theoretisch-experimentellen Studie auf die Abnahme des Wärmeflusses mit der Höhe zurück. Daher ist dieser Zusammenhang in Abb. 6.6(a) für den mittleren relativen statistischen Fehler auch unabhängig von dem überflogenen Untergrund und der exakten Flugstrecke zu sehen.

Dennoch sind dort signifikante Auswirkungen der Flugstreckenlänge auf die Güte der Flussberechnung zu erkennen: Die einzelnen Fluglegs weisen einen deutlich höheren Fehler  $\tilde{r}_{\text{stat,fühlb.}}$  auf als eine ganze Box (= vier Legs), während die Fehlerreduktion bei einer Verdopplung des Flugweges von einer Box auf zwei Boxen geringer ausfällt. Insgesamt gesehen entsprechen die hier ermittelten Werte fast exakt den theoretisch/experimentellen Zusammenhängen aus Gl. (4.13): Hiernach verhält sich der statistische Fehler umgekehrt proportional zu  $1/\sqrt{L_{w\phi}}$ . D.h. bei einer Vervierfachung der Flugstrecke verringert sich der Fehler um 50 %, bei einer Verdopplung um etwa 30 %.

Der mittlere statistische Fehler des turbulenten latenten Flusses wurde bislang mit Hilfe von virtuellen Flügen noch nicht untersucht. Hier zeigt sich die Abhängigkeit des Fehlers von der Länge der Flugstrecke in etwa gleicher Form wie beim fühlbaren Wärmefluss (Abb. 6.6(b)). Drei Unterschiede zum fühlbaren Wärmefluss sind jedoch festzustellen: Zum einen ist die Streuung von  $\tilde{r}_{\text{stat,lat.}}$  bei den einzelnen Legs teilweise relativ hoch, zum anderen existiert kein linearer Anstieg von  $\tilde{r}_{\text{stat,lat.}}$  mit der Höhe. Als dritter Punkt lässt sich noch das höhere Fehlerniveau anführen.

Aufgrund des Anstieges des latenten Wärmeflusses mit der Höhe ist eigentlich nach der Begründung von LENSCHOW und STANKOV (1986) eine lineare Abnahme von  $\tilde{r}_{\text{stat,lat.}}$  mit der Höhe zu erwarten. Tatsächlich steigt der Fehler aber zunächst leicht an, um dann bis zu den untersuchten 800 m wieder abzusinken. Es ist zwar anzunehmen, dass er in den oberen Grenzschichtregionen (am 30.5. ist dies der Bereich zwischen 1600 m und 2000 m) aufgrund des großen latenten Wärmeflusses deutlich geringer sein wird als am Boden, aber dies kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, da hier keine virtuellen Flüge durchgeführt wurden.

Die größere Streuung der einzelnen Leg-Werte und das höhere Fehlerniveau sind auch in den realen Helipod-Messungen zu erkennen (Abb. 6.2). Ein Grund hierfür könnte das geringe Feuchteniveau der Luft an diesem Tag gewesen sein. Einzelne starke Feuchtequellen (wie über dem Ackerland (Leg 0) oder über Wasserflächen (Leg 1)) verursachen bei kurzen Flugstrecken eine hohe Varianz in der Feuchtemessung und dies wirkt sich wiederum direkt durch Gl. (4.14) erhöhend auf  $\tilde{r}_{\text{stat,lat.}}$  aus.

Da mit Hilfe der LES-Daten auch ein Vergleich mit dem „wahren“ horizontalen Mittelwert möglich ist, kann nun auch die Differenz zwischen diesem Mittelwert und dem leg- bzw. boxgemittelten Wärmefluss der virtuellen Helipod-Messungen berechnet werden (Gl. (4.19)). Abb. 6.7 zeigt den mittleren relativen Fehler aus zwölf Messungen (Box-Flügen). Die hier durch einen horizontalen Fehlerbalken kenntlich gemachte statistische Streuung ist im Übrigen bei den Werten aus den zweifachen Box-Flügen größer als bei den einfachen Box- und den Leg-Flügen, da hier nur sechs anstatt zwölf Fehlerwerte berechnet werden konnten und damit eine höhere statistische Unsicherheit besteht. Die Werte des mittleren „wahren“ Fehlers sind, zumindest für den fühlbaren Wärmefluss, fast identisch zum mittleren statistischen Fehler. Innerhalb ihrer statistischen Streuung, die aufgrund der endlichen Anzahl von Messungen auftritt, sind sie sogar absolut vereinbar. Dieses Ergebnis entspricht exakt der Aussage von SCHRÖTER *et al.* (2000), die die bestehenden Differenzen zwischen dem statistischen und „wahren“ Fehler auf die geringe Anzahl der Messflüge zurückführen.

Ein Ergebnis, das anhand von Abb. 6.7(a) besonders gut hervortritt, ist für wei-

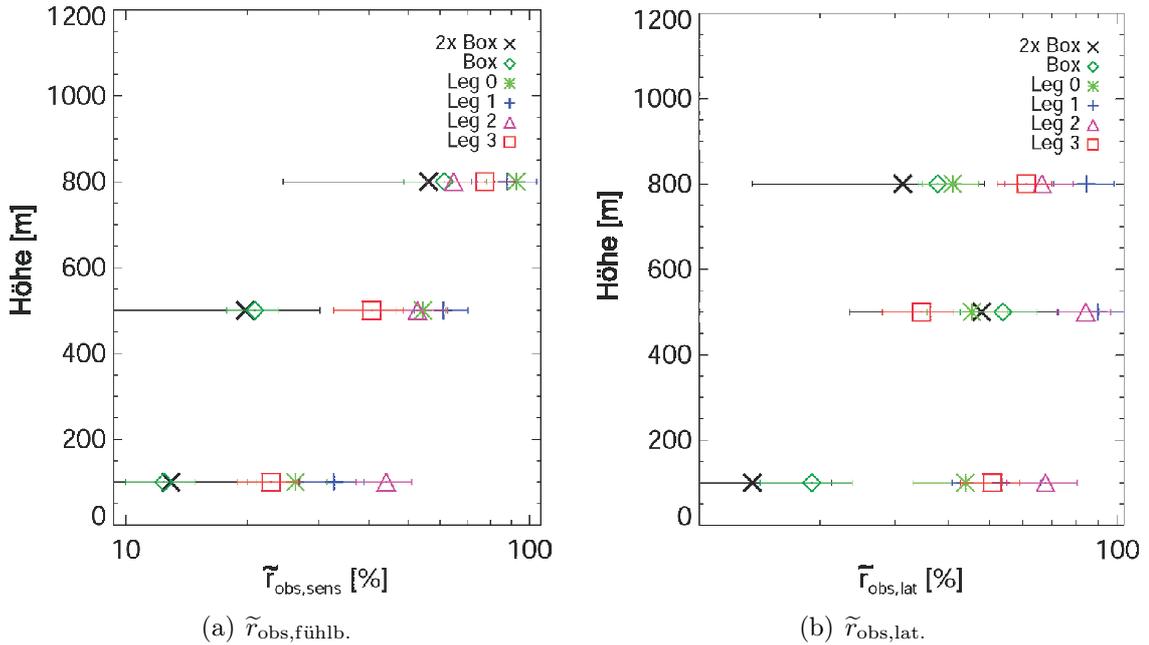


Abbildung 6.7: Mittlerer relativer Fehler  $\tilde{r}_{\text{obs}}$  aus 12 sequentiellen virtuellen Box-Flügen (Beginn: 8:15 UTC). Die Fehlerbalken markieren die Streuung des mittleren relativen Fehlers gemäß Gl. (4.22). Für weitere Informationen siehe Abb. 6.6.

tere Experimente interessant, bei denen Helipod-Messungen eingesetzt werden sollen: Die Messung eines repräsentativen fühlbaren Wärmeflusses für eine bestimmte Höhe durch Befliegung der atmosphärischen Grenzschicht in einem Box-Muster mit ca. 8 km Kantenlänge kann durch eine weitere Erhöhung der Flugstrecke bzw. -dauer nur noch unwesentlich verbessert werden.

Beim mittleren relativen „wahren“ Fehler des latenten Wärmeflusses (Abb. 6.7(b)) sind die Gemeinsamkeiten mit dem mittleren relativen statistischen Fehler etwas geringer ausgeprägt. Im Wesentlichen ist zwar der gleiche Höhenverlauf zu beobachten; jedoch ist das Fehlerniveau niedriger, so dass  $\tilde{r}_{\text{stat, lat.}}(z)$  unter Einbezug der statistischen Streuung nicht immer in  $\tilde{r}_{\text{obs, lat.}}(z)$  enthalten ist (dies gilt insbesondere für die unterste Flughöhe). Der statistische Fehler, welcher in den realen Flügen zu jeder Helipod-Messung durch die TU-Braunschweig angegeben wird, überschätzt also im Falle des latenten Wärmeflusses etwas den wahren Fehler, so dass dies bei der Analyse solcher Helipod-Daten wie z.B. in Abb. 6.3 und Abb. 6.4(b-d) berücksichtigt werden sollte. Diese Überschätzung ist vom Flugmuster abhängig, und kann durch einen Vergleich der Abb. 6.6(b) und Abb. 6.7(b) für das Katalog-Muster auf 10-30 % (in Ausnahmefällen bis 900 %) und für das Box- (und Matratzen-) Muster auf 5-10 % abgeschätzt werden.

Wie auch beim fühlbaren Wärmefluss bringt eine Verlängerung der Messtrecke von einer auf zwei Boxlängen keine deutliche Verbesserung der Messung.

Zusammenfassend lässt sich aus den Ergebnissen der virtuellen (Box-) Flüge sagen, dass die Messung durch den Helipod bei ausreichender Fluglänge in Bodennähe ( $z = 100$  m) für beide Wärmeflüsse eine gute Qualität liefert. Für den fühlbaren Wär-

mefluss erreicht der Messfehler oberhalb von 800 m ( $= 0.4 z_i$ ) Werte, die genauso groß sind wie der Messwert selbst, so dass hier qualitativ hochwertige Aussagen nicht ableitbar sind. Beim latenten Wärmefluss dagegen überschreitet der Fehler bei ausreichender Flugstrecke nicht die 50 %-Marke, so dass hier jederzeit belastbare Messergebnisse zu erwarten sind. Aus den Untersuchungen zur Aufzeichnungslänge ergibt sich, dass die Fehler von einzelnen Leg- bzw. ganzer Katalog-Flüge generell höher sind als bei der Box-Messung, so dass qualitativ hochwertige Ergebnisse aus einzelnen Fluglegs für den fühlbaren Wärmefluss nur bis in eine Höhe von etwa 500 m zu erwarten sind und für den latenten Wärmefluss bei hohem Qualitätsanspruch (Messfehler  $< 50\%$ ) nur in Einzelfällen eine aussagekräftige Leg-Messung erhalten werden kann.

### 6.2.2 Vergleich von Scintillometer- und LES-Ergebnissen

Als Abschluss der Vergleiche zwischen Modell- und Experimentdaten aus LITFASS-2003 steht an dieser Stelle die Ermittlung von turbulenten Wärmeflüssen aus LES-Daten unter Verwendung der Scintillometer-Methode. Diese wurde bereits in Kap. 4.1.3 vorgestellt. Das Ziel dieser Untersuchung war es, zunächst die durch Messung des Brechungsindex-Strukturparameters  $C_n^2$  ermittelten turbulenten Wärmeflüsse mittels der LES-Daten zu verifizieren. Eine detaillierte weiterführende Untersuchung auf die Beeinflussung der Messungen durch den heterogenen Untergrund muss jedoch durch zukünftige Studien getätigt werden. Als Datengrundlage können hierzu die gesicherten Daten aus der hochaufgelösten Simulation verwendet werden. Für die folgende Verifizierung der Scintillometer-Methode für LES-Daten wurden die flächenhaft aufgezeichneten Daten über dem Wald verwendet (siehe Abb. 6.5).

Um einen ersten Vergleich zu vereinfachen, wurde im Rahmen dieser Arbeit aus der zeitlich und räumlich hochaufgelösten Flächeninformation der Temperatur und Feuchte eine lineare, nord-süd ausgerichtete „Messstrecke“ entnommen und für die Berechnungen verwendet. Diese Strecke befindet sich exakt in der Mitte der Aufzeichnungsfläche über Wald, durchkreuzt damit die reale Messstrecke des dortigen LAS, und ist genau wie diese 3 km lang. Die Auswirkung der unterschiedlichen Orientierung der Messstrecken auf die Messungen kann aufgrund des an diesem Ort fast homogenen Wald-Untergrundes als gering abgeschätzt werden. An jedem Modellgitterpunkt entlang der LES-Messstrecke, d.h. an 150 Gitterpunkten, wurden im Rahmen eines post-processings jeweils halbstündige Zeitreihen aus der gesamten Aufzeichnungsperiode herausgegriffen und ausgewertet. Anschaulich bedeutet dies, dass 150 virtuelle Turbulenzmesskomplexe im Abstand von 20 m entlang einer Geraden aufgestellt wurden, die im Abstand von 0.5 s aktuelle Werte von Temperatur, Feuchte und Geschwindigkeitskomponenten in 40 m Höhe aufzeichneten. Nach 30 Min., d.h. nach jeweils 3600 Messwerten, wurden diese 150 Zeitreihen statistisch bearbeitet (jeweils linearer Trend und Mittelwert abgezogen) und anschließend ein Power-Spektrum berechnet (z.B. PRESS *et al.*, 1986).

Der direkte Zusammenhang zwischen den Turbulenzspektren von Temperatur und Feuchte und dem Brechungsindex-Strukturparameter (Gl. (4.6)) ermöglicht die Berechnung von  $C_n^2$  aus diesen LES-Spektren, sofern sie dem Kolmogorov'schen Turbulenzspektrum mit einem  $k^{-5/3}$ -Abfall der Energiedichte  $E(k)$  für kleinskalige Turbulenzprozesse

entsprechen (siehe auch Abb. 2.1). Denn laut Gl. (4.7-4.9) ergibt sich nur unter diesen Umständen ein konstanter und damit repräsentativer Wert für  $C_T^2$ ,  $C_Q^2$  und  $C_{TQ}^2$ . In letzter Konsequenz lässt sich unter Zuhilfenahme von Gl. (4.10-4.11) nur mit einem konstanten Wert für  $C_T^2$  und  $C_Q^2$  auch ein qualitativ hochwertiger fühlbarer bzw. latentener Wärmefluss berechnen. Damit dies erreicht werden konnte, wurden die halbstündig berechneten 150 Power-Spektren geometrisch gemittelt, so dass für die gewählte Messstrecke ein einzelnes repräsentatives Power-Spektrum vorlag.

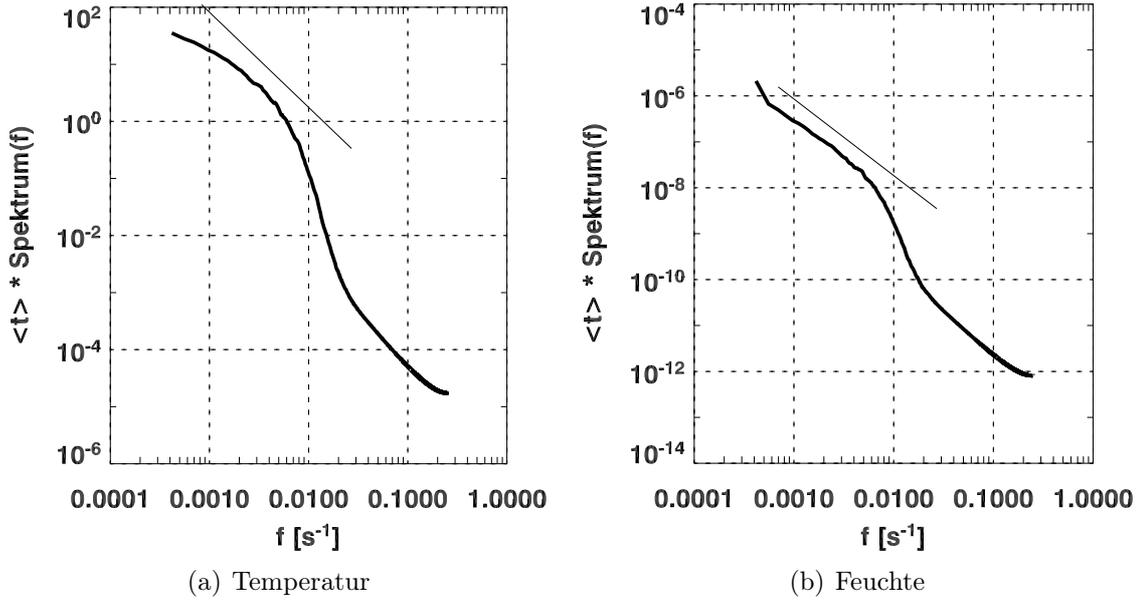


Abbildung 6.8: Power-Spektrum von Temperatur und Feuchte als geometrisches Mittel aus 150 Einzel-Spektren um 12 UTC. Die Einzel-Spektren wurden aus halbstündigen Zeitreihen an 150 Gitterpunkten berechnet. Diese Gitterpunkte liegen auf einer 3 km langen Geraden in Nord-Süd-Richtung mittig im Scintillometer-Auswertungsgebiet über Wald („sc\_forest“).

Abb. 6.8 zeigt beispielhaft, dass die Anforderungen an diese Power-Spektren von Temperatur und Feuchte den gestellten Ansprüchen genügen. So ist nicht nur ein  $k^{-5/3}$ -Abfall enthalten, sondern auch die kleinsten Skalen werden sehr gut von der aufgelösten turbulenten Strömung repräsentiert.

Um  $C_T^2$  und  $C_Q^2$  aus Zeitreihen berechnen zu können, ist es erforderlich, Gl. (4.7) und Gl.(4.8) von der Abhängigkeit zur Wellenzahl  $k$  zu lösen und in eine Abhängigkeit von der natürlichen Messfrequenz  $f$  zu überführen. Hierzu wird der allgemeine Zusammenhang

$$k = 2\pi \cdot \frac{f}{\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle} \quad (6.1)$$

zwischen Wellenzahl und Frequenz verwendet. Die halbstündig gemittelte horizontale Windgeschwindigkeit  $\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle$  aus den (150 virtuellen) Messungen wird dabei als erste Näherung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle verwendet (MEIJNINGER, 2004).

Weiterhin gilt der Zusammenhang zwischen dem frequenz- zum wellenzahlabhängigen Spektrum:

$$\begin{aligned} f \cdot \Phi(f) &= k \cdot \Phi(k) \\ \curvearrowright \Phi(k) &= \frac{f}{k} \cdot \Phi(f). \end{aligned} \quad (6.2)$$

Im Folgenden wird ausgehend von Gl. (4.7) die Umformung für den Brechungsindex-Strukturparameter der Temperatur gezeigt:

$$\begin{aligned} C_T^2(k) &= 4 \cdot \Phi_T(k) \cdot k^{\frac{5}{3}}, \\ \curvearrowright C_T^2(f) &= 4 \cdot \frac{f}{k} \cdot \Phi_T(f) \cdot k^{\frac{5}{3}} \\ &= 4 \cdot \frac{f}{2\pi \frac{f}{\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle}} \cdot \Phi_T(f) \cdot \left(2\pi \frac{f}{\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle}\right)^{\frac{5}{3}} \\ &= 13.62 \langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle^{-\frac{2}{3}} \cdot \Phi_T(f) \cdot f^{\frac{5}{3}}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Greift man nun aus den frequenzabhängigen Spektren den Bereich des  $f^{-5/3}$ -Abfalls heraus und berechnet mit Hilfe von Gl. (6.3)  $C_T^2$  und auf gleiche Weise  $C_Q^2$ , so lässt sich in Abb. 6.9 durch deren nahezu konstante Werte (für  $C_T^2$  zwischen  $f = 0.002-0.005$ ) der  $f^{-5/3}$ -Abfall implizit noch klarer zeigen. Bei dieser Berechnung von  $C_T^2$  und  $C_Q^2$  ist es im übrigen wichtig, den Spektrenwerten  $\Phi(f)$  eine physikalische Bedeutung zu geben, indem man sie mit der Aufzeichnungslänge (in diesem Falle  $\langle t \rangle = 1800$  s) multipliziert (ANDREAS, 1989). Nachdem durch arithmetische Mittelung über den Bereich von  $f = 0.002-0.005$  ein konkreter Mittelwert berechnet wurde, kann dieser in Gl. (4.10-4.11) eingesetzt werden. Die dort benötigte Temperatur wurde ebenfalls als arithmetischer Mittelwert den 150 Zeitreihen der virtuellen Messung entnommen.

Die auf diese Weise halbstündig erhaltenen turbulenten Flüsse sind in Abb. 6.10 den realen Scintillometer-Messungen und den aus der Eddy-Kovarianz-Methode erhaltenen Flüssen gegenübergestellt. Bei der Kovarianzmethode werden halbstündig die detrendeten Zeitreihen von Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur bzw. Feuchte gemäß Gl. (4.2) verrechnet. Da sich bei dieser Methode im aktuellen Anwendungsfall 150 Mittelwerte ergeben, lässt sich ein arithmetischer Mittelwert und eine dazugehörige Standardabweichung berechnen, die als Fehlerbalken eingetragen ist.

Als primäres Merkmal in Abb. 6.10 ist festzustellen, dass die Ergebnisse aus LAS und LES (Scintillometer-Methode) gut übereinstimmen. Die Abweichungen übersteigen mit Ausnahme zwischen 12-12:30 UTC nie  $40 \text{ W m}^{-2}$  und liegen damit innerhalb der Messfehler des LAS. Da die Messpfade in diesem Falle (noch) nicht gleich waren, können die geringen Abweichung zum einen auf diesen Fakt zurückgeführt werden. Zum anderen ist zu bedenken, dass in die Berechnung der Wärmeflüsse die mittlere Windgeschwindigkeit eingeht, und zwar mit dem Faktor<sup>3</sup>  $\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle^{-1/2}$ . Folgendes Beispiel soll die starke Relevanz dieser Abhängigkeit deutlich machen: In der hochaufgelösten Simulation wurden für  $\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle$  in der ausgewerteten Region in 40 m Höhe abhängig von der Tageszeit

<sup>3</sup>Dieser ergibt sich aus  $(\langle |\vec{v}_{\text{hor}}| \rangle^{-\frac{2}{3}})^{3/4}$

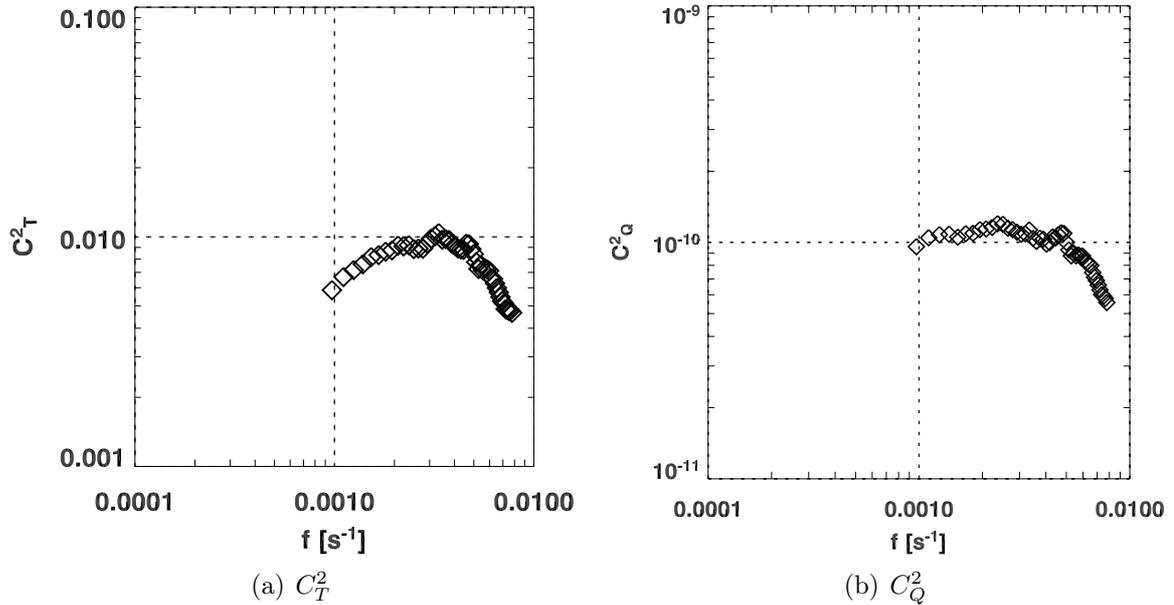


Abbildung 6.9: Brechungsindex-Strukturparameter für Temperatur und Feuchte um 12 UTC über der 3 km langen Strecke über Wald. Im Bereich des  $k^{-5/3}$ -Abfalls im Spektrum bleiben  $C_T^2$  und  $C_Q^2$  konstant.

Werte um  $1.3 \text{ m s}^{-1}$  ermittelt. Würde die real gemessene (nicht veröffentlichte) Windgeschwindigkeit an den Scintillometer-Standorten anstatt  $1.3 \text{ m s}^{-1}$  z.B.  $1.7 \text{ m s}^{-1}$  betragen, so würde dadurch eine Differenz in den LES- zu den LAS-Werten von 10 % verursacht. Im untersuchten Fall entspricht dies einem zusätzlichen Fehler von  $30\text{-}40 \text{ W m}^{-2}$  und damit bereits den angeführten Unterschieden zwischen realer und virtueller Messung, und zwar unabhängig von der Gestaltung der Landoberfläche unterhalb des Messpfades. Somit ist es für die Anwendung der Scintillometer-Methode auf LES-Daten von entscheidender Wichtigkeit, dass die Windgeschwindigkeit mit einer hohen Genauigkeit gemessen wird und im Modell ein realistisches Windprofil vorliegt. Sind diese Kriterien erfüllt, lassen sich Unterschiede zwischen Ergebnissen aus unterschiedlichen Messpfaden direkt auf die heterogenen Landoberflächenverteilungen zurückführen.

Der mit der EC-Methode berechnete turbulente fühlbare Wärmefluss liegt vormittags meist unterhalb der realen und virtuellen Scintillometer-Werte. Beim mit der EC-Methode berechneten latenten Wärmefluss ist dies sogar über den gesamten Tag gegeben. Dass diese Werte tatsächlich unterschätzt werden, kann mit Blick auf die vorgegebenen turbulenten Wärmeflüsse am Boden (Abb. 5.1) gezeigt werden, die sich bis in 40 m Höhe nur gering ändern: Die Bodenwerte sind tageszeitabhängig zum Teil deutlich höher als die Werte der EC-Methode.

Ein möglicher Grund für diese Unterschätzung kann in der geringen Frequenz der virtuellen Messungen gesehen werden: Während die Messungen der Energiebilanzstationen, deren Messwerte ebenfalls mit der EC-Methode zur Ermittlung der turbulenten Flüsse verwendet wurden, mit einer Frequenz von 10-20 Hz durchgeführt wurden (siehe

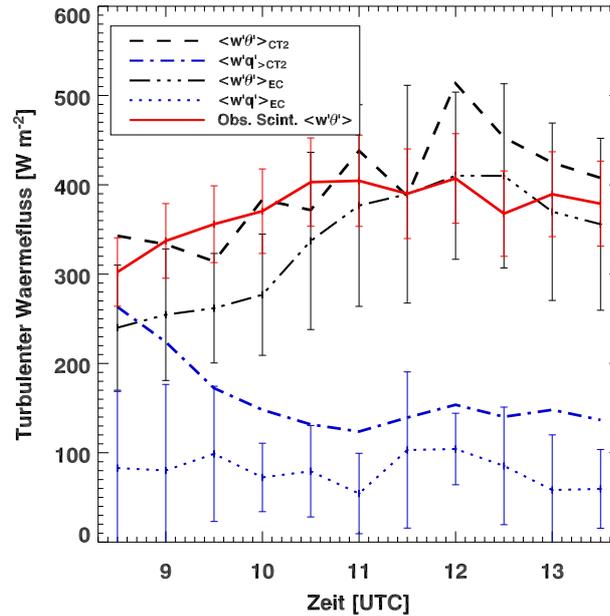


Abbildung 6.10: Turbulente Flüsse am 30.5. über Wald. Dargestellt sind die Scintillometer-Messung und die Ergebnisse der auf die LES-Daten der hochaufgelösten Simulation angewandten Scintillometer-Methode sowie die Ergebnisse der EC-Methode angewandt auf die gleichen LES-Daten. Da das LAS der Wageningen Universität über Wald nur für eine Messung von  $C_T^2$  ausgelegt war, wurde nur der fühlbare Wärmefluss ermittelt. Die Fehlerbalken der Ergebnisse aus der EC-Methode stellen die Standardabweichung des Mittels aus den 150 lokalen Ergebnissen dar.

Tab. 4.2), liegen die LES-Daten „nur“ mit einer Frequenz von 2 Hz vor. Somit werden in diesem Fall die kleinsten Turbulenzskalen nicht so gut erfasst und ihr Beitrag zum turbulenten Wärmefluss bleibt unberücksichtigt.

Es sind aber noch andere Ursachen für diese Unterschätzung des Wärmeflusses denkbar. Die Studie von KANDA *et al.* (2004) behandelt detailliert das in Kap. 1 angesprochene Thema der Nichtschliessung der Energie-Bilanz („Imbalanz“-Problem) bei lokalen Turbulenzmessungen. In diesem Aufsatz wurde bei virtuellen Mastmessungen in 100 m Höhe über homogenem Gelände eine Unterschätzung des horizontalen Mittels des fühlbaren Wärmeflusses durch die zeitliche EC-Methode in der Größenordnung von etwa 20 % nachgewiesen. Als primären Grund für die Imbalanz, also auch für die Unterschätzung der EC-Flüsse in der vorliegenden Arbeit, führen KANDA *et al.* (2004) die Vernachlässigung der zeitlich gemittelten Skalare (erster Term auf der rechten Seite von Gl. (6.4)) bei der EC-Methode an:

$$\overline{\langle H \rangle} = \overline{\langle w \rangle \langle \theta \rangle} + \overline{\langle w' \theta' \rangle}. \quad (6.4)$$

Zwar bezieht sich die hier referenzierte Definition der Imbalanz auf das horizontale Mittel des Flusses. Natürlich gilt diese Definition aber auch hinsichtlich der Imbalanz gegenüber einem Linienmittel (welche in der vorliegenden Arbeit betrachtet wird), wenn der Mittelungsoperator  $\overline{\quad}$  sich auf die Länge der Mittelungsstrecke bezieht.

Den primären Grund für hohe Werte von  $\overline{\langle w \rangle \langle \theta \rangle}$  sehen KANDA *et al.* (2004) in organisierten Turbulenzstrukturen, wie sie in Bodennähe auch über homogenen Oberflächen auftreten (siehe Abb. 3.2). Da diese Strukturen über einen längeren Zeitraum existieren, verschwinden die lokale Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur bei einer zeitlichen Mittelung nicht. Weiterhin vergrößert sich laut der Studie von KANDA *et al.* (2004) die Imbalanz bei thermisch heterogener Erdoberfläche. Bei der von ihnen untersuchten idealisierten, eindimensionalen Inhomogenität mit  $\lambda = 4 \text{ km}$  und  $A = 0.8 \cdot H_3$  stieg die mittlere Imbalanz auf über 30 %. Ein erhöhter geostrophischer Wind wirkt sich dagegen vermindert auf die Imbalanz aus: Bei einer geostrophischen Windgeschwindigkeit von  $2 \text{ m s}^{-1}$  sinkt die Imbalanz im homogenen Fall von 20 % auf unter 5 %. Da in der vorliegenden Arbeit am 30.5. zwar ein vergleichbarer geostrophischer Wind geweht hat, jedoch deutlich stärkere und größere Inhomogenitäten vorlagen, ist eine grobe Schätzung der (horizontal gemittelten) Imbalanz ein Wert zwischen 8-20 %. Im betrachteten Fall ist jedoch nicht die horizontal gemittelte Imbalanz entscheidend, sondern eine Imbalanz, die nur für die untersuchte 3 km lange Strecke charakteristisch ist. KANDA *et al.* (2004) haben in Ihrer Studie Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Imbalanz in Abhängigkeit von  $u_g$  erstellt, die für  $u_g = 2 \text{ m s}^{-1}$  bei einzelnen Gitterpunkten Imbalanzen bis zu 60 % ergaben.

Bei einer Beeinflussung der Grenzschicht durch Landoberflächenheterogenitäten kann sich dieser Wert sogar noch deutlich erhöhen, wie die Studie von INAGAKI *et al.* (2005) zeigt.

Daher ist anzunehmen, dass sich die Imbalanz für die ausgewählte Messstrecke im oberen Bereich des grob abgeschätzten Imbalanzbereiches von 8-20 % befindet. Dies würde auch den in Abb. 6.10 bestehenden Unterschieden zwischen Scintillometer- und EC-Methode entsprechen, zumindest für den fühlbaren Wärmefluss. Da bisher keine Imbalanz-Studie für den latenten Wärmefluss vorliegt, kann die gravierende Unterschätzung des latenten Flusses durch die EC-Methode (Imbalanz zwischen 50-300 %) zur Zeit nicht allein mit den Ergebnissen der Imbalanz-Studien begründet werden. Jedoch wiesen bereits mehrere Punkte in den vorhergehenden Kapiteln darauf hin, dass die turbulente Organisation der Feuchte sich von derjenigen der Temperatur unterscheidet und somit auch für das Imbalanz-Problem eine wichtige Rolle spielen könnte. Um diesen Punkt genauer untersuchen zu können, sind weiterführende Imbalanz-Studien notwendig.

Die hohen Standardabweichungen der EC-Werte (Fehlerbalken) in Abb. 6.10 zeigen große Schwankungen der turbulenten Wärmeflüsse über der horizontalen Messtrecke auf: Beim fühlbaren Wärmefluss bis  $150 \text{ W m}^{-2}$ , beim latenten Wärmefluss bis  $100 \text{ W m}^{-2}$ . Auch dieses Ergebnis wird von den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von KANDA *et al.* (2004) und INAGAKI *et al.* (2005) widerspiegelt und ist ebenfalls auf die organisierten Strukturen zurückzuführen, die vor allem im vorliegenden inhomogenen Fall auftreten. Sie verursachen starke Schwankungen der lokalen Wärmeflüsse entlang des Messpfades.

### Korrelation von Temperatur und Feuchte entlang des Messpfades

Eine theoretische Voraussetzung für die Herleitung der Strukturparameter  $C_T^2$  und  $C_Q^2$  aus den Messungen von  $C_n^2$  ist die Bestimmung des Korrelationskoeffizienten zwischen Temperatur und Feuchte ( $\rho_{\theta q}$ ) im Inertialbereiches der Turbulenz (MEIJNINGER, 2003). Die Anwendbarkeit von MOST für die Ableitung der turbulenten Wärmeflüsse aus den Strukturparametern setzt eine sehr gute Korrelation oder Antikorrelation von Temperatur und Feuchte voraus ( $\rho_{\theta q} = \pm 1$ ). Nach KOHSIEK (1982) ist der Wert für die Korrelation zwischen Temperatur und Feuchte unabhängig vom Bowen-Verhältnis, selbst bei einer sehr trockenen Grenzschicht. Experimentell wurden bislang unterschiedliche Werte für den Inertialbereich ermittelt: Z.B. fanden HILL *et al.* (1989) Werte von  $\rho_{\theta q} = -0.99$  bis 0.98, während KOHSIEK (1984)  $\rho_{\theta q} = 0.75$  bestimmte. Bei einer Berechnung aus Eddy-Kovarianz Daten, d.h. über den gesamten Spektralbereich, fand MEIJNINGER (2003) Werte zwischen  $\rho_{\theta q} = 0.7$ -0.95 für eine Messung über inhomogener Landnutzung.

Die hochaufgelöste Simulation zum 30.5. bot die Gelegenheit, die Korrelation zwischen Temperatur und Feuchte (wie bei MEIJNINGER, 2003) mit Eddy-Kovarianz Daten zu berechnen. Hierzu wurden 324 Gitterpunkte aus dem mit 2 Hz aufgezeichneten Gesamtdatenfeld herausgegriffen, die gleichmäßig über die Fläche „sc\_forest“ verteilt waren und sich in  $x$ - und  $y$ -Richtung im Abstand von jeweils 200 m voneinander befanden. Für diese Gitterpunkte wurden Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte von jeweils einer halben Stunde statistisch bearbeitet (zeitlicher Trend und Mittelwert wurde abgezogen). Anschließend wurde an jedem Gitterpunkt ein Korrelationswert dieser halbstündigen turbulenten Zeitreihen ermittelt und danach über alle 324 Gitterpunkte der Messstrecke arithmetisch gemittelt. Die Ergebnisse über den gesamten Aufzeichnungszeitraum der Simulation sind in Abb. 6.11 dargestellt. In 40 m Höhe bietet

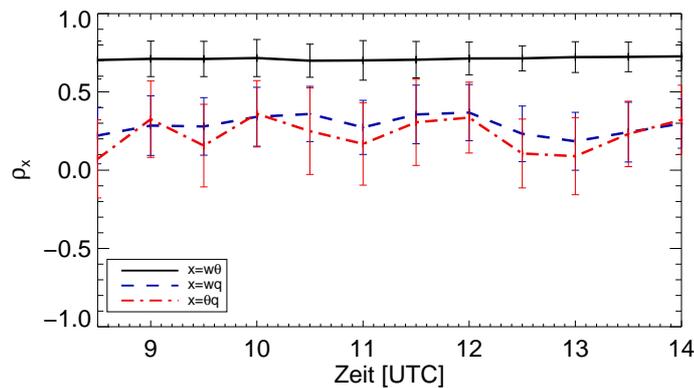


Abbildung 6.11: Zeitreihe der Korrelation zwischen Vertikalgeschwindigkeit, potentieller Temperatur und spezifischer Feuchte in 40 m Höhe über dem Wald. Die halbstündig angegebenen Werte sind ein arithmetisches Mittel über insgesamt 324 Gitterpunkte, die im Abstand von 200 m gleichmäßig über die „sc\_forest“-Fläche verteilt sind. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung vom jeweiligen arithmetischen Mittel.

sich über Wald hinsichtlich des Niveaus der Korrelationen zwischen der Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur bzw. Feuchte ein Bild, welches sich sehr gut in das Verhältnis

der am Boden vorgegebenen Wärmeflüsse einfügt: Die Korrelation zwischen Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur ist mit zeitlich konstanten  $\rho_{w\theta} = 0.7$  sehr hoch, während  $\rho_{w\theta}$  nur Werte zwischen 0.25-0.4 aufweist und zeitlich deutlich varianter ist. Hier zeigt sich abermals, dass die Vertikalgeschwindigkeit sehr stark an die Temperaturfluktuationen gebunden ist: Positive Temperaturabweichungen verursachen positive Dichteabweichungen und damit archimedischen Auftrieb, welcher wiederum eine positive Vertikalgeschwindigkeit nach sich zieht. Negative Temperaturabweichungen verursachen dagegen eine negative Vertikalgeschwindigkeit. Bereits in Kap. 5 wurde erwähnt, dass sich dieser generelle Zusammenhang zwischen Feuchte- und Vertikalgeschwindigkeitsschwankungen nicht finden lässt. Die Feuchtefluktuationen haben deutlich weniger aktiven Einfluss auf die Vertikalgeschwindigkeit. Damit gibt es keine hohe positive Korrelation. Der Erdboden stellt am 30.5. jedoch die einzige Quelle von Feuchte dar (Verdunstung). Gleichzeitig ist in niedriger Höhe in einer konvektiven Grenzschicht der Prozess von sich lösenden und aufsteigenden Warmluftblasen dominant. Diese Warmluftblasen führen die feuchte bodennahe Luft mit sich, so dass es in 40 m Höhe im Mittel immerhin zu einer deutlich positiven Korrelation zwischen Vertikalgeschwindigkeit und Feuchte kommt.

Die Korrelation zwischen Temperatur und Feuchte verhält sich am 30.5. in 40 m Höhe fast über den gesamten Zeitraum deckungsgleich zu  $\rho_{wq}$ . Das Niveau liegt hier im Mittel sogar nochmals um 5% niedriger, wenngleich die Standardabweichung deutlich höher liegt und damit lokale Werte bis  $\rho_{\theta q} = 0.6$  auftreten. Die o.g. Werte aus der Literatur werden in diesem Falle aber dennoch deutlich unterschritten. Die Unabhängigkeit vom Bowen-Verhältnis konnte zumindest für eine Halbierung des Bowen-Verhältnisses mit einem Vergleich zu entsprechenden Korrelationswerten über der aufgezeichneten Ackerlandfläche „sc\_mol“ bestätigt werden (nicht gezeigt). Aufgrund des äquivalenten Verhaltens zu  $\rho_{wq}$  lässt sich folgern, dass hier die gleichen physikalischen Gründe für das geringe Niveau vorliegen: Während Temperaturfluktuationen Fluktuationen in der Vertikalgeschwindigkeit verursachen, haben Feuchtefluktuationen nur einen sehr geringen Einfluss auf die Temperaturfluktuationen und damit auch auf die Vertikalgeschwindigkeit.

Weitere Untersuchungen sind nötig, um die Gründe für die geringe Korrelation zwischen Temperatur und Feuchte am 30.5. herauszufinden. Diese Untersuchungen wurden jedoch nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Zunächst sollte dabei die Unabhängigkeit dieser Korrelationswerte vom Bowen-Verhältnis sowie vom allgemeinen Feuchteniveau in der Grenzschicht (diese war am 30.5. sehr trocken) anhand entsprechend initialisierter Simulationen belastbar verifiziert werden. Bis dahin können die experimentell ermittelten Werte für  $\rho_{\theta q}$  weder bestätigt, noch deren Allgemeingültigkeit angezweifelt werden. Experimentelle Studien von MCBEAN und MIYAKE (1972) zeigten jedoch bereits in der Vergangenheit Korrelationswerte zwischen  $\rho_{\theta q} = 0.4-0.9$ . Würden sich die hier gezeigten Ergebnisse bestätigen, so müssten für die Berechnung der Strukturparameter  $C_T^2$  und  $C_Q^2$  entsprechende Rückschlüsse gezogen werden.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die konvektive Grenzschicht über inhomogenen Landoberflächen untersucht. Diese Untersuchung wurde mit Hilfe des LES-Modells PALM durchgeführt. Zum einen wurden Simulationsergebnisse für Landoberflächen aufgezeigt, denen ein idealisiert inhomogenes Muster des turbulenten fühlbaren Wärmeflusses als Modellantrieb zu Grunde lag. Das Hauptaugenmerk lag jedoch auf Simulationen der Grenzschicht über einem etwa 400 km<sup>2</sup> großen realen Gebiet süd-östlich von Berlin. Die Grundlage für einen realistischen Antrieb dieser Simulationen lieferten die Messwerte von einigen ausgewählten Tagen des LITFASS-2003 Experimentes. Dabei ist zu beachten, dass ein derartiger realbezogener Antrieb der Simulationen im Zusammenspiel mit einer hohen Qualität und Quantität der Ergebnisse weltweit erstmals erfolgreich umgesetzt wurde. Die Qualitätssicherung erfolgte durch einen direkten Vergleich der simulierten Grenzschichteigenschaften mit gemessenen Variablen.

Bisherige Studien einer Grenzschicht über idealisiert eindimensionalen inhomogenen Landoberflächen (z.B. von AVISSAR und SCHMIDT, 1998; LETZEL und RAASCH, 2003) ergaben eine deutliche Beeinflussung der Grenzschichtprofile von Temperatur und turbulentem fühlbaren Wärmefluss durch thermisch induzierte mesoskalige Zirkulationen (TMCs). Die zu Beginn der vorliegenden Arbeit durchgeführte Studie einer Grenzschicht über vergleichbare idealisiert zweidimensionale inhomogene Landoberflächen zeigte hingegen kaum noch derartige Abweichungen zum homogenen Kontrolllauf (HCR). Auch die von LETZEL und RAASCH (2003) aufgeführte zeitliche Oszillation dieser Effekte trat nicht mehr auf. Der Grund für dieses Verhalten ist im komplexeren und daher langsameren Wachstum der hier dargestellten TMCs zu sehen, die sich nach ihrer vollen Entwicklung stabil verhalten.

In den LITFASS-Simulationen wirkten viele Faktoren auf die Entstehung von TMCs ein. Großen Einfluss hatte die sehr komplexe Ausprägung der Landoberflächennutzung (und damit der Inhomogenität) im LITFASS-Gebiet sowie die realistischen meteorologischen und astronomischen Bedingungen. Die TMCs während LITFASS-2003 hatten auf die mittleren Grenzschichtprofile der Temperatur und des turbulenten fühlbaren Wärmeflusses keinen Einfluss. Lediglich für den turbulenten latenten Wärmefluss kann es bei einer sehr feuchten Grenzschicht und einer sehr trockenen freien Atmosphäre auch bei schwachen TMCs zu größeren Abweichungen zum homogenen Vergleichslauf kommen, wie sich bei der Untersuchung des 13.6.2003 gezeigt hat.

Obwohl in den mittleren Wärmeflussprofilen meist keine Änderung gegenüber dem homogenen Kontrolllauf festgestellt wurde, konnte dennoch aufgezeigt werden, dass der Wärme- und Feuchtetransport durch heterogenitätsbedingte, der kleinräumigen Turbulenz übergeordnete Zirkulationen einen Beitrag zum Gesamtfluss leistet. Für diesen Nachweis wurde der Gesamtwärmefluss in einen globalen, einen mesoskaligen und einen

turbulenten Anteil separiert. Dabei wird der mesoskalige Anteil durch definierte großräumige Turbulenzstrukturen wie TMCs erzeugt und der turbulente Anteil durch die zufällig verteilten kleinräumigen Wirbel. Es zeigte sich, dass die jeweiligen Anteile tageszeitabhängig waren, wobei der mesoskalige Anteil spät nachmittags seinen Maximalwert erreichte. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Intensität der großen TMC-Strukturen anders als die der kleinräumigen Turbulenz mit einer Zeitverzögerung auf einen nachlassenden Energieinput der Erdoberfläche reagierte und somit an Bedeutung für den Wärmetransport gewann. Der globalskalige Fluss war in allen Fällen unbedeutend. Aus dem gegenüber dem HCR gleichbleibenden Gesamtwärmeffluss folgt, dass der Wärmetransport durch kleinräumige Turbulenz und der Wärmetransport durch großräumige TMCs direkt voneinander abhängt. Eine Entstehung von großen und starken TMCs reduziert demnach gleichzeitig den Wärmetransport durch kleinräumige Turbulenzstrukturen.

Obwohl an einigen Tagen die Wetterlage gute Voraussetzungen für eine starke Beeinflussung der Grenzschicht durch die inhomogene Landoberfläche bot, lag der maximale höhenintegrierte Anteil des mesoskaligen fühlbaren Wärmefflusses am Gesamtwärmeffluss während LITFASS-2003 durchschnittlich bei 5-15 %. Lediglich in der Simulation des 30.5.2003 wurde ein maximaler Anteil von 21 % festgestellt. An diesem Tag lagen optimale Wetterbedingungen vor, die jedoch im Laufe eines Jahres selten auftreten. Gegenüber dem mesoskaligen fühlbaren Wärmeffluss lag der durchschnittliche Anteil des mesoskaligen latenten Wärmefflusses am Gesamtwärmeffluss an den untersuchten Tagen zwischen 10-20 % und stieg in einigen Fällen am frühen Abend bis auf über 40 %. Dies zeigt für weite Gebiete Mitteleuropas, die vergleichbare Landnutzung aufweisen wie das LITFASS-Gebiet, dass in einer konvektiven Grenzschicht der mesoskalige fühlbare Wärmetransport eine deutlich untergeordnete Rolle spielt. Ein Grund hierfür ist der Einfluss der geostrophischen Windgeschwindigkeit auf die mesoskaligen Flüsse. Dieser ist für den mesoskaligen fühlbaren Wärmeffluss deutlich negativer als für den mesoskaligen latenten Wärmeffluss. An schwachwindigen Tagen konnte hingegen die im Vergleich zur Temperatur größere Varianz der Feuchte als Hauptgrund für den Unterschied zwischen den beiden mesoskaligen Wärmefflüssen identifiziert werden. Insgesamt offenbart sich mit der Quantifizierung der mesoskaligen Wärmefflüsse auch eine deutliche Überschätzung dieser Variablen in idealisierten Studien (z.B. PATTON *et al.*, 2005).

In mesoskaligen Wettervorhersagemodellen wird generell keine Unterscheidung zwischen dem Wärmetransport durch kleinräumige, zufällig verteilte Turbulenz und durch mesoskalige Zirkulationen gemacht. Hier findet nur eine einzige Turbulenzparametrisierung statt. Nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit hat dies jedoch keine Konsequenzen für die Qualität der Berechnungen, vorausgesetzt die Parametrisierung ist in der Lage, das horizontale Mittel des Wärmetransportes für die jeweilige Gitterbox richtig zu beschreiben. Ist dies gegeben, so ist aufgrund des unveränderten mittleren Flusses die Einführung einer komplexeren Berücksichtigung der kleinräumigen Turbulenz und der TMCs in mesoskaligen Modellen nicht notwendig.

Obgleich in den meisten Simulationen kein Einfluss auf die mittleren Wärmefflussprofile zu verzeichnen war, konnten weitreichendere Einflüsse der thermisch induzierten Zirkulationen für andere Variablen festgestellt werden. So war in Abhängigkeit des Verhältnisses der Inhomogenitätswellenlänge zur Grenzschichthöhe ( $\lambda/z_i$ ) und des Verhältnisses

von Wärmeflussamplitude zum horizontalen Wärmeflussmittel am Erdboden ( $A/Q_0$ ) eine deutliche Beeinflussung des Vertikaltransportes der turbulenten kinetischen Energie (TKE) sowie der Varianzen der Horizontalgeschwindigkeitskomponenten zu erkennen. Bei der Untersuchung dieser beiden Variablen unter verschiedenen Rahmenbedingungen in der idealisierten Studie hatte sich gezeigt, dass diese beiden Variablen unter der Voraussetzung gewisser Mindestwerte von  $\lambda/z_i$  und  $A/Q_0$  direkt voneinander abhängen. So war bei geringen Inhomogenitätsgrößen ( $\lambda/z_i < 2.5$ ) im Vergleich zum homogenen Kontrolllauf ein positiver Effekt auf den Vertikaltransport der TKE und ein negativer Effekt auf die Varianzen der Horizontalgeschwindigkeitskomponenten zu beobachten. Dieses Verhalten deckt sich mit den Untersuchungen von SHEN und LECLERC (1995); RAASCH und HARBUSCH (2001), und ist auf den Einfluss von Sekundärzirkulationen zurückzuführen, die gegenüber den TMCs deutlich kleiner sind. Bei Werten von  $\lambda/z_i > 2.5$  trat, wie in den LITFASS-2003 Simulationen, der entgegengesetzte Effekt auf. Der Vertikaltransport der TKE war gegenüber dem HCR reduziert, während die Varianzen der Horizontalgeschwindigkeitskomponenten deutlich erhöht war. In diesem Fall wurde der Begriff der TMCs von LETZEL und RAASCH (2003) in dieser Arbeit verwendet. außerdem wurde im Rahmen der Ergebnisanalyse erstmalig der Zusammenhang zwischen diesen beiden der zufällig verteilten Turbulenz übergeordneten Zirkulationstypen erkannt und aufgezeigt.

Für die Entstehung großer und kräftiger TMCs ist es notwendig, dass die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes  $4\text{-}5\text{ m s}^{-1}$  nicht überschreitet. Da dies in fast allen LITFASS-Simulationen erfüllt war, konnten auch unter realistischen Bedingungen TMCs nachgewiesen werden, die entsprechenden Einfluss auf die konvektive Grenzschicht hatten. Der Nachweis der TMCs wurde dabei sowohl durch neue Analysemethoden, als auch durch eine konkrete visuelle Darstellung der mesoskaligen Vertikalgeschwindigkeit im LITFASS-Gebiet erbracht. Darüber hinaus wurden detaillierte Analysen zu den Strukturen der mesoskaligen, d.h. heterogenitätsinduzierten Variablen Vertikalgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte durchgeführt. Ein Ergebnis zeigte, dass die integrale Längenskala der mesoskaligen Vertikalgeschwindigkeit mit  $600\text{-}900\text{ m}$  deutlich kleiner ist als die der mesoskaligen Temperatur ( $2.3\text{-}5.5\text{ km}$ ) und der mesoskaligen Feuchte ( $1.2\text{-}2.8\text{ km}$ ). Die Wellenlänge der TMCs konnte im Rahmen dieser Analyse bestimmt werden und liegt je nach Tag zwischen  $5\text{-}9\text{ km}$ . Daraus folgt, dass der explizite Nachweis von TMCs durch die in LITFASS-2003 eingesetzten Messgeräte aufgrund der groben Messnetzdichte bzw. kurzer kontinuierlicher Flugstrecken nicht möglich war. Alle Heterogenitätseffekte finden sich nur implizit in den Messungen wieder und können nicht mit bekannten Verfahren extrahiert werden.

Dennoch wurde mit den Simulationen gezeigt, dass es teilweise zu sehr starken lokalen Beeinflussungen der Grenzschicht durch die Heterogenität kommen kann. Dieser Einfluss bezieht sich nicht nur auf untere Grenzschichtregionen, sondern reicht bis zur Obergrenze der Grenzschicht. Als ein Beispiel wurde der Einfluss der Bodenheterogenität auf die lokale Grenzschichthöhe untersucht. Es hat sich ergeben, dass es durch die Bodenheterogenität zu einer sehr starken, örtlich und zeitlich konstanten Anhebungen oder Absenkung der Grenzschichtobergrenze gegenüber der mittleren Grenzschichthöhe kommt. Es muss mit einer Standardabweichung der lokalen Grenzschichthöhe von bis zu  $10\%$

gerechnet werden. Dies ist insbesondere für vertikale Messungen in der Grenzschicht ein wichtiger Punkt, da z.B. (lokale) Radiosondenmessungen der Temperatur und Feuchte in die Initialisierungen des Lokal-Modells des DWD eingehen. Gerade durch die starken Temperatur- und Feuchtegradienten an der Obergrenze der Grenzschicht kann es hier bei einer unrepräsentativen Radiosondenmessung zu großen Unterschieden in der Initialisierung kommen. Entspricht das gemessene Temperatur- und Feuchteprofil zu Beginn der Simulation nicht dem mittleren Zustand der Atmosphäre, steigt die Wahrscheinlichkeit einer ungenauen Wettervorhersage. Auch andere vertikal ausgerichtete Messgeräte wie Lidar, Sodar/Rass oder Troposphärenwindprofiler sind von dieser starken lokalen Beeinflussung der Grenzschichthöhe betroffen, so dass dies bei Datenvergleichen mit diesen Instrumenten beachtet werden sollte.

Der Vergleich von experimentellen Ergebnissen aus Helipod- Lidar- und Scintillometer-Messungen mit den LES-Daten hat ergeben, dass skalare Größen wie die Feuchtefluktuation sehr gut übereinstimmen. Dagegen kommt es bei der Bestimmung der turbulenten Wärmeflüsse oberhalb von 400-500 m aus Lidar- und Helipodmessungen meist zu einer deutlichen Unterschätzung des horizontalen Mittelwertes. Gründe hierfür sind in der unzureichenden Messung der mesoskaligen Variablen sowie in einer unzureichenden Messlänge zu sehen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte als grundlegende Erkenntnis herausgestellt werden, dass die Auswirkungen einer realen Landoberflächenheterogenität im mitteleuropäischen Raum auf die konvektive Grenzschicht selbst unter optimalen Wetterbedingungen nur in Ausnahmefällen zu einer signifikanten Beeinflussung von relevanten Variablen für die numerische Wettervorhersage führt. Dennoch bietet die vorliegende Arbeit interessante Anknüpfungspunkte für weiterführende Studien. Dabei sollte das Hauptaugenmerk insbesondere auf das unterschiedliche Verhalten von mesoskaligem fühlbaren und mesoskaligem latenten Wärmefluss liegen. Unter Umständen ist es möglich, dass bei stärkeren horizontalen Feuchteunterschieden als in LITFASS-2003 ein noch deutlicherer Einfluss auf den latenten Gesamtwärmefluss entsteht. Es ist jedoch zu erwarten, dass eine weitergehende Anpassung der LES-Modelle an eine realistische Umwelt tendenziell zu einer weiteren Verringerung der Heterogenitätseffekte führt. Mit einer höheren Ausgangskomplexität ergeben sich nämlich auch weitreichendere Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Komponenten, so dass die Ausprägung dominanter Einzeleffekte unwahrscheinlicher wird.

# Literaturverzeichnis

- Albertson, J. D., W. P. Kustas, T. M. Scanlon, 2001:** Large-Eddy Simulation over Heterogeneous Terrain with Remotely Sensed Land Surface Conditions. — *Water Resources Research*, **37**, 1939–1953.
- Albertson, J. D., M. B. Parlange, 1999a:** Natural integration of scalar fluxes from complex terrain. — *Advances in Water Resources*, **23**, 239–252.
- Albertson, J. D., M. B. Parlange, 1999b:** Surface Length Scales and Shear Stress: Implications for Land-Atmosphere Interaction over Complex Terrain. — *Water Resources Research*, **35**, 2121–2132.
- André, J.-C., P. Bougeault, J.-P. Goutorbe, 1990:** Regional estimates of heat and evaporation fluxes over non-homogeneous terrain. Examples from the HAPEX-MOBILHY programme. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **50**, 77–108.
- Andreas, E. L., 1989:** Two-wavelength method of measuring path-averaged turbulent surface heat fluxes. — *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 280–292.
- Anthes, R. A., 1984:** Enhancement of convective precipitation by mesoscale variations in vegetative covering in semiarid regions. — *J. Clim. Appl. Meteor.*, **23**, 541–554.
- Arakawa, A., 1966:** Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion: Two-dimensional incompressible flow. Part I. — *J. Comput. Phy.*, **12**, 12–35.
- Arola, A., 1999:** Parameterization of turbulent and mesoscale fluxes for heterogeneous surfaces. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 584–598.
- Asselin, R., 1972:** Frequency Filter for Time Integrations. — *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487–490.
- Avissar, R., E. W. Eloranta, K. Gurer, G. J. Tripoli, 1998:** An evaluation of the large-eddy simulation option of the regional atmospheric modeling system in simulating a convective boundary layer: A FIFE case study. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1109–1130.
- Avissar, R., Y. Q. Liu, 1996:** Three-dimensional numerical study of shallow convective clouds and precipitation induced by land surface forcing. — *J. Geophys. Res.*, **101**, 7499–7518.

- Avissar, R., R. A. Pielke, 1989:** A parameterization of heterogeneous land surfaces for atmospheric numerical models and its impact on regional meteorology. — *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2113–2136.
- Avissar, R., T. Schmidt, 1998:** An evaluation of the scale at which ground-surface heat flux patchiness affects the convective boundary layer using large-eddy simulation. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2666–2689.
- Bange, J., 1997:** *Flugexperimente in der planetaren Grenzschicht: Numerische Simulation und erste Messungen mit der Hubschrauberschleppsonde Helipod in der nächtlichen Grenzschicht.* — Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, **55**, 85 S.
- Bange, J., F. Beyrich, D. A. M. Engelbart, 2002:** Airborne measurements of turbulent fluxes during LITFASS-98: a case study about method and significance. — *Theor. Appl. Climatol.*, **73**, 35–51.
- Beyrich, F., W. K. Adam, et al., 2004a:** *Verdunstung über einer heterogenen Landoberfläche - Das LITFASS-2003 Experiment, ein Bericht.* — Arbeitsergebnisse 79, Deutscher Wetterdienst, Offenbach, Deutschland, ISSN 1430-0281.
- Beyrich, F., J. Bange, et al., 2004b:** Energy and water vapour fluxes over a heterogeneous land surface: The LITFASS-2003 experiment. — In: *Proc. 16th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, AMS, Portland (ME), USA.
- Beyrich, F., H.-J. Herzog, J. Neisser, 2002a:** The LITFASS project of the DWD and the LITFASS-98 experiment: The project strategy and the experimental setup. — *Theor. Appl. Climatol.*, **73**, 3–18.
- Beyrich, F., S. H. Richter, et al., 2002b:** Experimental determination of turbulent fluxes over heterogeneous LITFASS area: selected results from the LITFASS-98 experiment. — *Theor. Appl. Climatol.*, **73**, 19–34.
- Blackadar, A. K., 1979:** High-resolution models of the planetary boundary layer. — In: *Advances in Environmental Science and Engineering*, J. R. Pfafflin, E. N. Ziegler, Hg., Gordon and Breach Science Publishers, S. 50–85.
- Bou-Zeid, E., C. Meneveau, M. P. Parlange, 2004:** Large-Eddy simulation of neutral atmospheric boundary flow over heterogeneous surfaces: Blending height and effective surface roughness. — *Water Resour. Res.*, **40**.
- Bösenberg, J., H. Linné, 2002:** Laser remote sensing of the planetary boundary layer. — *Meteorol. Z.*, **11**, 233–240.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, E. F. Bradley, 1971:** Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. — *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181–189.

- Cai, X.-M., 1999:** Large-eddy simulation of the convective boundary layer over an idealized patchy urban surface. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 1427–1444.
- Chatfield, C., 1982:** *Analyse von Zeitreihen*. — Hanser, München, 239 S.
- Chen, F., R. Avissar, 1994:** Impact of land-surface moisture variability on local shallow convective cumulus and precipitation in large-scale models. — *J. Appl. Meteor.*, **33**, 1382–1401.
- Courant, R., K. Friedrichs, H. Lewy, 1928:** Über die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. — *Math. Ann.*, **100**, 32–74.
- Cuijpers, J. W. M., P. G. Duynkerke, 1993:** Large Eddy Simulation of Trade Wind Cumulus Clouds. — *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3894–3908.
- Dalu, G. A., R. A. Pielke, 1993:** Vertical Heat Fluxes Generated by Mesoscale Atmospheric Flow Induced by Thermal Inhomogeneities in the PBL. — *J. Atmos. Sci.*, **50**, 919–926.
- Deardorff, J. W., 1970:** Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection. — *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1112–1113.
- Deardorff, J. W., 1974a:** Three-Dimensional Numerical Study of the Height and Mean Structure of the Heated Planetary Boundary Layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 81–106.
- Deardorff, J. W., 1974b:** 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.
- Deardorff, J. W., G. E. Willis, B. H. Stockton, 1980:** Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer. — *J. Fluid. Mech.*, **100**, 41–64.
- Doran, J. C., W. J. Shaw, J. M. Hubbe, 1995:** Boundary Layer Characteristics over Area of Inhomogeneous Surface Fluxes. — *J. Appl. Meteor.*, **34**, 559–571.
- Doran, J. C., S. Zhong, 2002:** Comments on “Atmospheric Disturbances Caused by Human Modification of the Landscape”. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **83**, 277–279.
- Durrant, D. R., 1999:** *Numerical methods for wave equations in geophysical fluid dynamics*. — Springer, New York, 465 S.
- Dutton, J. A., G. H. Fichtl, 1969:** Approximate equations of motion for gases and liquids. — *J. Atmos. Sci.*, **26**, 241–254.

- Engelbart, D., H. Steinhagen, U. Görsdorf, J. Lippmann, J. Neisser, 1996:** A 1290-MHz wind profiler with RASS for monitoring wind and temperature in the boundary layer. — *Contr. Atmos. Phys.*, **69**, 63–80.
- Esau, I. N., T. J. Lyons, 2002:** Effect of sharp vegetation boundary on the convective boundary layer. — *Agric. Forest Meteorol.*, **114**, 3–13.
- Etling, D., 1996:** *Theoretische Meteorologie. Eine Einführung.* — Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft, Braunschweig/Wiesbaden, 318 S.
- Finnigan, J. J., R. Clement, Y. Malhi, R. Leuning, H. Cleugh, 2003:** A re-evaluation of long-term flux measurement techniques. Part I: Averaging and coordinate rotation. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **107**, 1–48.
- Foken, T., 2003:** *Angewandte Meteorologie.* — Springer-Verlag, 298 S.
- Foken, T., B. Wichura, 1996:** Tools for quality assessment of surface-based flux measurements. — *Agric. Forest Meteorol.*, **78**, 83–105.
- Garratt, J. R., 1992:** *The atmospheric boundary layer.* — Cambridge University Press, Cambridge, 316 S.
- Gopalakrishnan, S. G., R. Avissar, 2000:** An LES study of the impacts of land surface heterogeneity on dispersion in the convective boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **57**, 352–371.
- Gropp, W., E. Lusk, A. Skjellum, 1999:** *Using MPI. Portable parallel programming with the Message-Passing Interface.* — MIT Press, Cambridge, Mass., zweite Aufl., 371 S.
- Hadfield, M. G., W. R. Cotton, R. A. Pielke, 1991:** Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. Part I: A small scale circulation with zero wind. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **57**, 79–114.
- Hadfield, M. G., W. R. Cotton, R. A. Pielke, 1992:** Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. Part II: The effect of changes in wavelength and wind speed. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **58**, 307–327.
- Hagemann, S., 2002:** *An improved land surface parameter dataset for global and regional climate models.* — Rep. 336, Max Planck Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Halldin, S., S.-E. Gryning, 1999:** Boreal forests and climate. — *Agric. Forest Meteorol.*, **98-99**, 1–4, Special Issue.
- Haugen, D. A., C. Kaimal, E. F. Bradley, 1971:** An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **97**, 168–180.

- Hechtel, L. M., C.-H. Moeng, R. B. Stull, 1990:** The effects of nonhomogeneous surface fluxes on the convective boundary layer: A case study using large-eddy simulation. — *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1721–1741.
- Hennemuth, B., H. Linné, J. Bösenberg, K. Ertel, J. Leps, 2004:** Vertical profiles of water vapour fluxes in the convective boundary layer, measured by ground-based Differential Absorption Lidar and Heterodyne Doppler Lidar. — In: *Proceed. 16th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, American Meteorol. Soc., Portland (ME), USA.
- Herold, M., 2002:** *Einfluss von zweidimensionalen Oberflächeninhomogenitäten auf die Struktur und Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht – Untersuchungen mit dem LES-Modell PALM*. — Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, 80 S.
- Hill, R. J., R. A. Bohlander, S. F. Clifford, R. W. McMillan, J. T. Priestley, W. P. Schoenfeld, 1989:** Turbulence-induced millimetre-wave scintillation compared with micro-meteorological measurements. — *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **26**, 330–342.
- Horst, T. W., J. C. Weil, 1994:** How far is far enough?: The fetch requirements for micrometeorological measurement of surface fluxes. — *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **11**, 1018–1025.
- Inagaki, A., M. O. Letzel, S. Raasch, M. Kanda, 2005:** The impact of the surface heterogeneity on the energy imbalance problem using LES. — *J. Meteor. Soc. Japan*, in Druck.
- Isaac, P. R., R. Mcaneney, R. Leuning, J. Hacker, 2004:** Comparison of Aircraft and Ground-Based Flux Measurements during OASIS95. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **110**, 39–67.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté, Y. Izumi, 1976:** Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2152–2169.
- Kanda, M., A. Inagaki, M. O. Letzel, S. Raasch, T. Watanabe, 2004:** LES study on the Energy Imbalance Problem with Eddy Covariance Fluxes. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **110**, 381–404.
- Kelly, R. D., E. A. Smith, J. I. MacPherson, 1992:** A Comparison of Surface Sensible and Latent Heat Fluxes From Aircraft and Surface Measurements in FIFE 1987. — *J. Geophys. Res.*, **97**, 18,445–18,453.
- 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.

- Kim, H.-J., Y. Noh, S. Raasch, 2003:** Interaction Between Wind and Temperature Fields Under the Heterogeneous Heat Flux in the Planetary Boundary Layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, angenommen.
- Kohsiek, W., 1982:** Measuring  $C_T^2, C_Q^2$  and  $C_{TQ}$  in the unstable surface layer, and relations to the vertical fluxes of heat and moisture. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **24**, 89–107.
- Kohsiek, W., 1984:** Inertial subrange correlation between temperature and humidity fluctuations in the unstable surface layer above vegetated terrains. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **29**, 211–224.
- Koster, R. D., M. J. Suarez, 1992:** Modeling the land surface boundary in climate models as a composite of independent vegetation stands. — *J. Geophys. Res.*, **97**, D3, 2697–2715.
- Kustas, W. P., J. D. Albertson, 2003:** Effects of surface temperature contrast on land-atmosphere exchange. A case study from Monsoon 90. — *Water Resour. Res.*, **39**, 6, 1159–1174.
- Kustas, W. P., D. C. Goodrich, 1994:** Preface to special section on Monsoon '90. — *Water Resour. Res.*, **30**, 1211–1225.
- Lammert, A., 2004:** *Untersuchung der turbulenten Grenzschicht mit Laserfernerkundung.* — Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg.
- LeMone, M., 1990:** Some observations of vertical velocity skewness in the convective planetary boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **47**, 9, 1163–1169.
- Lenschow, D. H., P. B. Krummel, S. Siems, 1999:** Measuring entrainment, divergence, and vorticity on the mesoscale from aircraft. — *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **16**, 10, 1384–1400.
- Lenschow, D. H., J. Mann, L. . Kristensen, 1994:** How long is long enough when measuring fluxes and other turbulent statistics. — *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **11**, 661–673.
- Lenschow, D. H., B. B. Stankov, 1986:** Length Scales in the Convective Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1198–1209.
- 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., S. Raasch, 2003:** Large-Eddy Simulations of Thermally Induced Oscillations in the Convective Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2328–2341.
- Liebenthal, C., 2003:** *Arbeitsergebnisse.* — Techn. Ber. 27, Universität Bayreuth, Abt. Mikrometeorologie.

- Lilly, D. K., 1967:** The Presentation of Small-Scale Turbulence in Numerical Simulation Experiments. — *Proc. IBM Scientific Computing Symp. on Environmental Sciences*, Thomas J. Watson Research Center, 195–210.
- Liou, K. N., 2002:** *An introduction to atmospheric radiation.*, Bd. 84 von *International Geophysics Series*. — Academic Press, 583 S.
- Lohou, F., A. Druilhet, B. Campistron, 1998:** Spatial and Temporal Characteristics of Horizontal Rolls and Cells in the Atmospheric Boundary Layer based on Radar and in Situ Observations. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **89**, 407–444.
- Lohou, F., A. Druilhet, B. Campistron, J. L. Redelsberger, F. Saïd, 2000:** Numerical Study of the Impact of Coherent Structures on Vertical Transfers in the Atmospheric Boundary Layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **97**, 361–383.
- Lynn, B. H., D. Rind, R. Avissar, 1995:** The importance of mesoscale circulations generated by subgrid-scale landscape heterogeneities in general-circulation models. — *J. Climate*, **8**, 191–205.
- Mahrt, L., 1987:** Grid-average surface fluxes. — *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1550–1560.
- Mahrt, L., 1998:** Flux sampling errors for aircraft and towers. — *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **15**, 416–429.
- Mahrt, L., 2000:** Surface heterogeneity and vertical structure of the boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **96**, 33–62.
- Mahrt, L., J. I. MacPherson, R. L. Desjardins, 1994a:** Observation of fluxes over a heterogeneous surfaces. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **67**, 345–367.
- Mahrt, L., J. Sun, D. Vickers, J. I. MacPherson, J. R. Pederson, R. Desjardins, 1994b:** Observations of fluxes and inland breezes over a heterogeneous surface. — *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2484–2499.
- Mahrt, L., D. Vickers, J. Sun, J. H. McCaughey, 2001:** Calculation of Area-Averaged Fluxes: Application to Boreas. — *J. Appl. Meteor.*, **40**, 915–920.
- Mason, P. J., 1988:** The formation of areally averaged roughness lengths. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **114**, 399–420.
- Mason, P. J., 1989:** Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1492–1516.
- McBean, G. A., M. Miyake, 1972:** Turbulent transfer mechanism in the atmospheric surface layer. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **98**, 383–398.
- McCumber, M. D., R. A. Pielke, 1981:** Simulation of the effects of surface fluxes of heat and moisture in a mesoscale numerical model. Part I: Soil layer. — *J. Geophys. Res.*, **86**, 9929–9938.

- McNider, R. T., R. A. Pielke, 1981:** Diurnal boundary layer development over sloping terrain. — *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2198–2212.
- Meijninger, W. M. L., 2003:** *Surface fluxes over natural landscapes using scintillometry*. — Dissertation, Wageningen university and research centre., Wageningen, Niederlande, 164 S.
- Meijninger, W. M. L., 2004:** Persönliche Mitteilung.
- Mellor, G. L., T. Yamada, 1974:** A hierarchy of turbulence closure models for the planetary boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.
- Mellor, G. L., T. Yamada, 1982:** Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. — *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851–875.
- Moeng, C., P. P. Sullivan, 1994:** A Comparison of Shear- and Buoyancy-Driven Planetary Boundary Layer Flows. — *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999–1022.
- Moeng, C.-H., 1984:** A Large-Eddy-Simulation Model for the Study of Planetary Boundary-Layer Turbulence. — *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2053–2062.
- Moeng, C.-H., R. Rotunno, 1990:** Vertical-velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **47**, **9**, 1149–1162.
- Monin, A. S., A. M. Obukhov, 1954:** Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo peremesivaniya v prizemnom sloe atmosfery. — *Trudy geofiz inst AN SSSR*, **24**, **151**, 163–187.
- Neisser, J., W. Adam, F. Beyrich, U. Leiterer, H. Steinhagen, 2002:** Atmospheric boundary layer monitoring at the Meteorological Observatory Lindenberg as a part of the Lindenberg Column: facilities and selected results. — *Meteorol. Z.*, **11**, 241–253.
- Ookouchi, Y., M. Segal, R. C. Kessler, R. A. Pielke, 1984:** Evaluation of soil moisture effects on the generation and modification of mesoscale circulations. — *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2281–2292.
- Panofsky, H. A., J. A. Dutton, 1984:** *Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications*. — John Wiley & Sons, New York, 397 S.
- Patrinos, A. N. A., A. L. Kistler, 1977:** A Numerical Study of the Chicago Lake Breeze. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **12**, 93–123.
- Patton, E. G., P. P. Sullivan, C.-H. Moeng, 2005:** The influence of idealized heterogeneity on wet and dry planetary boundary layers coupled to the land surface. — *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2078–2097.
- Piacsek, S. A., G. P. Williams, 1970:** Conservation Properties of Convection Difference Schemes. — *J. Comput. Phys.*, **6**, 392–405.

- Pielke, R. A., 2001:** Influence of the spatial distribution of vegetation and soils on the prediction of cumulus convective rainfall. — *Rev. Geophys.*, **39**, **2**, 151–177.
- Pielke, R. A., 2002:** *Mesoscale meteorological modeling*. — Academic Press, zweite Aufl., 676 S.
- Pielke, R. A., X. B. Zeng, T. J. Lee, 1997:** Mesoscale Fluxes over Heterogeneous Flat Landscapes for use in Larger Scale Models. — *J. Hydrol.*, **190**, **3-4**, 317–336.
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, 1986:** *Numerical recipes in Fortran: The art of scientific computing*. — Cambridge University Press, Cambridge, zweite Aufl., 963 S.
- 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.*, **10**, 363–372.
- Raschendorfer, M., 1999:** *The new turbulence parameterization of LM*. — Techn. Ber. 19, Quarterly Report of the Operational NWP-Models of the DWD, 3–12.
- Reynolds, O., 1895:** On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. — *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A186**, 123–164.
- Roache, P. J., 1985:** *Computational Fluid Dynamics*. — Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexiko, 446 S.
- Roy, B. S., R. Avissar, 2000:** Scales of response of the convective boundary layer to land-surface heterogeneity. — *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 533–536.
- 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.
- Schröter, M., 2003:** *Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grubstrukturmodells*. — Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, 119 S.
- Schröter, M., J. Bange, S. Raasch, 2000:** Simulated Airborne Flux Measurements in a LES Generated Convective Boundary Layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **95**, 437–456.
- Segal, M., R. W. Arritt, 1992:** Nonclassical mesoscale circulations caused by surface sensible heat-flux gradients. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **73**, 1593–1604.

- Segal, M., R. Avissar, M. C. McCumber, R. A. Pielke, 1988:** Evaluation of vegetation effects on the generation and modification of mesoscale circulations. — *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2268–2292.
- Sellers, P., F. G. Hall, et al., 1995:** The Boreal Ecosystem-Atmosphere Study (BOREAS) - An Overview and Early Results from the 1994 Field Year. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **76**, 1549–1577.
- Sellers, P. J., F. G. Hall, G. Asrar, D. E. Strebel, R. E. Murphy, 1992:** An overview of the first international satellite land surface climatology project (ISLSCP) field experiment. — *J. Geophys. Res.*, **97**, 18345–18371.
- Sellers, P. J., Y. Mintz, Y. C. Sud, A. Dalcher, 1986:** A simple biosphere model (SiB) for use within general circulation models. — *J. Atmos. Sci.*, **43**, 505–531.
- Settle, J., 2004:** On the use of remotely sensed data to estimate spatially averaged geophysical variables. — *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **42**, **3**, 620–631.
- Shaw, W. J., J. C. Doran, 2001:** Observations of systematic boundary layer divergence patterns and their relationship to land use and topography. — *J. Climate*, **14**, 1753–1764.
- Shen, S., M. Y. Leclerc, 1995:** How large must surface inhomogeneities be before they influence the convective boundary layer structure? A case study. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 1209–1228.
- Shuttleworth, W., Z.-L. Yang, M. A. Arain, 1997:** Aggregation rules for surface parameters in global models. — *Hydrology and Earth System Sciences*, **1**, 217–226.
- Sibson, R., 1973:** Locally equiangular triangulations. — *The Computer Journal*, **2**, **3**, 243–245.
- Sommeria, G., J. W. Deardorff, 1977:** Subgrid-Scale Condensation in Models of Nonprecipitating Clouds. — *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.
- Sorbjan, Z., 1989:** *Structure of the atmospheric boundary layer*. — Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 317 S.
- Stull, R. B., 1988:** *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. — Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 S.
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, S. D. Mayor, 1998:** Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3042–3064.
- Tatarskii, V. I., 1961:** *Wave propagation in a turbulent medium*. — McGraw-Hill, 285 S.

- Wang, J. F., E. A. B. Eltahir, R. L. Bras, 1998:** Numerical simulation of nonlinear mesoscale circulations induced by the thermal heterogeneities of land surface. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 447–464.
- Weaver, C. P., R. Avissar, 2001:** Atmospheric Disturbances Caused by Human Modification of the Landscape. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **82**, 269–281.
- Weaver, C. P., R. Avissar, 2002:** Reply to Comments on “Atmospheric Disturbances Caused by Human Modification of the Landscape”. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **83**, 280–283.
- Weaver, C. P., S. B. Roy, R. Avissar, 2002:** Sensitivity of simulated mesoscale atmospheric circulations resulting from landscape heterogeneity to aspects of model configuration. — *J. Geophys. Res.*, **107**, D20, Art. No. 8041.
- Wieringa, J., 1976:** An objective exposure correction method for average wind speeds measured at a shelter location. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **102**, 241–253.
- Willis, G. E., J. W. Deardorff, 1974:** A Laboratory Model of the Unstable Planetary Boundary Layer. — *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1297–1307.
- Wulfmeyer, V., J. Bösenberg, 1998:** Ground-based differential absorption lidar for water-vapor and temperature profiling: assessment of accuracy, resolution, and meteorological applications. — *Appl. Optics*, **37**, 3825–3844.
- Wyngaard, J. C., O. R. Coté, 1974:** The evolution of a convective planetary boundary layer - a higher-order-closure model study. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 289–308.
- Wyngaard, J. C., Y. Izumi, S. A. Collins Jr., 1971:** Behavior of the refractive-index-parameter near the ground. — *J. Opt. Soc. Am.*, **61**, 1646–1650.
- Yates, D. N., F. Chen, M. A. LeMone, R. Qualls, S. P. Oncley, R. L. Grossman, E. A. Brandes, 2001:** A Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study (CASES) Dataset for Analyzing and Parameterizing the Effects of Land Surface Heterogeneity on Area-Averaged Surface Heat Fluxes. — *J. Appl. Meteor.*, **40**, 921–937.
- Zhong, S., J. C. Doran, 1998:** An evaluation of the importance of surface flux variability on GCM-scale boundary layer characteristics using realistic meteorological and surface forcing. — *J. Climate*, **11**, 2774–2788.

# Symbolverzeichnis

Symbol	Erklärung
--------	-----------

---

## Abkürzungen

CBL	konvektive Grenzschicht
DWD	Deutscher Wetterdienst
HCR	homogener Kontrolllauf
LAS	large aperture scintillometer
LES	large-eddy simulation, Grobstruktursimulation
LITFASS-2003	Feldexperiment im Mai/Juni 2003 (Lindenberg, Brandenburg)
MESZ	mitteleuropäische Sommerzeit
MOST	Monin-Obukhov'sche Ähnlichkeitstheorie
MOL	Meteorologisches Observatorium Lindenberg
PALM	PArallelized Large-eddy simulation Model
SC	Sekundärzirkulation
TKE	turbulente kinetische Energie
TMC	thermisch induzierte mesoskalige Zirkulation
UTC	universelle Weltzeit (Greenwich meantime)

## Lateinische Symbole

$a$	absolute Feuchte
$A$	Amplitude
$b_1, b_2$	beliebige Variablen
$B$	Bodenwärmefluss
$c_p$	spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konst. Druck
$C_H$	Transferkoeffizient
$C_{ij}$	Kreuzspannungstensor

Symbol	Erklärung
$C_n^2$	Brechungsindex-Strukturparameter
$C_T^2, C_Q^2, C_{TQ}$	Strukturparameter der Temperatur- Feuchte- und Temperatur-Feuchte-Fluktuationen
$d_i$	Anteil einer Teilfläche $i$ an der Gesamtfläche
$dd$	Windrichtung
$e$	turbulente kinetische Energie
$e^*$	aufgelöste turbulente kinetische Energie
$E(k)$	spektrale Energiedichte
$f$	Frequenz
$ff$	Windgeschwindigkeit
$f_i$	Coriolisparamter
$F$	allgemeine Funktion
$g$	Schwerebeschleunigung
$G$	gesamtes Modellgebiet
$G_{LIT}$	Modellgebietsausschnitt des $20 \times 20 \text{ km}^2$ großen Gebietes um Lindenberg
GP	Gitterpunkte
$H$	gemessener fühlbarer Wärmefluss an Energiebilanzstationen
$H_3(x, y)$	fühlbarer Wärmefluss am Erdboden
$H_3, Q_0$	mittlerer fühlbarer Wärmefluss am Erdboden
$k$	Wellenzahl
$k_1, k_2, k_3$	Koeffizienten beim Zeitschrittverfahren
$K_m, K_h$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls bzw. Wärme
$l$	Mischungsweglänge
$l_v$	spezifische latente Verdunstungswärme
$L$	Obukhov-Länge
$L_{ij}$	Leonard-Stresstensor
$L_{int}$	integrale Längenskala
$LE$	gemessener latenter Wärmefluss an Energiebilanzstationen
$LE_3, V_0$	mittlerer latenter Wärmefluss am Erdboden
$N_x, N_y, N_z$	Anzahl Gitterpunkte in entsprechender Raumrichtung
$p$	Luftdruck
$p_e$	aktueller Dampfdruck
$p_E$	Sättigungsdampfdruck
$q, q_v$	Spezifische Feuchte
$q_B$	Bodenfeuchte
$q_l$	Flüssigwassergehalt
$q_*$	Charakteristische Feuchteabweichung in der Grenzschicht
$r$	(zeitliche) Verschiebungslänge
$r_{stat}$	statistischer Fehler
$r_{obs}$	Observierungsfehler
$R_{ij}$	Reynolds-Spannungstensor
$R_\phi \uparrow, R_\phi \downarrow$	auf- bzw. abwärtsgerichtete Strahlungskomponente

Symbol	Erklärung
Ri	Richardson-Zahl
Rif	Richardson-Flusszahl
$RH$	relative Feuchte
$s_{\bar{r}}_{\text{obs}}$	statistische Streuung des mittleren Observierungsfehlers
$S_w$	Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit
$t$	Zeit
$t_*$	konvektive Zeitskala
$T$	Lufttemperatur
$T_0$	Oberflächentemperatur
$T_B$	Bodentemperatur
$u, v, w, u_i$	Geschwindigkeitskomponente des Windes
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{kg}, u_g$	Geostrophische Windgeschwindigkeit
$\bar{u}_{\text{var}}$	Varianz der Horizontalgeschwindigkeit
$w_*$	konvektive Skalierungsgeschwindigkeit
$w_s$	Absinkgeschwindigkeit
$x, y, z, x_i$	kartesische Koordinaten
$x_{\text{min}}, y_{\text{min}}, z_{\text{min}}$	linker, vorderer und unterer Modellrand
$x_{\text{max}}, y_{\text{max}}, z_{\text{max}}$	rechter, hinterer und oberer Modellrand
$z_0$	Rauhigkeitslänge
$z_{\text{bl}}$	Mischungshöhe
$z_i$	mittlere Grenzschichthöhe
$z_{\text{bi}}$	Höhe der bodennahen Temperaturinversion
$z_{\text{ig}}(x, y)$	lokale Grenzschichthöhe (explizit aus der Gradientmethode)
$z_{\text{ig}}$	mittlere Grenzschichthöhe (explizit aus der Gradientmethode)
$z_p$	Höhe der Prandtl-Schicht
$z_{\text{ref}}$	Höhe, ab der die vertikale Gitterweite gestreckt wird

### Griechische Symbole

$\alpha, \beta$	beliebige Koeffizienten
$\delta_{ij}$	Kronecker-Symbol
$\delta_x, \delta_y$	(räumliche) Verschiebungslänge
$\epsilon$	Dissipationsterm
$\epsilon_{ijk}$	alternierender Einheitstensor
$\Gamma$	vertikaler Temperaturgradient
$\kappa$	von-Kármán-Konstante
$\lambda$	Wellenlänge 2D-Inhomogenität
$\tilde{\lambda} = \sqrt{2} \cdot \lambda$	Wellenlänge 1D-Inhomogenität
$\nu_m, \nu_h, \nu_q$	molekularer Diffusionskoeffizient für Impuls, Wärme und Feuchte
$\phi, \psi$	beliebige Variablen

Symbol	Erklärung
$\Phi_T$	Varianzspektrum der Temperatur
$\rho$	Luftdichte
$\rho_\phi(r)$	Korrelationsfunktion
$\varrho$	Korrelationskoeffizient
$\sigma_\phi$	Standardabweichung der Variable $\phi$
$\sigma_\phi^2$	Varianz der Variable $\phi$
$\tau$	Zeitkonstante
$\tau_{ij}$	subskaliger Stresstensor
$\theta$	potentielle Temperatur
$\theta_*$	charakteristische Temperaturabweichung in der Grenzschicht
$\theta_s$	potentielle Temperatur an der Erdoberfläche
$\theta_v$	virtuelle potentielle Temperatur

### Sonstige Symbole

$\chi$	partieller Wärmefluss
$\bar{\Delta}$	Filterlänge
$\Delta t$	Zeitschritt
$\Delta t_{\text{CFL}}$	Zeitschritt nach dem CFL-Kriterium
$\Delta t_{\text{Diff}}$	Zeitschritt nach dem Diffusionskriterium
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Modellgitterweite
$\Delta_{\text{grid}}$	Mittlere Modellgitterweite
$\mathfrak{D}_\phi$	relative Abweichung der inhomogenen von der homogenen Simulation in Variable $\phi$
$\mathfrak{F}_\chi$	Anteil des partiellen Wärmeflusses am Gesamtwärmefluss
$H(ff, dd)$	Bezeichnung für idealisierten homogenen Lauf
$I(\lambda, A, Q_0)$	Bezeichnung für idealisierten inhomogenen Lauf

### Mittelungen und Indizes einer Größe $\phi$

$\bar{\phi}$	Kap. 2: Gefilterte Größe, sonst: horizontales Mittel
$\tilde{\phi}$	Ensemble-Mittel
$\langle \phi \rangle$	zeitliches Mittel
$\phi'$	allgemeine turbulente Abweichung vom horizontalen Mittel
$\phi''$	turbulente Abweichung vom horizontalen Mittel durch Hintergrundturbulenz
$\tilde{\phi}'$	heterogenitätsinduzierte Abweichung vom horizontalen Mittel
$\phi_0$	Referenzwert, Mittelwert
$\phi^*$	Abweichung vom Referenzwert

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Menschen danken, die mich aktiv bei der Arbeit an meiner Dissertation unterstützt haben.

Als erstes möchte ich Herrn PD Dr. Siegfried Raasch dafür danken, dass er mir die von ihm beantragte Projektstelle im Forschungsprojekt EVA-GRIPS anvertraut und mir dadurch meine Promotion ermöglicht hat. In gemeinsamen Gesprächen konnte mir Herr PD Dr. Raasch sehr nützliche Tipps und Anregungen geben, die mich auf eine zielgerichtete Bahn geführt haben.

Herrn Prof. Dr. Groß danke ich für seine Tätigkeit als Korreferent.

Mein weiterer Dank gilt den Mitgliedern der LES-Arbeitsgruppe des Institutes für die ständige Diskussion und Bewertung meiner Ergebnisse. Hervorheben möchte ich dabei Herrn Marcus Letzel und Herrn Dr. Michael Schröter, die mir immer hilfreich zur Seite standen. Besonders durch die zahlreichen Diskussionen mit Herrn Dr. Schröter wurden mir viele inhaltliche Zusammenhänge klarer und Deutungsansätze konnten bestätigt, negiert oder erweitert werden.

Herrn Dr. Notker Fechner möchte ich für die technische Unterstützung bei soft- und hardwarebedingten Problemen danken, die zum Ende meiner Institutszeit leider häufiger auftraten. Auch nach meinem Weggang vom Institut hat er mir unkompliziert weitere Hilfe gegeben.

Ohne die Daten aus dem EVA-GRIPS Experiment wäre meine Dissertation nicht möglich gewesen, daher möchte ich an dieser Stelle allen Teilnehmer danken. Namentlich möchte ich Frau Dr. Barbara Hennemuth, Herrn Felix Ament, Herrn Dr. Jens Bange, Herrn Thomas Spieß, Herrn Peter Zittel und Herrn Dr. Wouter Meijninger für den intensiven Daten- und Wissensaustausch meinen Dank aussprechen. Hiervon hat meine Arbeit sehr profitiert.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit möchte ich mich herzlich bei Herrn Gerald Steinfeld und Herrn Christian Hanken bedanken.

Mit Hilfe dieser Menschen konnte ich meine Dissertation zwar schon sehr weit vortreiben, jedoch hätte ich die Arbeit vermutlich nicht ohne meine Freundin Martina abschließen können. Sie hat mir schon während meiner Institutszeit sehr viel Rückhalt gegeben. Vor allem aber in der langen, schwierigen Zeit der Doppelbelastung durch neuen Beruf und zeitgleicher Fertigstellung meiner Dissertation hat Sie mir etwas sehr Wertvolles gegeben: Zeit. Sie hat für mich unzählige Dinge erledigt und dabei viel von ihrer eigenen Freizeit geopfert. Daher möchte ich Ihr den größten Dank zukommen lassen.

## Lebenslauf

### Persönliche Daten

Name: Jörg Uhlenbrock  
geboren am: 29.12.1975 in Georgsmarienhütte

### Bildungsweg

1982 - 1986: Grundschule Gellenbeck  
1986 - 1988: Orientierungsstufe Hagen a.T.W.  
1988 - 1995: Gymnasium Oesede  
Juni 1995: Abitur am Gymnasium Oesede  
1995 - 1996: Grundwehrdienst beim JgBtl 521 in Fürstenau  
Oktober 1996: Studienbeginn im Fach Meteorologie an der Universität Hannover  
Oktober 1998: Vordiplom Meteorologie  
August 2000: Beginn der Diplomarbeit mit dem Thema „Entwicklung eines Multigrid-Verfahrens zur Lösung elliptischer Differential-Gleichungen auf Massivparallelrechnern und sein Einsatz im LES-Modell PALM.“  
September 2001: Diplom im Fach Meteorologie  
Oktober 2001 -  
Dezember 2004: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover. Bearbeitung des BMBF-Projektes *EVA-GRIPS* (Regional Evaporation at Grid/Pixel Scale over Heterogeneous Land Surfaces)  
seit Januar 2005: Regional Sales Manager bei der Infopark AG in Berlin

Liste wissenschaftlicher Veröffentlichungen:

**Bange, J., P. Zittel, T. Spieß, J. Uhlenbrock, F. Beyrich, 2006:** A new method for the Determination of Area-Averaged Turbulent Surface Fluxes from Low-Level Flights Using Inverse Models. – *Boundary-Layer Meteorol.*, online first (27 Jan 2006), DOI: 10.1007/s10546-005-9040-6.

**Mengelkamp, H.-T., F. Beyrich, G. Heinemann, F. Ament, J. Bange, F. Berger, J. Bösenberg, T. Foken, B. Hennemuth, C. Heret, S. Huneke, K.-P. Johnsen, M. Kerschgens, W. Kohsiek, J.-P. Leps, C. Liebenthal, H. Lohse, M. Mauder, W. Meijninger, S. Raasch, C. Simmer, T. Spieß, A.**

**Tittebrand, J. Uhlenbrock, P. Zittel, 2006:** Evaporation over a heterogeneous land surface: The EVA\_GRIPS project. – *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, angenommen.