

Wissenschaftliche Berichte
des
Instituts für Meteorologie und Klimaforschung
der Universität Karlsruhe

Nr. 39

**STRUKTURMERKMALE UND MODELLDARSTELLUNG DER
KONVEKTION ÜBER MITTELGEBIRGEN**

von

Markus Thomas Hasel

Kaiserstr. 12, 76128 Karlsruhe
Oktober 2006

ISSN 0179 – 5619

Dissertation genehmigt von der
Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

Herausgegeben im Selbstverlag
des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung
der Universität Karlsruhe (gemeinsam betrieben mit dem
Forschungszentrum Karlsruhe)
Kaiserstr. 12, 76128 Karlsruhe
[www:imk.uni-karlsruhe.de](http://www.imk.uni-karlsruhe.de)
Herausgeber: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die konvektive Grenzschicht über Mittelgebirgen hinsichtlich konvektiver Bewegungsvorgänge und damit verbundener Transporte untersucht. Betrachtungen konvektiver Flüsse von Wärme und Feuchte, der Maxima von Spektren und gemittelter konvektiver Strukturen zeigen, dass feuchte Aufwinde und kompensierende trockene Abwinde mit einem Anteil von etwa 80 % den vertikalen turbulenten Transport von Energie und Spurenstoffen dominieren. Eine neuartige Ausrüstung zur Bestimmung von Spurenstoffen erlaubt erstmals die Quantifizierung von Stickoxidflüssen mittels luftgestützter Messungen. Die Konvektion bewirkt in der unteren Hälfte der Grenzschicht einen effektiven Transport von Stickoxiden nach oben, weg von den Quellorten, mit bis zu 0.9 ppb m s^{-1} . Eine neuartige Gesamtbetrachtung aller mittels „conditional sampling“ in den Zeitreihen identifizierten Auf- und Abwinde zeigt, dass der Durchmesser der meisten Konvektionselemente im Bergland nur halb so groß wie über dem Flachland ist. Das Maximum der Vertikalgeschwindigkeit liegt über dem Mittelgebirge in der unteren Hälfte der Grenzschicht. Allerdings sind die Aufwinde vor allem im oberen Teil der Grenzschicht deutlich stärker mit der Feuchte korreliert, die Feuchteflüsse sind mit Werten über $0.5 \text{ m s}^{-1} \text{ g kg}^{-1}$ doppelt so groß wie über dem Flachland. Die hierbei dominierenden stärksten Aufwinde weisen einen Flächenanteil von etwa 5 % auf.

Der experimentell bestimmte Wert des Flächenanteils der stärksten Aufwinde geht in das Initialisierungsschema ein, das neu in das Lokal-Modell (LM) des Deutschen Wetterdienstes implementiert wurde. Darin dient die Aufwindgeschwindigkeit als Kriterium für die Auslösung von Konvektion und ersetzt in der Konvektionsparametrisierung des LM die bisherige Schließung. Eine Fallstudie zeigt, dass sich durch die veränderte Initialisierung - nach der Korrektur einer systematischen Überschätzung der Grenzschicht-Feuchte des antreibenden Modells - die Anzahl der Gitterpunkte reduziert, an denen Konvektion ausgelöst wird. Dies bewirkt eine Lokalisierung der Konvektion. Ihr Intensitätsmaximum verschiebt sich in die Zeit nach dem lokalen Mittag.

Ein neues Schema, das die Entwicklungszeit hochreichender Konvektion anhand der potentiell für die Konvektion vorhandenen Energie berücksichtigt, verschiebt in der Fallstudie das Einsetzen konvektiven Niederschlags in der Größenordnung von 30 min. Durch das neue Schema, das auch die Verlagerung konvektiver Zellen einbe-

zieht, konzentriert sich der Regen auf mehrere, zeitlich voneinander getrennte Phasen starker Niederschläge, statt einer kontinuierlichen und großräumigen Niederschlagsbildung. Bei einer Kombination mit dem geänderten Initialisierungsschema verschiebt sich die tageszeitliche Entwicklung um bis zu zwei Stunden und entspricht damit besser der tatsächlichen Situation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	VERTIKATOR-Experiment	5
2.1	Experiment	5
2.1.1	Messgebiet	5
2.1.2	Bodengebundene Messungen	6
2.1.3	Luftgestützte Messungen	7
2.2	Wetterlagen	10
3	Entwicklung der Grenzschicht	17
3.1	Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht	17
3.2	Bestimmung der Grenzschichthöhe	18
3.3	Zeitliche und räumliche Entwicklung	20
4	Turbulente Vertikaltransporte	35
4.1	Bestimmung von Wärmeflüssen	35
4.2	Fühlbare und latente Wärmeflüsse	37
4.3	Spurenstofftransporte	42
5	Spektrale Analyse	47
5.1	Methodik	47
5.1.1	Energiespektren	47
5.1.2	Kospektren	49
5.1.3	Berechnung der Spektren	50
5.2	Varianzspektren meteorologischer Größen	51
5.3	Kospektren meteorologischer Größen	56
6	Konvektive Strukturen	61
6.1	Bestimmung konvektiver Strukturen	61
6.1.1	Indikatorgröße	61
6.1.2	Detektion der Strukturen	63
6.2	Mittlere Eigenschaften	64
6.3	Einzelheiten konvektiver Strukturen	68
6.3.1	Häufigkeitsverteilungen	69
6.3.2	Spurenstoffe	73
6.3.3	Größe konvektiver Elemente	77

6.3.4	Transporte in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit . . .	79
7	Einfluss von Antriebsdaten auf die Modell-Konvektion	85
7.1	Modellbeschreibung	86
7.1.1	Tiedtke-Schema	88
7.2	Fallstudie zu Unterschieden zwischen Messung und GME	89
7.2.1	Spezifische Feuchte	90
7.2.2	Messung und Modellierung der Konvektion	94
7.2.3	Überprüfung von Modellergebnissen	99
7.3	Spezifische Feuchte im GME	100
8	Implementierung einer neuen Initialisierung	105
8.1	Verändertes Verfahren	106
8.2	Auswirkungen	109
9	Neues Verfahren für die konvektive Entwicklungszeit	123
9.1	CAPE als Indikator für die Entwicklungsgeschwindigkeit	123
9.1.1	Labilitätsenergie und CAPE	123
9.1.2	Neue CAPE-Berechnung im LM	126
9.1.3	CAPE-abhängige Verzögerung	128
9.2	Alter der Bewölkung	128
9.3	Wolkenwasser	131
9.4	Zeitliche Entwicklung des konvektiven Niederschlags	136
9.5	Synthese der neuen Parametrisierungen	140
10	Zusammenfassung und Ausblick	145
A	Variablen und Abkürzungen	157
B	Tiedtke-Schema	159
B.1	Gleichungssystem	159
B.1.1	Großräumige Bilanzgleichungen	159
B.1.2	Wolkenmodell	163
B.1.3	Schließungsannahmen	164
B.2	Umsetzung des Tiedtke-Schemas im LM	168

1 Einleitung und Zielsetzung

Konvektion manifestiert sich in der Atmosphäre in vielen verschiedenen Phänomenen. Sie reicht von mikroskaliger Turbulenz über Strukturen in der planetarischen Grenzschicht mit einer Ausdehnung von wenigen hundert Metern bis hin zu Hurrikanen auf einer Skala von mehreren hundert Kilometern. Auf einer Skalengröße von einigen Kilometern wird Konvektion in der Grenzschicht durch trockene Konvektionszellen und in der freien Atmosphäre durch hochreichende Wolken bewerkstelligt. Die Auslösung dieser Art von Konvektion findet an der Erdoberfläche sowie durch Hebungs Vorgänge in der Luftmasse statt. Wie letztlich bei allen atmosphärischen Bewegungsvorgängen verursacht eine inhomogene Energiezufuhr, bedingt durch die Heterogenität von Vegetation, Landnutzung oder Bodenfeuchte, die Oberflächen auslösung (Anthes, 1984; Rabin et al., 1990; Baker et al., 2001). Orographie modifiziert die Erwärmung der Oberfläche und der darüber liegenden Luftschicht im Tagesverlauf zusätzlich (Banta, 1990). Diese und weitere im Bergland wirksame Faktoren haben Auswirkungen auf die Turbulenz und die Initialisierung von Konvektion (Klitch et al., 1985). Entstehung und Häufigkeit konvektiver Wolken in Mittelgebirgsregionen zeigen deutliche Unterschiede zu flachen Gebieten, und beeinflussen damit auch die Bildung von Niederschlag (Thielen und Gadian, 1996). Die lokalen Gegebenheiten bestimmen in hohem Grade die fühlbaren und latenten Wärmeflüsse in die Atmosphäre, die Ausdehnung, Temperatur und Feuchte der Grenzschicht und die Ausbildung mesoskaliger Windsysteme. Diese hohe Variabilität in gegliedertem Gelände bedingt auch eine hohe Variabilität der Prozesse, die von den genannten und vielen weiteren Parametern abhängig sind. Gerade wegen der Komplexität der Abläufe in Mittelgebirgen fehlt es z. B. an einem umfassenden Überblick über die mittleren Eigenschaften der Grenzschicht, der in ihr wirksamen Strukturen und Transportmechanismen, während es für ebenes Gelände hierfür zahlreiche Studien gibt (z. B. Stull, 1988; Young, 1988b; Williams und Hacker, 1992).

Mit der Konvektion verbunden sind immer auch Austauschvorgänge, welche zu einer Umverteilung von horizontalem Impuls (Wind), thermischer Energie (Temperatur), Feuchte in Form von Wasserdampf, Flüssigwasser und Eis und Luftbeimengungen führen. In der Grenzschicht betrifft dies wichtige Prozesse wie die Vermischung von Spurenstoffen genauso wie die Energiezufuhr für feuchte Konvektion. Die Genauigkeit wiederum, mit der diese Austauschprozesse beschrieben werden können, ist von großer Bedeutung für Massen-, Impuls- und Energiehaushalte und damit für quantitative Beschreibungen atmosphärischer Vorgänge bei der numerischen Wettervorhersage.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt bei der Untersuchung trockener Konvektion in der Grenzschicht, den Charakteristika der dabei wichtigen Strukturen und den damit verbundenen Transporten. Voraussetzung für eine solche experimentelle Untersuchung ist ein vierdimensionaler Datensatz, wie er im Rahmen des VERTIKATOR-Experiments im Gebiet des Schwarzwalds erfasst wurde. Die umfangreichen Daten enthalten boden- wie luftgestützte Messungen, aus denen die zeitliche und räumliche Entwicklung der Grenzschicht bestimmt wird. Die vertikalen Transporte in der Grenzschicht von fühlbarer und latenter Energie sowie erstmals auch von Spurenstoffen wie Stickoxiden werden aus Flugzeugmessungen unter Verwendung der *eddy*-Korrelations-Methode abgeleitet. Eine spektrale Analyse der Zeitreihen gibt Hinweise auf die Größen der dominanten Strukturen, welche für die Transporte verantwortlich sind. Die Betrachtung konvektiver Strukturen, die sich aus dem beobachteten Vertikalwind bestimmen lassen, schließt die Auswertung und Interpretation der experimentellen Daten ab und stellt die Merkmale heraus, die Mittelgebirge von ebenen Gebieten unterscheiden.

Der zweite Teil der vorliegenden Arbeit befasst sich mit der Repräsentierung feuchter Konvektion in numerischen Modellen. Die quantitative Vorhersage der Konvektion selbst und des damit verbundenen Niederschlags stellt eines der größten Probleme der numerischen Wettervorhersage dar. Während bei der Genauigkeit im Bereich großskaliger synoptischer Systeme und den damit verbundenen Feldern meteorologischer Parameter bemerkenswerte Fortschritte erzielt wurden, konnte z. B. die Vorhersagbarkeit von Gewittern kaum verbessert werden. Dabei haben begleitende Phänomene, wie z. B. Schäden durch Hagel, große ökonomische Bedeutung, auch weitere Disziplinen wie die Hydrologie oder der Katastrophenschutz benötigen genaue zeitliche und räumliche Informationen um vorbeugend tätig werden zu können.

Ein Hauptproblem bei der numerischen Modellierung von Konvektion liegt in ihrer Kleinräumigkeit, bezogen auf die räumliche Auflösung numerischer Modelle. Heute operationelle Modelle wie das Lokal-Modell LM des Deutschen Wetterdienstes mit einer horizontalen Auflösung von 7 km erfassen die Konvektion nicht explizit, sie muss daher parametrisiert werden (Heise, 2002a). Im LM wie auch in anderen Modellen zur numerischen Wettervorhersage kommt dafür ein Massenfluss-Schema zur Anwendung, das aber unter anderem in der Initialisierung von Konvektion mitunter große Schwächen offenbart und konvektiven Niederschlag zu großflächig simuliert (Heise, 2002b). Auch der ausgeprägte klimatologische Tagesgang in der Schauer-tätigkeit kann zeitlich nicht reproduziert werden. Während Gewitter in Deutschland am häufigsten am späten Nachmittag zwischen 15 und 17 Uhr lokaler Zeit auftreten

(Hofherr, 1999), liegt das Maximum der Aktivität in Wettervorhersagemodellen in der Mittagszeit (Doms et al., 2002). Große Erwartungen werden der zukünftigen Erhöhung der Auflösung numerischer Modelle entgegengebracht. Diesbezügliche Fallstudien zeigen qualitative Verbesserungen, was unter anderem auf die dann aufgelösten mesoskaligen Windsysteme (Barthlott et al., 2006) und die direkte Auflösung von Wolken (Bertram et al., 2004; Guichard et al., 2004) zurückzuführen ist. Auch wenn die Umstellung auf engmaschigere Modelle in absehbarer Zeit erfolgt, werden Modelle mit größerer Gitterweite, z. B. auf der globalen Skala, mittelfristig weiter Konvektion parametrisieren müssen. In der Arbeit werden zwei Aspekte des Konvektionsschemas betrachtet. Die Initialisierung ist ein sehr wichtiger Teil der Parametrisierung, da in ihr über die Auslösung von Konvektion an einem Modellgitterpunkt entschieden wird. In das LM wird in dieser Arbeit ein neues Schema für die Auslösung implementiert, das unter anderem auf Erkenntnissen des ersten Teils zur Stärke der Aufwinde in der Grenzschicht beruht, und die Auswirkungen auf die modellierte Konvektion betrachtet. Die zweite implementierte Neuerung belegt die konvektiven Gitterzellen mit einer Latenzzeit, um die bisher nicht berücksichtigte Entwicklungszeit konvektiver Wolken von der Entstehung bis zur Niederschlagsbildung einzubeziehen. Die Dauer dieser Verzögerung wird in Relation zur verfügbaren potentiellen Energie, der CAPE, gesetzt. Abschließend wird die Kombination beider Neuerungen auf ihre Wirksamkeit bezüglich einer realistischeren konvektiven Niederschlagsvorhersage hin untersucht.

Aufbau der Arbeit Entsprechend der Zielsetzung gliedert sich die Arbeit in zwei Themenfelder. Nach der Vorstellung des Messgebiets, der im Rahmen von VERTIKATOR eingesetzten Ausrüstung und der Wetterlagen der Intensivmessphasen (Kap. 2) wird in allen folgenden Kapiteln zunächst die Methodik, z. B. zur Bearbeitung von Daten erläutert, und dann die damit erzielten Ergebnisse präsentiert. Die Analyse der Messdaten umfasst vier Bereiche: die Entwicklung der Grenzschicht (Kap. 3), turbulente Vertikaltransporte (Kap. 4), die spektrale Analyse (Kap. 5) und die Untersuchung konvektiver Strukturen (Kap. 6). Eine kurze Beschreibung des LM leitet den Teil der numerischen Modellierung ein. Es folgen Erläuterungen zu den verwendeten Antriebsdaten (Kap. 7) und die beiden Kapitel zum neuen Auslöseschema (Kap. 8) und der CAPE-abhängigen Entwicklungszeit konvektiver Prozesse (Kap. 9). Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und Perspektiven weiterer Forschungsaktivitäten bilden den Abschluss der Arbeit (Kap. 10).

2 VERTIKATOR-Experiment

Die Datenbasis für die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des AFO2000-Projekts VERTIKATOR (*VERTIK*aler Austausch und *OR*ographie). Der Schwerpunkt umfangreicher Messungen im Mai und Juni 2002 lag im nördlichen Teil des Schwarzwalds. Ziel des Projekts war die Erfassung der komplexen Struktur der Atmosphäre im Vorfeld und während konvektiver Entwicklungen (Kottmeier et al., 2004). Die Messungen erfolgten in der Grenzschicht und der freien Atmosphäre über flachem Gelände und mittelhoher Orographie. Ziele des Projekts waren unter anderem die Analyse von Mechanismen und Prozessen, die den Vertikaltransport initiieren und steuern sowie qualitative und quantitative Abschätzungen von Transporten durch Turbulenz infolge Trocken- und Feuchtkonvektion aus Messungen und numerischen Simulationen. Mit den Ergebnissen sollten außerdem bestehende Parametrisierungen in Wettervorhersagemodellen überprüft (Verifikation und Validierung) und wenn möglich neue Parametrisierungen entwickelt werden (Fiedler et al., 2002).

2.1 Experiment

2.1.1 Messgebiet

Das Messgebiet umfasst den Nordschwarzwald mit orographischen Erhebungen bis etwa 1200 m Gipfelhöhe und einen Teil seiner flacheren Umgebung (Abb. 1). In der Mittelgebirgsregion des Schwarzwalds treten gehäuft konvektive Wolken und Gewitter auf (Kalthoff et al., 1999), wie sich anhand von Starkniederschlägen (Mühr, 1996), Daten des Deutschen Wetterdienstes zur Gewitterhäufigkeit (Kottmeier und Hofherr, 1999) und Blitzhäufigkeiten (Finke und Hauf, 1996) zeigt. An den Hängen und in den Tälern des Schwarzwalds entwickeln sich oft mesoskalige Windsysteme in Form von Hang- und Talwinden (Kalthoff et al., 2000). Die mit Konvektion verbundene Schauertätigkeit tritt im Bergland deutlich häufiger auf als in flachen Regionen und setzt im Tagesgang etwas früher ein (Hofherr, 1999). Damit einher geht ein erhöhter Bedeckungsgrad an Kumuluswolken im Vergleich zum Umland. Die intensivere Konvektion im Schwarzwald hängt zum einen mit der bevorzugten Auslösung von Konvektion über hoch liegenden und sonnenexponierten Flächen zusammen, zum anderen bilden sich thermisch und orographisch induzierte mesoskalige Zirkulationssysteme zwischen dem Schwarzwald und der Umgebung aus. Durch sie produzierte Massenkongruenz kann vor allem im Bereich der Bergrücken Konvektion initiieren (Raymond und Wilkening, 1980; Barthlott et al., 2006). Das Gebiet des Experiments liegt im Erfassungsbereich des C-

Band-Niederschlagsradars des Forschungszentrums Karlsruhe und beinhaltet mehrere operationelle Bodenstationen, an denen Dauermessungen von Niederschlag und weiteren meteorologischen Parametern durchgeführt werden. Mit den zusätzlichen Stationen im Rahmen des VERTIKATOR-Experiments entstand dadurch ein relativ dichtes Messnetz für atmosphärische Messungen.

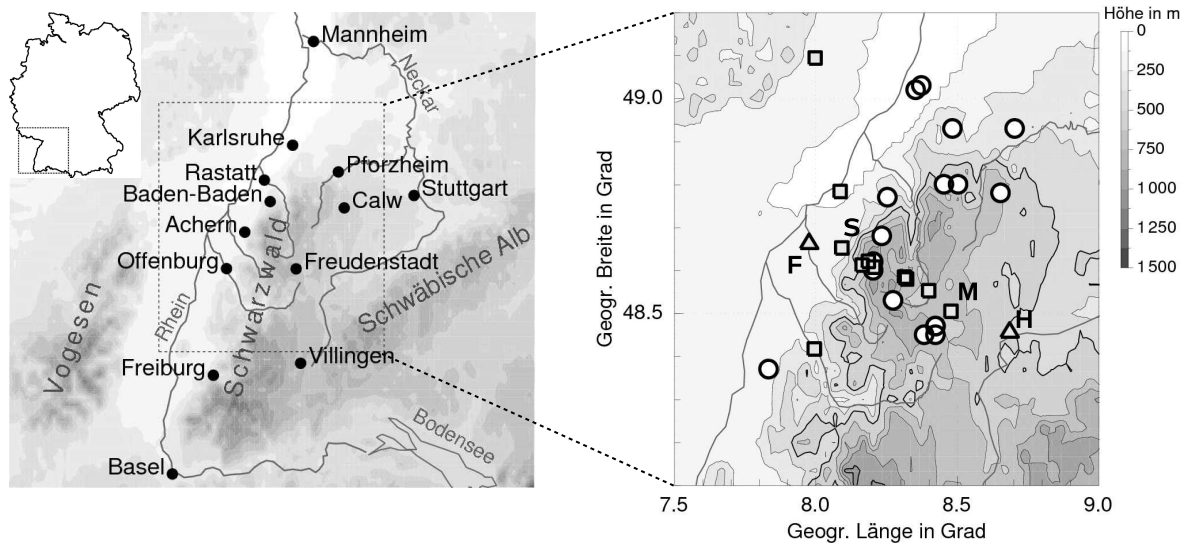


Abbildung 1: Gebiet des VERTIKATOR-Experiments im Nordschwarzwald und Rheintal (rechts) mit operationellen Bodenstationen (Kreise) und temporären Turbulenzmessstationen (Quadrate) sowie Radiosondenstationen (Dreiecke) in Freistett (F) und Horb (H). Die Energiebilanzstationen befanden sich in Sasbach (S) und Musbach (M). Im Westen wird der Rheingraben durch die Vogesen begrenzt (links).

2.1.2 Bodengebundene Messungen

Das bodengebundene Netz aus Messstationen diente der Erfassung der zeitlichen Entwicklung und räumlichen Verteilung der Energiebilanz und der bodennahen Bedingungen bezüglich Wind, Temperatur und atmosphärischer Turbulenz. Die Turbulenz- und Energiebilanzstationen waren in verschiedenen Höhen entlang einer Achse quer zum Hauptkamm des Nordschwarzwalds aufgereiht (Abb. 1). Neben diesen Stationen wurden weitere bodengebundene Messsysteme im Rahmen von VERTIKATOR genutzt, unter anderem zwei Sodar, ein C-Band Dopplerradar, ein Aerosollidar, ein Disdrometer, ein Fesselballon, ein Wind-Temperatur-Radar und ein Netzwerk automatischer Wetterstationen. Mit zwei Radiosondenstationen im Rheintal (Freistett) und im östlichen Schwarzwald (Horb) wurden während der Intensivmessphasen (IMPs) zwischen 6 und

20 UTC jeweils zweistündig vertikale Profile von Wind, Temperatur und Feuchte aufgenommen. Im Rheingraben (Sasbach) und Schwarzwald (Musbach) waren zwei Energiebilanzstationen installiert, welche die Energieflüsse an der Erdoberfläche messen und somit auch als Referenzstationen für die Messungen turbulenter Flüsse der Messflugzeuge dienen. Kalthoff et al. (2006) beschreiben detailliert die Instrumentierung der Bodenmesssysteme.

2.1.3 Luftgestützte Messungen

Im Rahmen der Messkampagne sollten die vertikalen und horizontalen atmosphärischen Bedingungen im Vor- und Umfeld von konvektiven Wolken im Bereich des Schwarzwalds bestimmt werden. Hierzu dienten aufwändige Flugzeugmessungen, bei denen die Forschungsflugzeuge Falcon des DLR, die Dornier 128 des Instituts für Flugführung der Universität Braunschweig sowie die Motorsegler DIMONA der Fa. Metair (CH) und des Flugsportvereins 1910 Karlsruhe (FSV) zum Einsatz kamen (Abb. 2). Die Flugzeu-



Abbildung 2: Messflugzeug DO 128 (D-IBUF) links und der Motorsegler RF5 des Flugsportvereins 1910 Karlsruhe (rechts).

ge verfügen über Messeinrichtungen für eine Vielzahl meteorologischer Parameter wie Wind, Temperatur, Feuchte und Strahlung (Tab. 1). Bis auf den Motorsegler des FSV führen alle Flugzeuge hochfrequente Messungen durch und erfassen damit die Turbulenz. Die niedrigen Fluggeschwindigkeiten in der Grenzschicht von 40 bis 60 m s^{-1} erlauben es, Strukturen bis in den Meterbereich hinein aufzulösen. Die Kombination der eingesetzten Flugzeuge ermöglicht gleichzeitige Messungen in unterschiedlichen Höhenbereichen der mittleren und oberen Grenzschicht und der freien Atmosphäre. Die DO 128 besitzt außerdem eine Spurenstoffmessausrüstung (Tab. 1), welche Messungen der Konzentrationen von O_3 , CO , CO_2 , NO_2 und NO_x erlaubt (Wieser, 2004). In früheren Feldexperimenten wurde gezeigt, dass die schnellen Sensoren die Erfassung der

Geschwindigkeit bei der Messung	60 bis 70 m s ⁻¹
Maximale Höhe	7000 m
Reichweite	1000 km
Parameter	Instrument
Position und Geschwindigkeit	Novatel Differential GPS-Empfänger
Flughöhe	Optech 501 Laser Höhenmesser
Radarhöhe	Sperry Radar-Höhenmesser
Statischer, dynamischer Druck	Rosemount 5-Loch-Sonde
Temperatur der Erdoberfläche	KT19 Sensor
Feuchte	Lyman-alpha-Hygrometer (schneller Sensor)
Feuchte	Aerodata-Humicap
Feuchte	Meteolabor Taupunktspiegel TP 3
Temperatur	Rosemount Temperatursensor (PT 100)
Temperatur	offener Rosemount Temperatursensor (PT 100) (schnell)
Wind (horizontal)	5-Loch-Sonde; GPS
Wind (vertikal)	5-Loch-Sonde
Solarstrahlung oberer und unterer Halbraum	2 Kipp & Zonen Pyranometer CM 2
Infrarotstrahlung oberer und unterer Halbraum	2 Kipp & Zonen Pyrgeometer CG 4
Oberflächenreflektivität (VIS + NIR)	Spektraler 3-Kanal Linescanner
Oberflächenreflektivität (VIS)	CCD-Kamera
Chemiemessmodul	
O3 (Mittelwert)	Environment O3 41M (UV-Absorption, langsamer Sensor)
O3 (Fluktuation)	Schneller Ozonsensor (Chemilumineszens)
NO	NOxTOy mit CrO3 (Luminol-Chemilum.)
NO2	NOxTOy (Luminol-Chemilum.)
NOy	NOxTOy Mo/CrO3 am geheizten Einlass (Luminol-Chemilum.)
PAN	NOxTOy (CrO3/heat) (Luminol-Chemilum.)
CO	AL 5001 (Resonanzfluoreszens)
CO2	LI-COR 6252 (IR-Absorption)
Fallsonden	
Vertikalsondierung von Temperatur, Feuchte, Druck, Wind	mit bis zu 30 Fallsonden ausrüstbar

Tabelle 1: Instrumentelle Ausstattung der DO 128 für die Erfassung meteorologischer und luftchemischer Parameter (Corsmeier et al., 2001).

Spurenstoff	Verweilzeit	Trägheitszeit
O_3	0.16 s	0.05 s
NO_2	2.72 s	0.28 s
NO_x	2.75 s	0.21 s

Tabelle 2: Bauartbedingte Verweil- und Trägheitszeiten von Gasen im Messsystem der DO 128 (Wieser, 2004).

3D-Verteilung der luftchemischen Größen (Kalthoff et al., 2005) und die Bestimmung vertikaler turbulenter Flüsse ausgewählter Spurengase ermöglichen (Hasel et al., 2005). Hierfür ist ein genauer zeitlicher Abgleich der voneinander unabhängigen Messungen meteorologischer und chemischer Parameter nötig. Neben der täglichen Kalibrierung der Systeme erfolgt daher eine Synchronisierung der Messwerte entsprechend den Trägheitszeiten der unterschiedlichen Messeinrichtungen und der Verweilzeiten der Luft im Zuleitungssystem (Tab. 2).

Flugmuster Maßgebend für die gewählten Flugmuster der Forschungsflugzeuge war die Untersuchung günstiger Bedingungen für die Initiierung und weitere Entwicklung konvektiver Prozesse. Dabei sollten sowohl der Aufbau der Grenzschicht als auch die flächengemittelten Transporte im Schwarzwald und seiner flacheren Umgebung erfasst werden. Die Flugzeuge absolvierten daher verschiedene Flugmuster in unterschiedlichen Höhenstufen. Falcon und DO 128 flogen matrattenförmig (Abb. 3) in der freien Atmosphäre (Falcon) beziehungsweise in drei Messhöhen von ca. 150 m, 500 m und 1000 m über maximaler Geländehöhe des jeweiligen Flugabschnitts (DO 128). An ausgewählten Punkten von Rheintal und Schwarzwald fanden Vertikalsondierungen bis etwa zur doppelten Grenzschichthöhe statt. Die horizontalen Flugmuster bestanden aus vier Hauptabschnitten: über dem Rheintal, über dem Hauptkamm des Nordschwarzwalds und über dem flacheren östlichen Teil des Schwarzwalds jeweils parallel zur Orientierung des Rheintals und senkrecht dazu ein Flugabschnitt über die höchste Erhebung des Nordschwarzwalds, die Hornisgrinde (1163 m). Unterhalb des letzteren Abschnitts waren die Turbulenzmessstationen am Boden aufgereiht. Im Gegensatz zur DO 128, deren Flugniveaus in konstanten Höhen lagen, beflog die DIMONA geländefolgende Abschnitte am Westhang des Schwarzwalds in der unteren und mittleren Grenzschicht. Die RF5 operierte in einem Sägezahnmuster im Bereich der Grenzschichtinversion, um deren Höhe anhand von atmosphärischen Temperatur- und Feuchteigenschaften groß-

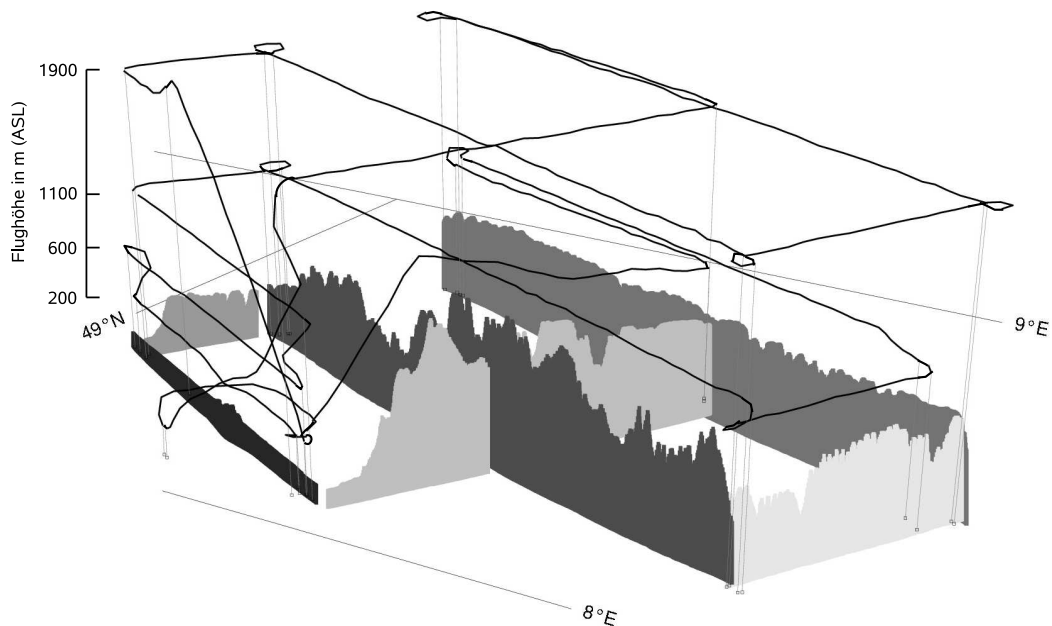


Abbildung 3: 3D-Flugmuster des Messflugzeugs DO 128 am 01.06.2002 über dem Nordschwarzwald. Grau unterlegt ist die jeweilige Geländehöhe unterhalb der verschiedenen Flugabschnitte.

flächig zu bestimmen. Die Flugmuster wurden an Intensivmesstagen zweimal zwischen 10 und 13 MESZ und von 15 bis 18 MESZ befliegen. Entsprechend den jeweiligen Wetterbedingungen wurden die aktuellen Flughöhen an die Grenzschichthöhen und die Flugmuster an die Situation angepasst, die genauen Muster aller Intensivmesstage finden sich bei Barthlott (2003).

2.2 Wetterlagen

Im Rahmen dieser Dissertation wurden alle sieben Intensivmessphasen untersucht, die während des VERTIKATOR-Projekts im Nordschwarzwald durchgeführt wurden. Im folgenden wird die Wettersituation an den jeweiligen Tagen geschildert. Tabelle 3 enthält eine kurze Zusammenfassung des Wettergeschehens. Ausführliche Beschreibungen bestimmter Tage finden sich außerdem bei Kalthoff et al. (2006), Barthlott et al. (2006) sowie Eisenmann (2004).

- **IMP 1:** Ein markantes Hochdruckgebiet über Zentral- und Mitteleuropa dominiert die Wetterentwicklung. In der Grenzschicht herrschen Windgeschwindigkeiten bis 5 m s^{-1} , die in der freien Atmosphäre kontinuierlich zunehmen auf

IMP	Datum	T _{Max}	Wetter
1	31.05.	25 °C	Hochdruckeinfluss, sonnig mit flacher Konvektionsbewölkung (Cu hum) ab spätem Vormittag über Schwarzwald und Rheintal
2	01.06.	25 °C	Hochdrucklage, Cu hum, sonnig
3	03.06.	27 °C	Advektion von feuchter Luft, mittelhohe Bewölkung, Bedeckung etwa 3/8 - 4/8, später über dem Bergland Konvektion
4	19.06.	31 °C	Schwülwarme Luftmasse wetterbestimmend; hochreichende Konvektion am späten Nachmittag über dem Schwarzwald und heftiges Gewitter über dem nordöstlichen Schwarzwald
5	20.06.	30 °C	Schwülwarme Luftmasse wetterbestimmend; am Nachmittag sich schnell über die gesamte Troposphäre erstreckende Konvektion; von Westen kommende, linienhaft organisierte Gewitter mit Hagel
6	23.06.	29 °C	Feuchtwarme Luftmasse wetterbestimmend; zunächst wenig Konvektion, am späten Nachmittag bei abnehmendem Hochdruckeinfluss vermehrt Konvektion mit nachfolgenden Gewittern
7	26.06.	27 °C	Strahlungstag, 1/8 bis 2/8 Cu hum, um 35 % Luftfeuchte

Tabelle 3: Übersicht über die Wetterlagen während der VERTIKATOR-Intensivmesstage. Die angegebene Temperatur ist die maximal erreichte 2 m-Lufttemperatur in Karlsruhe an dem betreffenden Tag.

etwa 20 m s^{-1} im 500 hPa-Niveau. Die Windrichtung dreht in der Grenzschicht von NW am Boden auf WSW am Oberrand. In der freien Atmosphäre oberhalb 2500 m herrscht eine WNW-Strömung. Die Feuchte in der Grenzschicht und darüber ist mit 5 bzw. 2 g kg^{-1} relativ gering, die bodennahe Temperatur steigt im Rheintal bis auf $23 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Atmosphäre ist stabil geschichtet und die CAPE¹ an allen Stationen nahe Null, trotz der fast ungestörten Einstrahlung entwickelt sich daher nur flache Konvektionsbewölkung ab dem späten Vormittag.

- **IMP 2:** Die Wetterlage wird von einem flachen Hochdruckgebiet über dem Ärmelkanal bestimmt. Ein schwacher Druckgradient im VERTIKATOR-Gebiet bedingt einen nur schwachen nordöstlichen Wind von 3 bis 5 m s^{-1} in den unteren 2000 m. Ein von Südkandinavien nach Spanien orientierter Höhenrücken verursacht eine nordwestliche Strömung mit Windgeschwindigkeiten bis etwa 10 m s^{-1} in der mittleren Troposphäre. Die Inversion am Grenzschichtoberrand zeichnet sich durch einen kräftigen Feuchtegradienten aus, die spezifische Feuchte q nimmt von 5 bis 6 g kg^{-1} in der Grenzschicht auf etwa 2 g kg^{-1} oberhalb ab. Sehr niedrige Werte der CAPE lassen eine nur schwache konvektive Entwicklung erwarten. Vornehmlich über dem Bergland entwickeln sich im Tagesverlauf Cu hum, eine Weiterentwicklung zu Niederschlag bildender Bewölkung findet jedoch nicht statt. Die bodennahe Temperatur erreicht maximal $24 \text{ }^\circ\text{C}$ im Rheintal (Freistett) und $17 \text{ }^\circ\text{C}$ auf der Hornisgrinde. Die schwache Strömung in der Grenzschicht und die ungehinderte Einstrahlung am Morgen begünstigen die Entwicklung von thermisch und orographisch bedingten Windsystemen im Schwarzwald, welche den synoptischen Wind überlagern (Kalthoff et al., 2006).
- **IMP 3:** Bodennah dreht der Wind von N am Morgen auf SW am Nachmittag. In der Höhe herrscht durchweg eine westliche Strömung vor. Ab dem Vormittag ist es bewölkt, moderate CAPE herrscht über dem Schwarzwald (Abb. 4). Dort setzt am Nachmittag Konvektion mit Niederschlägen ein. Der Ursprung der Konvektion liegt südlich des Messgebiets, sie zieht mit der vorherrschenden Strömung nach NO und erreicht zwischen 14:30 und 15 UTC den nördlichen Schwarzwald. Bodennah nimmt im Tagesverlauf die Luftfeuchte zu, q steigt dabei von 5 auf 9 g kg^{-1} . Die Temperatur erreicht $24 \text{ }^\circ\text{C}$ in Freistett und $17 \text{ }^\circ\text{C}$ auf der Hornisgrinde.
- **IMP 4:** Ein Trog über dem Ostatlantik bestimmt die Höhenströmung am

¹Maß für die Energie, welche für die Konvektion potentiell zur Verfügung steht (Kap. 9.1.1).

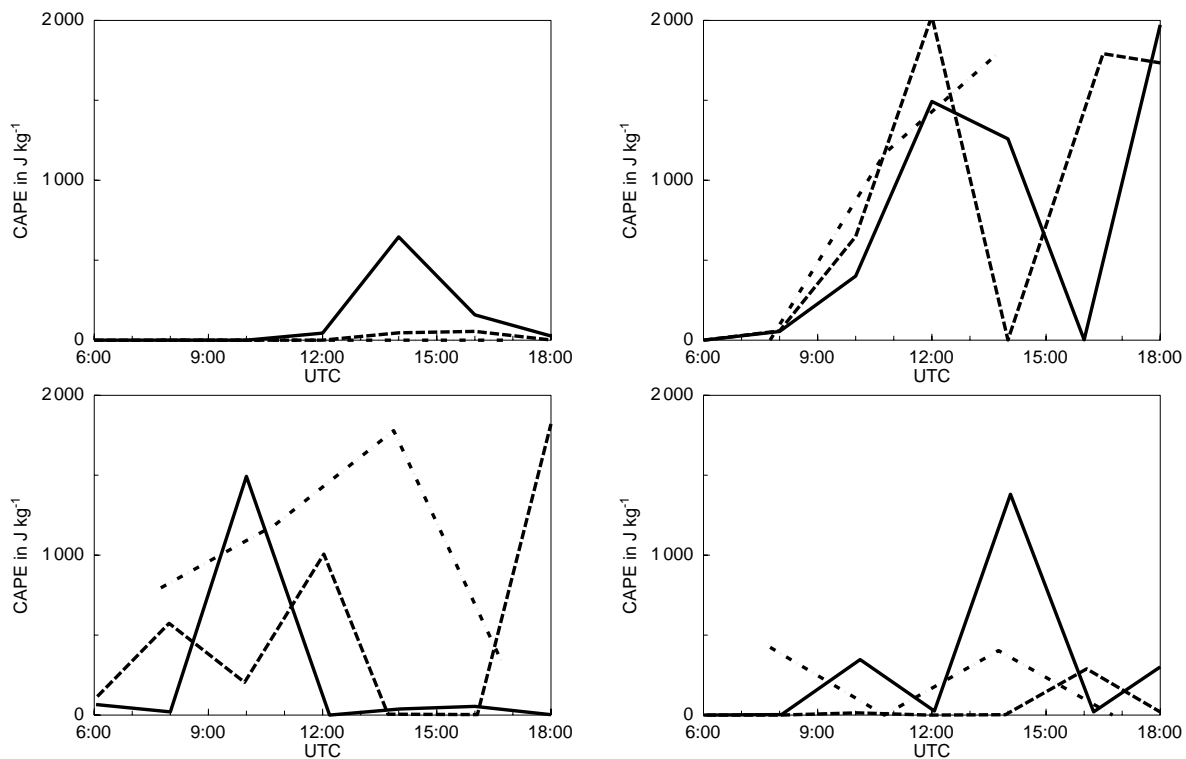


Abbildung 4: Tagesgang der CAPE am 03.06. (links oben), 19.06. (rechts oben), 20.06. (links unten) und 23.06.2002 (rechts unten) an den Stationen Horb (durchgezogene Linie), Freistett (gestrichelt) und Stuttgart (strich-punktiert).

19.06.2002. Der südwestliche Wind erreicht oberhalb der Grenzschicht maximal 10 m s^{-1} und führt warme und potentiell instabil geschichtete Luft in das Untersuchungsgebiet. In der unteren Atmosphäre reicht ein flacher Ausläufer des Azorenhochs bis Südwestdeutschland. Aufgrund der geringen Druckunterschiede erreicht der Wind in Höhen bis 1400 m nur Geschwindigkeiten bis 3 m s^{-1} aus nordöstlicher Richtung. Im Tagesverlauf verlagert sich der Höhentrog nach Osten. Vorderseitige großskalige Hebung begünstigt die Auslösung von Konvektion in der potentiell instabilen Luftmasse, in der um 12 UTC CAPE-Werte zwischen 1500 und 2000 J kg^{-1} auftreten. Aus der flachen morgendlichen Cumulus-Bewölkung über dem Schwarzwald entwickelt sich in der mit $q = 12 \text{ g kg}^{-1}$ sehr feuchten Luft am Nachmittag eine kurzlebige, aber stark regnende Gewitterzelle, die ab 14 UTC an hohen Reflektivitäten im Niederschlagsradar erkennbar ist (Abb. 47 in Kap. 7.2.2). Am späteren Nachmittag und Abend kommt es in ganz Südwestdeutschland verbreitet zu Schauern und Gewittern. Die 2-m-Temperatur erreicht $31 \text{ }^\circ\text{C}$ in Freistett und $25 \text{ }^\circ\text{C}$ auf der Hornisgrinde.

- **IMP 5:** Ein Tief über Norddeutschland steuert eine Kaltfront in das Untersuchungsgebiet, die Luft ist mit einer Temperatur von bis zu 30 °C und einer spezifischen Feuchte von bodennah 11 bis 13 g kg⁻¹ schwülwarm. Die CAPE erreicht schon am Vormittag Werte über 1000 J kg⁻¹ und es bildet sich verbreitet konvektive Bewölkung, zunächst jedoch ohne Niederschlagsbildung. Die Windgeschwindigkeiten sind mit 5 bis 11 m s⁻¹ aus SW in der Grenzschicht den ganzen Tag über relativ hoch. Aus Westen kommende und linienhaft organisierte Gewitter überschreiten gegen 13:30 UTC den Rhein und führen zu heftigen Niederschlägen und Hagel.
- **IMP 6:** Die Kaltfront eines Tiefdruckgebiets über der Nordsee liegt in Ost-West-Richtung und damit parallel zur Höhenströmung über Deutschland. Frontale Bewölkung erreicht ab 13 UTC das Beobachtungsgebiet, durch die langsam nach Süden wandernde Front ausgelöste Niederschläge fallen aber erst nach 16 UTC. Bis zum Auftreten der Bewölkung kann die Strahlung ungehindert einfallen, die Temperatur steigt auf 28 °C im Rheintal bzw. 22 °C im Bergland. Der bodennahe Wind bleibt wegen des schwachen Druckgradienten bei Geschwindigkeiten unterhalb 5 m s⁻¹ aus nördlicher bis nordwestlicher Richtung. Damit gibt es eine starke Richtungs- und Geschwindigkeitsscherung zur Höhenströmung, die mit 25 m s⁻¹ aus Süden bis Südwesten kommt. Am Morgen herrscht mit einer spezifischen Feuchte von 10 g kg⁻¹ in der Grenzschicht und 2 bis 3 g kg⁻¹ oberhalb eine deutliche Feuchtedifferenz, die sich im Tagesverlauf mit dem Eintreffen feuchterer Luft in der Höhe zunehmend abbaut. Oberhalb der Grenzschicht existiert eine ausgeprägte Temperaturinversion, in der die potentielle Temperatur um 10 K über eine Höhendifferenz von 1500 m zunimmt. Sie verhindert, zusammen mit einer weiteren Inversion bei etwa 600 hPa, oberhalb der die Feuchte nur noch weniger als 1 g kg⁻¹ beträgt, dass ein aufsteigendes Luftpaket sein Kondensationsniveau erreicht; damit steht auch keine potentielle Energie für Konvektion bereit, die CAPE-Werte sind entsprechend mit kleiner als 400 J kg⁻¹ gering. Erst am Nachmittag reduziert die starke Erwärmung der Grenzschicht vor allem im Schwarzwald die Temperaturgegensätze und die CAPE steigt dort über 1000 J kg⁻¹. In der Folge von aus Westen hereinziehenden Gewittern kommt es verbreitet zu Wolkenbildung und Niederschlägen.
- **IMP 7:** Mitteleuropa befindet sich unter Hochdruckeinfluss, der Wind ist mit 2 bis 4 m s⁻¹ nur schwach. Die Höhenströmung kommt aus Westen, auch hier nur mit geringen Geschwindigkeiten von 5 bis 10 m s⁻¹ im 500 hPa-Niveau. Die Luft

ist mit 6 bis 7 g kg⁻¹ spezifischer Feuchte recht trocken, die Temperatur erreicht Werte um 27 °C im Rheintal und 20 °C auf der Hornisgrinde. Eine stabil geschichtete Atmosphäre und zwei deutliche Inversionen oberhalb der Grenzschicht behindern die Konvektion, es entwickeln sich lediglich Cu hum.

3 Entwicklung der Grenzschicht

3.1 Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Entscheidende meteorologische Prozesse, nicht nur für die Entstehung von Konvektion, spielen sich in der atmosphärischen Grenzschicht ab. Dieser auch planetarische Grenzschicht (PBL = *Planetary Boundary Layer*) genannte unterste Teil der Atmosphäre unterliegt der unmittelbaren Beeinflussung durch die Erdoberfläche. Hier finden Austauschvorgänge zwischen Ozean und Landoberfläche mit der freien Atmosphäre statt. Durch die Reibung der atmosphärischen Strömung an Gebirgen, der Vegetation und schließlich kleinsten Strukturen nimmt die Windgeschwindigkeit zum Boden hin ab und die Strömung ist turbulent. Mit der Turbulenz können effektive fühlbare und latente Wärmeflüsse die an der Erdoberfläche absorbierte Strahlungsenergie in die Atmosphäre transportieren. Inhomogene Erwärmung bewirkt Temperaturschwankungen und Druckgegensätze, die wiederum mesoskalige Windsysteme initiieren.

Die Grenzschicht gliedert sich in drei Bereiche. Direkt über der Erdoberfläche liegt die nur wenige Millimeter mächtige viskose Unterschicht. In ihr erfolgt der Transport von Wärme und Feuchte ausschließlich durch molekulare Diffusion. Oberhalb schließt sich die Prandtl-Schicht an, die etwa 10 % der Grenzschicht ausmacht. Hier tritt die Turbulenz an die Stelle der molekularen Prozesse als Transportmechanismus. Die Flüsse sind näherungsweise höhenkonstant, per Definition ändern sie sich um maximal 10 %. Die Schubspannung und der Betrag der Windgeschwindigkeit nehmen in dieser Schicht dagegen stark zu. Letzterer erreicht Werte von 70 bis 80 % der Strömungsgeschwindigkeit in der freien Atmosphäre. Die Profile der horizontalen Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte lassen sich mit der Monin-Obuchow'schen Ähnlichkeitstheorie als universelle Funktionen beschreiben (z. B. Fiedler, 1999). Unter konvektiven Bedingungen herrscht oft eine überadiabatische Schichtung mit vertikal abnehmender potentieller Temperatur. Der restliche Teil der Grenzschicht wird von der Ekman- oder Mischungsschicht eingenommen. Der fühlbare Wärmefluss hat hier eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Höhe, während die meteorologischen Größen aufgrund der Durchmischung annähernd höhenkonstant sind (Abb. 5). Unter dem Einfluss von Druckgradient- und Corioliskraft und der mit der Höhe abnehmenden Reibung dreht der horizontale Windvektor auf die Richtung des geostrophischen Windes, weshalb auch die Bezeichnung Spiralschicht für diesen Teil der Grenzschicht verwendet wird. Die obere Abgrenzung zur freien Atmosphäre bildet ein oft stabil geschichteter Bereich. In dieser Entrainmentzone wird über Einmischungsvorgänge der Austausch mit

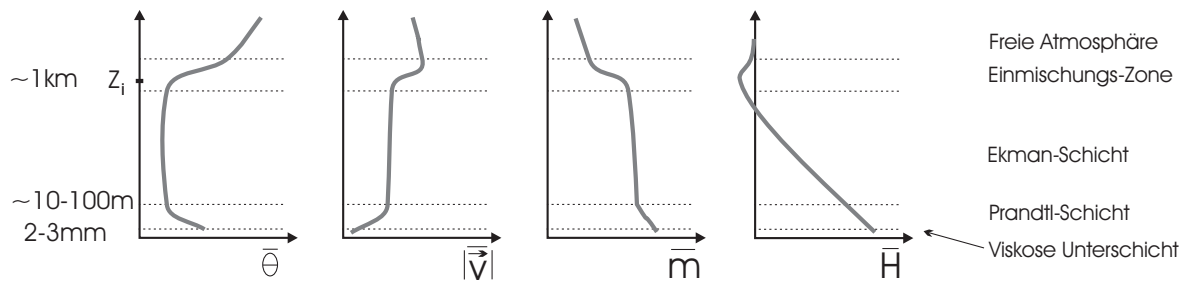


Abbildung 5: Untergliederung der atmosphärischen Grenzschicht und idealisierte Mittelwerte der potentiellen Temperatur $\bar{\theta}$, des Betrags der Windgeschwindigkeit $|\vec{v}|$, des Mischungsverhältnisses \bar{m} und des fühlbaren Wärmestroms \bar{H} . Abbildung nach Stull (1988).

der freien Atmosphäre vollzogen, der unter anderem das Höhenwachstum der Grenzschicht und die Konzentration von Spurenstoffen mitbestimmt (Stull, 1988).

3.2 Bestimmung der Grenzschichthöhe

Die Grenzschicht ist der reibungsbeeinflusste Übergangsbereich zwischen der freien Atmosphäre und dem Erdboden. Geschwindigkeit und Richtung des Windes passen sich hier an die Höhenströmung an, die Strömung selbst ist praktisch immer turbulent. Unter konvektiven Bedingungen, wenn also mechanische und thermische Turbulenz für vertikalen Austausch sorgen, ist die Grenzschicht im Allgemeinen gut durchmischt. In der Mischungsschicht, dem oberen Teil der Grenzschicht, sind die turbulenten Flüsse stark höhenabhängig. Oberhalb der Mischungsschicht verschwinden die turbulenten Flüsse aufgrund der nur noch schwachen kleinskaligen Vertikalbewegung fast völlig. Neben diesen Kriterien gibt es mehrere Methoden, um die Höhe der Grenzschicht z_i festzustellen. Eine Übersicht hierzu findet sich bei Seibert et al. (2000).

Die meisten dieser Verfahren hängen von der Kenntnis der bodennahen Temperatur ab, welche in heterogenem Gelände horizontal variabel und bei Flugzeugmessungen am Fußpunkt des Vertikalprofils oft nicht bekannt ist. Da die intensiven Messungen mit entsprechend ausgerüsteten Flugzeugen (DO 128, Motorsegler DIMONA und RF5) und von Radiosonden die Grundlage dieser Untersuchung bilden, wird die thermische Schichtung als Indikator herangezogen. Bei konvektiven Bedingungen ist die Mischungsschicht meist von einer Temperaturinversion abgeschlossen, die im Profil der potentiellen Temperatur deutlich hervortritt. Die Höhe der PBL wird als die Höhe des Unterrandes der thermisch stabilen Schicht am Oberrand der Grenzschicht gewählt

(Abb. 5). In der Mischungsschicht selbst ändert sich θ aufgrund der starken Durchmischung und damit neutralen Schichtung kaum mit der Höhe. Die Feuchte in Form des Mischungsverhältnisses m nimmt oberhalb der Grenzschichtinversion meist signifikant ab - das Vertikalprofil von m kann daher ebenfalls zur Identifizierung von z_i beitragen.

Neben den Vertikalprofilen der Radiosonden im Rheintal (Freistett) und im östlichen Schwarzwald (Horb) stehen Flugabschnitte mit Steig- und Sinkflügen der drei Messflugzeuge für die Auswertung zur Verfügung. Der Motorsegler RF5 beflog ein spezielles Sägezahnmuster im Bereich der Grenzschichtinversion, um deren Höhe in einem großen Gebiet zu ermitteln. Aus den geographischen Koordinaten der Flugzeuge und der bekannten Geländehöhe kann die Grenzschichthöhe über Bodenniveau (AGL = *Above Ground Level*) abgeleitet werden. Aus der Zusammenfassung der verschiedenen Datenquellen folgen zeitlich und räumlich relativ hoch aufgelöste Grenzschichthöhen. Für die zwei- bzw. dreidimensionale Darstellung werden die Daten aller Messsysteme auf ein regelmäßiges Gitter von 20x20 Datenpunkten interpoliert. Nur Datenpunkte innerhalb eines Kreises um den jeweiligen Gitterpunkt gehen in den Schätzwert ein. Der Radius des Schätzkreises ist variabel und abhängig von der Lage der Datenpunkte. Das gewichtete Mittel aller Datenpunkte im Schätzkreis ergibt den Interpolationswert, als Gewichtung wird der inverse Abstand vom Zentrum normiert mit dem Radius des Kreises verwendet.

Der fühlbare Wärmestrom an der Erdoberfläche liefert an einem Strahlungstag über Land einen großen Beitrag zur Erwärmung der Grenzschicht. Diese Temperaturerhöhung kann genau wie das vertikale Wachstum der Grenzschicht aus Radiosondenaufstiegen bestimmt werden. Die Messung des fühlbaren Wärmestroms erfolgt an Turbulenzmessstationen am Boden. Die Kenntnis der turbulenten Flüsse, der Grenzschichthöhe und -temperatur erlaubt die Bestimmung der Summe der Energieeinträge anderer Prozesse. Anteil an Temperaturänderungen der Grenzschicht haben unter anderem der durch Einmischung am Oberrand der Grenzschicht hervorgerufene Wärmestrom, die Advektion, Phasenübergänge oder die Strahlung (Stull, 1988). Die Änderung der Reynolds-gemittelten potentiellen Temperatur $\bar{\theta}$ in der Grenzschicht ergibt sich bei Vernachlässigung von molekularer Diffusion und bei Verwendung der Einsteinschen Summationskonvention aus der Wärmeleichung

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho} c_p} (L_V E + \frac{\partial Q_j}{\partial x_j}) - \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} \quad (1)$$

mit der Strahlung Q und Phasenumwandlungen E , d. h. die Masse Wasserdampf pro Zeit und Volumen, die durch den Übergang aus der flüssigen oder festen Phase entsteht.

Der letzte Term der rechten Seite von Gleichung (1) enthält den Beitrag des fühlbaren Wärmestroms $H = \rho c_p \overline{w'\theta'}$

$$\left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \right|_H = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial H}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}. \quad (2)$$

Bei Einführung der mittleren Temperatur der Grenzschicht

$$\bar{\theta}_m = \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i(t)} \bar{\theta}(t, z) dz = \bar{\theta}(t, z_i(t)) \quad (3)$$

und unter Benutzung der Leibnizregel (Kettenregel) zur Differentiation von Integralen einer beliebigen Funktion $f(t, z)$ mit zeitabhängigen Grenzen

$$\frac{d}{dt} \int_{g(t)}^{h(t)} f(t, z) dz = \int_{g(t)}^{h(t)} \frac{\partial}{\partial t} f(t, z) dz + f(t, h(t)) \frac{dh}{dt} - f(t, g(t)) \frac{dg}{dt} \quad (4)$$

lässt sich Gleichung (2) nach der Höhe z integrieren ($g = 0 = konst$)

$$\begin{aligned} \int_0^{z_i(t)} \frac{\partial \bar{\theta}(t, z)}{\partial t} dz &= \frac{d}{dt} \int_0^{z_i(t)} \bar{\theta}(t, z) dz - \bar{\theta}(t, z_i(t)) \frac{dz_i}{dt} \\ &= \frac{d}{dt} (z_i \bar{\theta}_m) - \bar{\theta}(t, z_i(t)) \frac{dz_i}{dt} \\ &= z_i \frac{d\bar{\theta}_m}{dt} \end{aligned}$$

und es ergibt sich

$$z_i \frac{d\bar{\theta}_m}{dt} = \overline{w'\theta'}_0 - \overline{w'\theta'}_{z_i}. \quad (5)$$

Eine Integration über die Zeit t zwischen t_0 und t_1 liefert bei ausschließlicher Betrachtung des Wärmestroms an der Erdoberfläche (Index 0)

$$\int_{\bar{\theta}_m(t_0)}^{\bar{\theta}_m(t_1)} z_i d\bar{\theta}_m = \int_{t_0}^{t_1} (\overline{w'\theta'}_0) dt \quad (6)$$

und damit eine Beziehung zwischen dem Wärmeeintrag am Unterrand der Grenzschicht und deren Erwärmung. Abbildung 6 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Die Erwärmung durch den fühlbaren Wärmestrom macht nur einen Teil der tatsächlichen Erwärmung zwischen zwei Aufstiegen der Radiosonde aus, der Rest wird durch andere Prozesse verursacht.

3.3 Zeitliche und räumliche Entwicklung

Bei Vorherrschen konvektiver Bedingungen entwickelt sich in Mittelgebirgsregionen meist eine deutlich höhere Grenzschicht als in der flachen Umgebung

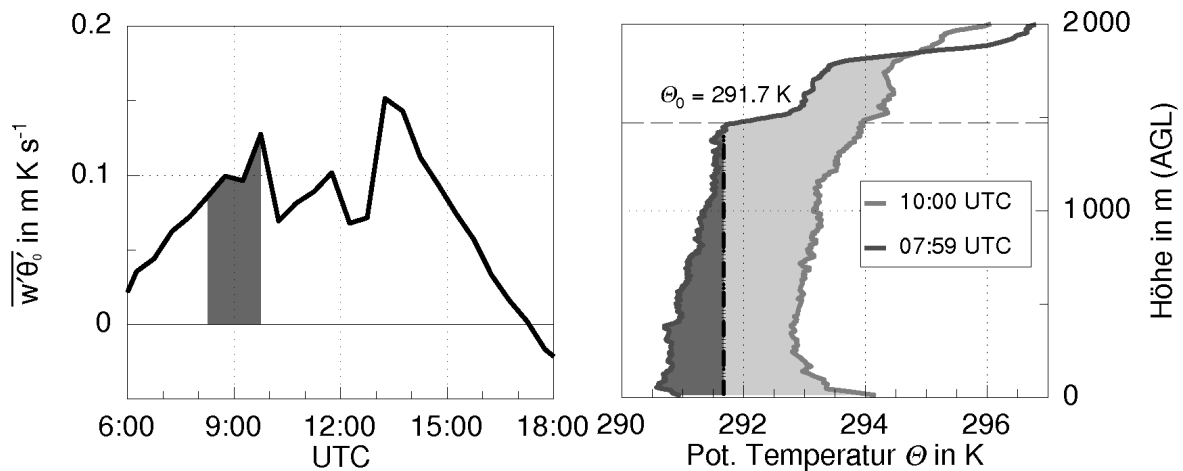


Abbildung 6: Fühlbarer Wärmestrom in Musbach (links) und zwei Radiosondenaufstiege am 31.05.2002 an der Station Horb (rechts). Dunkelgrau schattiert der Anteil der Erwärmung der Grenzschicht, der zwischen 8 und 10 UTC durch $\overline{w'\theta'_0}$ verursacht wird und über Gleichung (6) zu einer Erwärmung der Grenzschicht auf θ_0 führen würde. In hellgrau die Erwärmung durch andere Beiträge.

(Kossmann et al., 1998). Ein Vergleich der Grenzschichthöhen des flachen Rhônetals mit denen über den geographisch angrenzenden französischen Seeralpen zeigte, dass dort i. A. einer der drei folgenden Fälle dominiert (Hasel et al., 2005):

1. größere Mächtigkeit der Grenzschicht in der Mittelgebirgsregion gegenüber dem Tal (in Höhe über Grund),
2. geländeabhängige Grenzschichthöhe, also eine geländefolgende Grenzschicht mit gleicher Höhe über Grund (AGL),
3. geländeunabhängige Grenzschichthöhe mit konstanten absoluten z_i (ASL).

Die Entwicklung der Grenzschicht ist vor allem von den synoptischen Bedingungen und der Einstrahlung abhängig. Des Weiteren bestimmen Landnutzung und die Bodenfeuchte die Aufteilung der solaren Energie auf die turbulenten Wärmeflüsse in die Atmosphäre und die Wärmeleitung in den Untergrund. Auch die Windscherung beeinflusst das Wachstum der PBL (Lemone et al., 1999). Bei vorherrschendem Hochdruckeinfluss und ungehinderter Einstrahlung am Vormittag formiert sich eine geländefolgende Grenzschichthöhe, was sich bei fast allen IMPs des VERTIKATOR-Experiments mit entsprechenden Bedingungen bestätigt. Dies ist in insgesamt vier Fällen am 31.05., 03.06., 19.06. sowie am 26.06. der Fall. Die zeitliche Entwicklung kann in zwei Arten unterteilt werden. Am 03.06. und 19.06. gibt es ein kontinuierliches Wachstum von den

mit 200 bis 400 m sehr geringen Höhen am Morgen über 500 bis 1000 m um 12 UTC und etwas stärkerem Wachstum mit dem Auftreten konvektiver Bewölkung am Nachmittag auf 1000 bis 1500 m Mächtigkeit (Abb. 7). Ein anderes Verhalten zeigt sich am 31.05. und 26.06. Die Grenzschichthöhe steigt hier sprunghaft von ebenfalls niedrigen Werten am Morgen auf Höhen von 1000 bis 2000 m (31.05.) bzw. 1500 bis 2000 m (26.06.) an. Hierbei zeigt sich in beiden Fällen ein Unterschied zwischen Rheintal und Schwarzwald. Das rapide Anwachsen der Grenzschicht findet im Rheintal zwischen 8:30 und 9:30 UTC statt, im Schwarzwald jedoch vor 8 UTC und damit mindestens eine Stunde früher. Eine genauere zeitliche Einordnung ist wegen fehlender Daten nicht möglich.

Im weiteren Tagesverlauf bleibt die Schichtdicke in beiden Regionen unverändert oder nimmt nur noch leicht zu. Die IMPs 5 und 6 repräsentieren Fälle, in denen die Grenzschicht über dem Mittelgebirge eine größere Höhe erreicht als im flachen Gelände. Am Vormittag ist die Entwicklung jedoch analog der oben geschilderten Situation. Bei ungehinderter Einstrahlung bildet sich eine konstante oder leicht anwachsende Grenzschicht über die untersten 500 m (20.06.) bzw. bis 900 m (23.06.). Im Rheintal setzt sich das kontinuierliche Wachstum fort, bis am frühen Nachmittag maximale Höhen von 1000 bzw. 1400 m erreicht werden. Im Schwarzwald jedoch erfolgt ein rapides Anwachsen, bei der sich z_i auf 1500 bis 1800 m praktisch verdoppelt. Der Übergang findet am 23.06. zwischen 9:30 und 10 UTC statt, am 20.06. lässt sich dies aufgrund einer Datenlücke nicht genauer als auf den Zeitkorridor von 10 bis 12 UTC festlegen. Zusammengefasst treten also 2 Fälle auf: entweder baut sich die Grenzschicht über den Tag hinweg langsam auf, oder sie steigt sprunghaft in den Morgenstunden um mehrere hundert Meter an, wobei dieses Phänomen an einigen Messtagen nur über dem Schwarzwald auftritt, im Rheintal dagegen das langsame Wachstum fortschreitet. Das sprunghafte Anwachsen geschieht nur dann, wenn am Morgen eine Residualschicht über der eigentlichen Grenzschicht liegt. Sie ist der obere Teil der Mischungsschicht des Vortags. Nur der untere Teil der Grenzschicht kühlt sich nachts durch die Ausstrahlung des Bodens ab, die darüber liegende wärmere Schicht bleibt dabei als abgekoppelte Residualschicht bestehen. Sie ist im Vertikalprofil der potentiellen Temperatur als Schicht mit konstanter Temperatur oberhalb der Grenzschicht zu erkennen (Abb. 8, links), die sich am 31.05. zwischen 750 m und 1850 m Höhe erstreckt. Erreicht die Grenzschicht des neuen Tages die gleiche Temperatur, so wird diese Schicht ohne weitere große Energiezufuhr in die Mischungsschicht mit einbezogen, die Grenzschicht wächst dadurch in kurzer Zeit stark an. Ist keine solche Schicht vorhanden, so muss die Grenzschicht in die

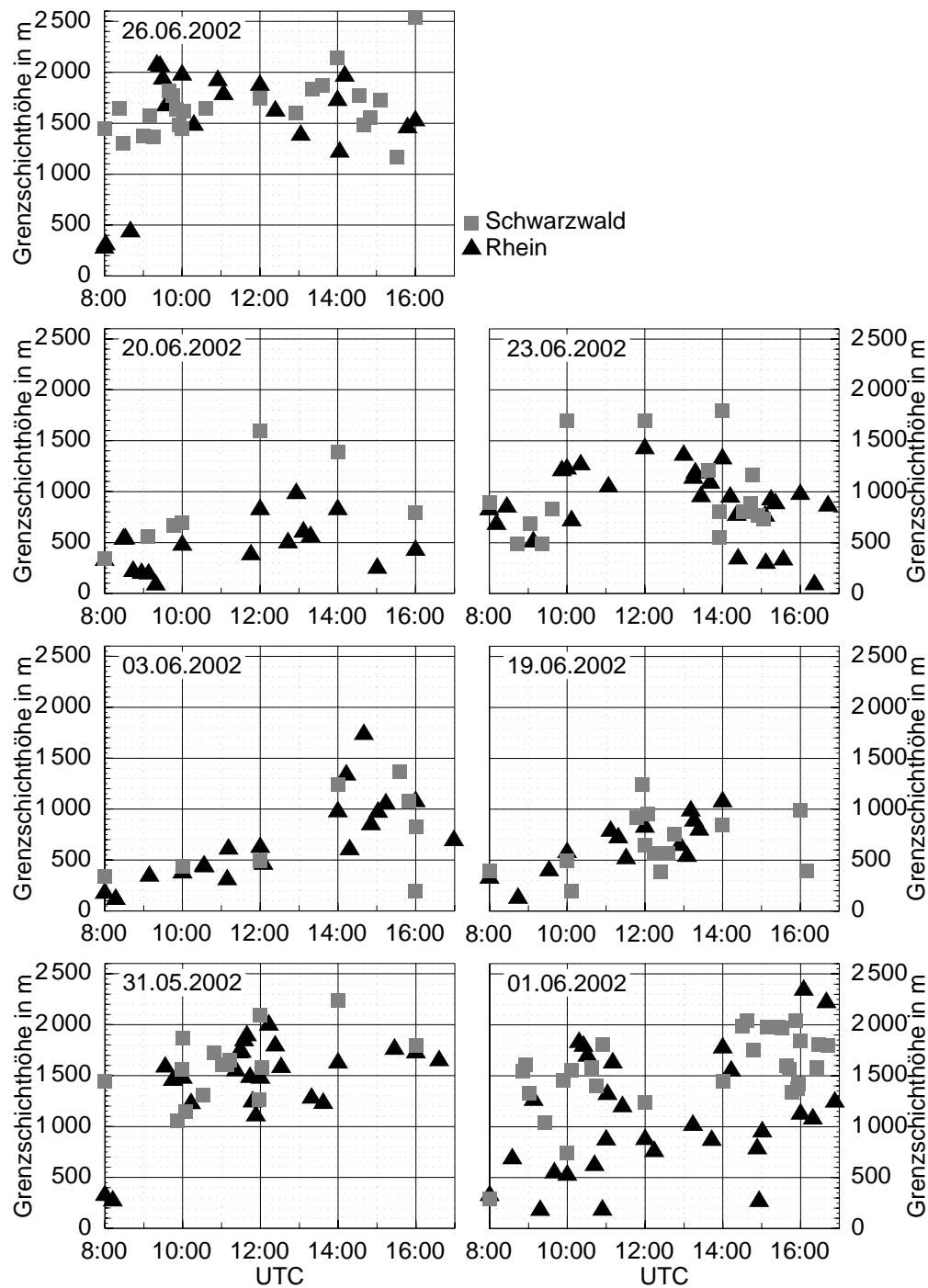


Abbildung 7: Zeitliche Entwicklung der Grenzschichthöhe über Grund (AGL) während der Intensivmessphasen über dem Rheintal (schwarz) und dem Nordschwarzwald (grau) aus kombinierten Messungen von Radiosonden und Forschungsflugzeugen.

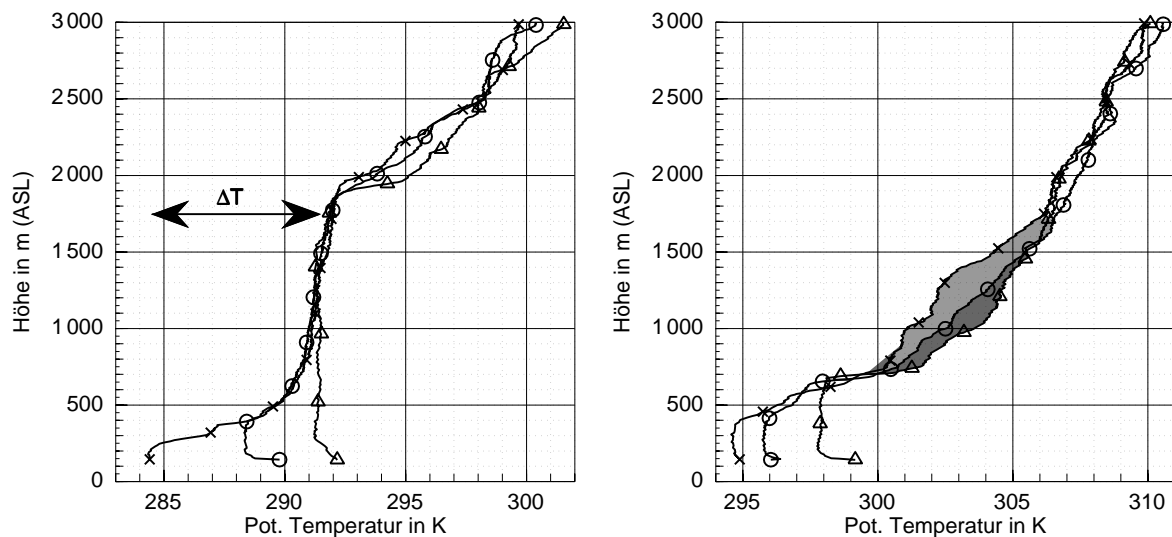


Abbildung 8: Vertikalprofile der potentiellen Temperatur in Freistett am 31.05. (links) und 19.06.2002 (rechts). Die unterschiedlichen Symbole symbolisieren den Startzeitpunkt der Sonden: 6 UTC (Kreuze), 8 UTC (Kreise), 10 UTC (Dreiecke). Der Pfeil in der linken Abbildung markiert die Temperaturdifferenz ΔT zwischen Grenz- und Residualschicht, welche in Tabelle 3.3 aufgeführt ist. Die Grauschattierungen in der rechten Abbildung kennzeichnen die Temperaturzunahme oberhalb der Grenzschicht zwischen zwei Radiosondenaufstiegen.

darüber liegende stabile und somit potentiell wärmere Luftschicht hineinwachsen (Abb. 8, rechts). Dieser Vorgang dauert deutlich länger und führt zu einem kontinuierlichen Wachstum während des Tages. Ob und wann eine vorhandene Residualschicht in die konvektive Grenzschicht integriert wird, ist bei ungestörter Entwicklung vor allem von zwei Faktoren abhängig: der morgendlichen Temperaturdifferenz zwischen der bodennahen Schicht und der Residualschicht und von der Energiezufuhr in die Grenzschicht, wodurch deren Temperatur zunimmt. Bei optimalen Ausstrahlungsbedingungen (also bei geringer Luftfeuchte und Wolkenbedeckung) liegt die in Abb. 8 (links) verdeutlichte Temperaturdifferenz ΔT in der Größenordnung von 4 bis 10 K (Tab. 4). Der Vergleich zwischen Rheintal und östlichem Schwarzwald zeigt, dass in Freistett die Residualschicht zwar in größere Höhen reicht, ΔT aber meist größer und die bodennahe Schicht, die während der Nacht auskühlt, mächtiger ist. Damit ist das Volumen, welches erwärmt werden muss, größer und die Luft darin kühler - der Energiebedarf zur Aktivierung der Residualschicht ist im Rheintal somit größer und bei gleicher Wärmezufuhr dauert es in der Ebene länger, bis die Grenzschicht sprunghaft anwachsen kann.

Der fühlbare Wärmestrom macht unter den betrachteten meteorologischen Bedin-

IMP	Horb		Freistett			
	ΔT	H_{res}^o	H_{res}^u	ΔT	H_{res}^o	H_{res}^u
1	4.6	1450	200	7	1700	600
2	5	950	500	7.7	1200	650
3	keine Residualschicht vorhanden					
4	keine Residualschicht vorhanden					
5	2.2	400	150	5	900	750
6	4.5*	1750*	400	4	750	450
7	7	1300	450	9.4	1850	600

*Werte für 8 UTC

Tabelle 4: Temperaturdifferenz ΔT in K zwischen der Grenzschichttemperatur und der darüber liegenden Residualschicht sowie deren oberer Grenze H_{res}^o (AGL) und Unterrand H_{res}^u in m jeweils um 6 UTC.

gungen den größten Teil der Energiezufuhr am Morgen aus, jedoch sind weitere Prozesse wirksam. Deren Anteil an der Erwärmung der Grenzschicht ergibt sich aus dem Residuum zwischen dem für die tatsächliche Temperaturerhöhung nötigen Energieeintrag und dem Beitrag durch H_0 . In den meisten Fällen ist der Anteil des fühlbaren Wärmestroms an der Erwärmung im Schwarzwald geringer (Abb. 9). Damit spielen sonstige Prozesse, wie die Einmischung am Oberrand oder die mesoskalige Advektion, dort eine stärkere Rolle. Dieser zusätzliche Effekt begünstigt die schnellere Erwärmung der Grenzschicht, so dass hier auch unter ungünstigeren Bedingungen, also einer großen Temperaturdifferenz zwischen bodennaher Schicht und Residualschicht, die Temperatur der Residualschicht erreicht und diese in die Grenzschicht einbezogen wird - was zu einem sprunghaften Anstieg der Grenzschichthöhe führt.

Ein besonderer Fall tritt am 01.06.2002 auf. Die Grenzschichtentwicklung verhält sich ähnlich den IMPs 1 und 7 mit schnellem Grenzschichtwachstum im Schwarzwald und langsamem im Rheintal. Jedoch finden sich in den Daten auch Grenzschichtmerkmale wie stärkere Turbulenz und eine ausgeprägte Temperaturinversion in Höhen größer 1000 m über der Ebene. Dies äußert sich in einer starken Streuung in Abb. 7 für den betreffenden Tag. Im Vertikalprofil der potentiellen Temperatur findet sich bis 10 UTC eine deutliche Residualschicht, deren Temperatur die Grenzschicht zu dieser Zeit fast erreicht (Abb. 10 links oben). Es wäre somit ein baldiges schnelles Anwachsen der Grenzschichthöhe zu erwarten. Beim folgenden Radiosondenaufstieg ist die Grenz-

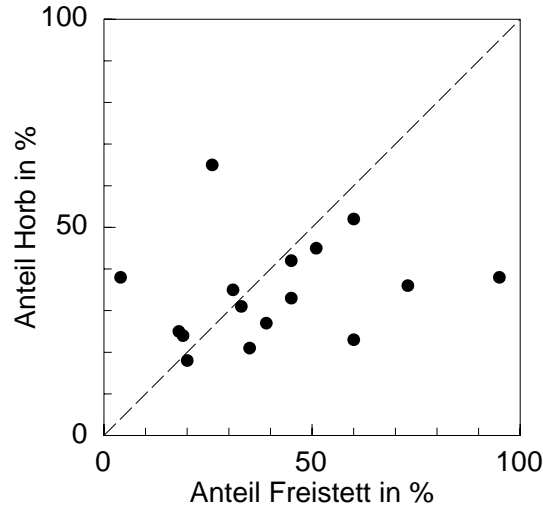


Abbildung 9: Anteil des fühlbaren Wärmestroms an der Erwärmung der Grenzschicht über den Radiosondenstationen Horb und Freistett.

schicht merklich angewachsen. Jedoch ist nur ein Teil der früheren Residualschicht (Index res) integriert worden, obwohl die mittlere Temperatur der PBL $\bar{\theta}_m$ zu dieser Zeit deutlich größer ist als $\bar{\theta}_{res}$ um 10 UTC. Eine tausend Meter mächtige Schicht oberhalb der Grenzschicht ist ebenfalls deutlich wärmer geworden, so dass die Grenzschicht nur langsam in diesen stabilen Bereich wachsen kann. Die Temperaturzunahme dieser Schicht kann trotz der Hochdruckwetterlage nicht einer Absinkinversion zugeordnet werden - die Bodendrucktendenz war im entsprechenden Zeitraum negativ und das Vertikalprofil von θ oberhalb 2000 m hat sich nicht verändert. Die horizontale Windgeschwindigkeit besitzt im Höhenbereich 1500 bis 2000 m ein zweites Geschwindigkeitsmaximum oberhalb der PBL, auch bei der Windrichtung ist dieser Bereich ausgezeichnet (Abb. 10). Die südöstliche Richtung hebt sich deutlich sowohl von der Grenzschicht mit nordöstlicher als auch von der freien Atmosphäre mit nordwestlicher Strömung ab. Es lässt sich daher folgern, dass in diesem Höhengniveau Luft aus dem östlich gelegenen Schwarzwald advehiert wird, wo zu diesem Zeitpunkt bereits eine deutlich höhere Grenzschicht mit höherer potentieller Temperatur vorhanden war. Die Grenzschicht des Schwarzwalds greift an seiner steilen Westflanke auf das Tal über, die advehierte Luft ersetzt die vorhandene Residualschicht und dämpft aufgrund ihrer höheren Temperatur die Entwicklung im Rheintal. Mögliche Ursache für diese komplexe Verknüpfung zwischen Berg- und Talregion liegt in sekundären Zirkulationssystemen, also Berg-Tal-Windsystemen, die in dieser Mittelgebirgsregion eine wichtige Rolle spielen (Kossmann und Fiedler, 2000).

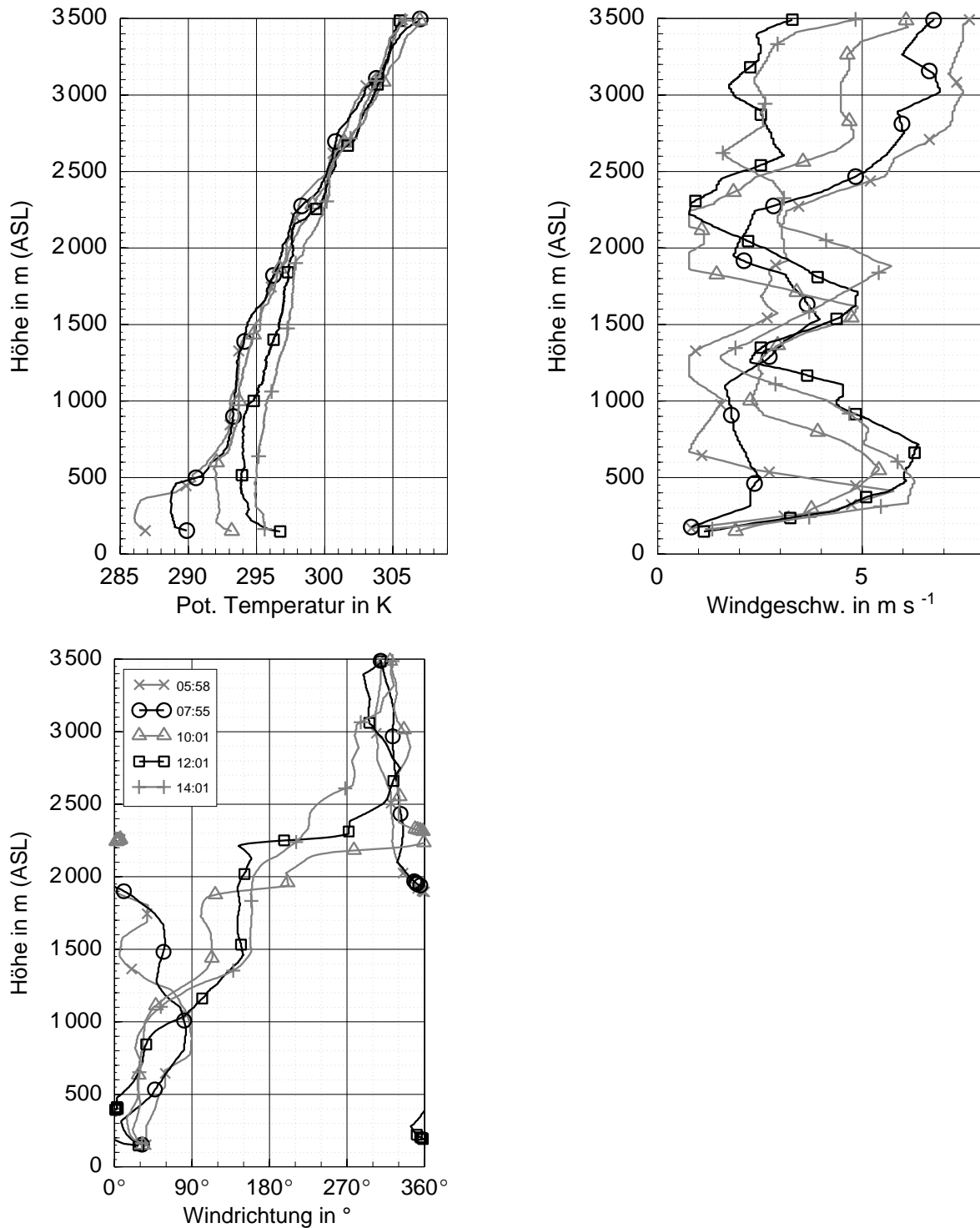


Abbildung 10: Vertikalprofile von potentieller Temperatur θ , Windgeschwindigkeit und Windrichtung der Radiosonde Freistett zwischen 6 und 14 UTC am 01.06.2002.

Am 01.06. sind diese Windsysteme deutlich ausgeprägter als am Vortag. Die Windgeschwindigkeiten in Bodennähe erreichen größere Beträge und sind tal- bzw. hangaufwärts gerichtet (Abb. 11). Die kräftige NW-Strömung parallel zur Achse des Rheintals wird durch den bekannten Kanalisierungseffekt dieses Tals verursacht (Kalthoff und Vogel, 1992). Thermisch bedingte Windsysteme spielen eine umso größere Rolle, je schwächer die mittlere Geschwindigkeit der großräumigen Strömung ist. Am 01.06. liegt die Windgeschwindigkeit oberhalb der Grenzschicht bei 5 m s^{-1} , am Vortag war sie etwa doppelt so hoch. Die Grenzschichthöhen ändern sich an allen

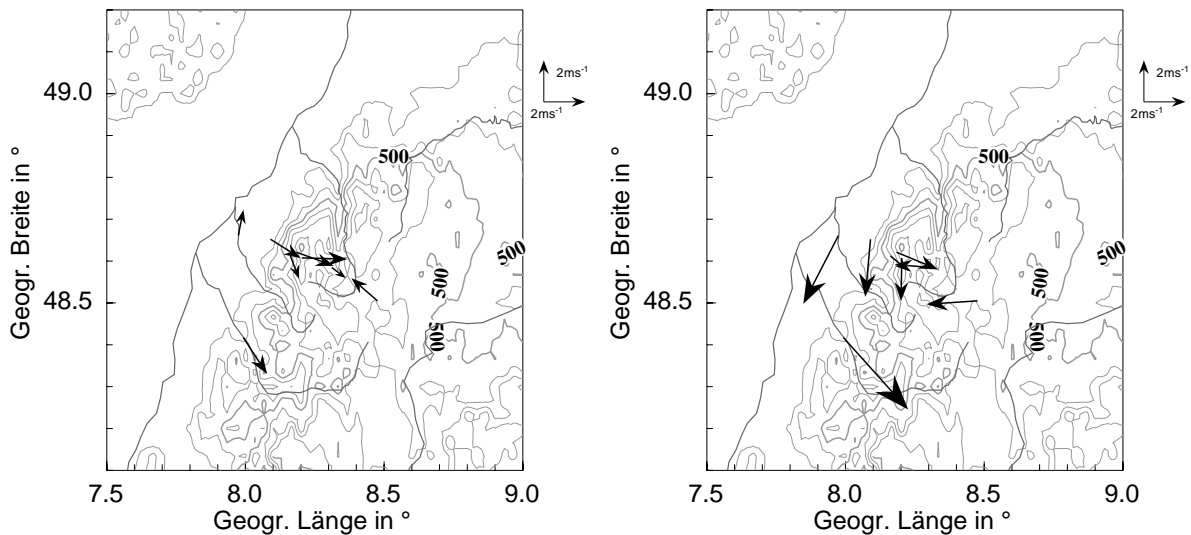


Abbildung 11: Horizontaler Windvektor an VERTIKATOR-Bodenstationen (Abb. 1) am 31.05. (links) und 01.06.2002 (rechts) jeweils um 12 UTC.

Messtagen auch über kurze Zeiträume zum Teil beträchtlich (Abb. 7). Nicht nur über dem Schwarzwald, wo die Inhomogenität des Untergrundes bezüglich Geländehöhe und Landnutzung sehr groß ist, sondern auch im Rheintal ist z_i uneinheitlich. Die Trennung zwischen konvektiver Grenzschicht und der freien Atmosphäre stellt keine ebene Fläche dar. Kräftige Aufwinde in der Grenzschicht besitzen genug Impuls, um auch in die stabil geschichtete Grenzschichtinversion vorzustößen. Dies führt zu einer gewellten Oberflächenstruktur der PBL (Stull, 1988). Die hier auftretenden Höhenunterschiede sind zum Teil aber so deutlich, dass sie sich nicht alleine auf diesen Prozess zurückführen lassen. Eine große Rolle spielen die unterschiedlichen Messorte der Grenzschichthöhe, die aus verschiedenen Messsystemen stammen. Durch eine flächige Auftragung der Messorte und -höhen können regionale Unterschiede untersucht werden. Vor allem bei der rasch wachsenden Grenzschicht am Vormittag sind jedoch die zeitlichen Verschiebungen und teilweise großen räumlichen Abstände zwischen den Einzelmessungen zu

beachten.

Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wurden die Messungen in adäquate Perioden mit einer für die Interpolation und Interpretation ausreichenden Zahl von Messpunkten eingeteilt (Abb. 12).

Am 01.06. wurden über dem Rheintal nur die Höhen der von der Oberfläche aus aufgebauten Grenzschicht verwendet. Die flache PBL über dem Tal reicht am Vormittag in Höhen bis etwa 600 m und unterscheidet sich damit stark von der vertikalen Ausdehnung der Grenzschicht im Schwarzwald, die sich über 1500 m erstreckt. Zusammen mit der östlichen Strömung begünstigt dies die Advektion warmer Luft aus dem Mittelgebirge in das Rheintal oberhalb der dortigen PBL. Im Schwarzwald sind die Höhen der Mischungsschicht nicht einheitlich. Im Bereich des Hauptkamms und des Murgtals östlich davon findet sich eine deutliche Aufwölbung, in der die Grenzschicht ihre größte Mächtigkeit im Nordschwarzwald erreicht (Abb. 12c). Dies steht in deutlichem Gegensatz zu den restlichen IMPs, in denen die größten Höhen jeweils im östlichen bis südöstlichen Nordschwarzwald auftreten (Abb. 12a-b,e-i).

In der dreidimensionalen Darstellung zeigt sich die unterschiedliche Struktur in diesen beiden Fällen besonders anschaulich (Abb. 13). In den meisten Fällen führt die größere Höhe des Untergrundes im Bergland zu einem kontinuierlichen Anstieg des Grenzschichtoberrandes. Am 01.06. dagegen steigt z_i über eine geringe horizontale Distanz beim Übergang in die gebirgige Region schnell an. Das Wachstum der Grenzschicht ist hierbei größer als der Anstieg der unterliegenden Topographie. Die domartige Struktur im Bereich des Schwarzwald-Hauptkamms baut sich in der weiteren Entwicklung ab. Am Nachmittag ist die Grenzschichthöhe entlang der Achse der VERTIKATOR-Messstationen uniform und die größten Höhen finden sich jetzt weiter südlich (Abb. 12d). Im Gebiet des westlichen Schwarzwalds weist z_i an den Tagen mit ebener Grenzschicht oft ein Minimum auf und ist niedriger als im Rheintal (Abb. 12a, b, g, i). Die Topographie führt in diesem Bereich noch zu keiner signifikanten Vergrößerung der Grenzschichthöhe, erst stromab im östlichen Schwarzwald wächst z_i deutlich an. Dieses Verhalten wird auch von Kossmann et al. (1998) beschrieben. Im Rheintal ist die Grenzschichtobergrenze ebenfalls nicht horizontal homogen. Sowohl entlang der Talachse als auch quer dazu treten deutliche Höhenunterschiede auf. Auffällig ist ein Minimum, das am 01.06 und 03.06. (Abb. 12c-e) westlich des Schwarzwalds erscheint. An beiden Tagen waren die Berg-Tal-Windsysteme gut entwickelt bei gleichzeitig schwacher synoptisch-skaliger Strömung. Die Absenkung der Grenzschicht im Vorfeld der steilen Westflanke des Schwarzwalds kann dem dämpfenden Effekt der

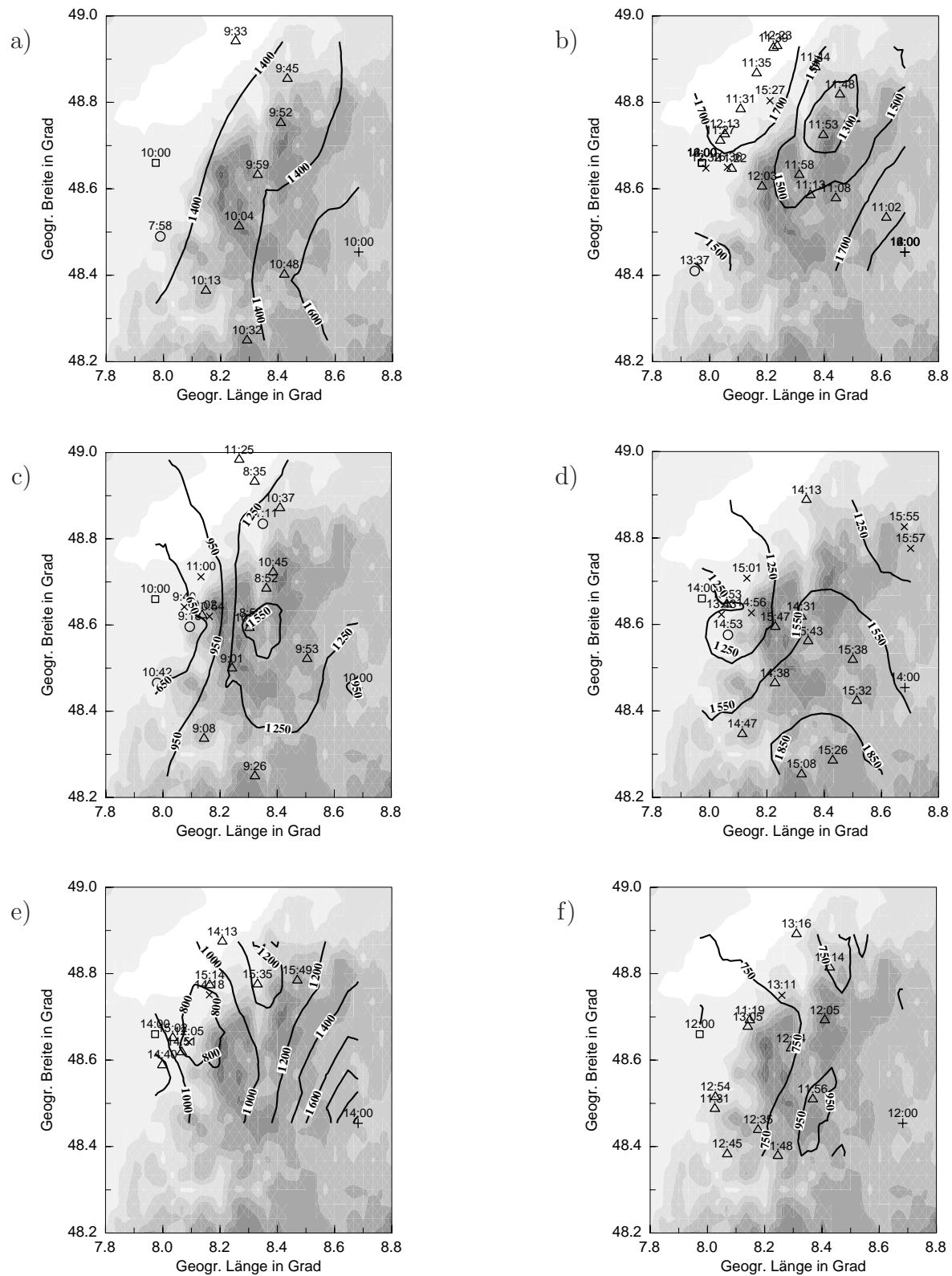


Abbildung 12: Legende umseitig

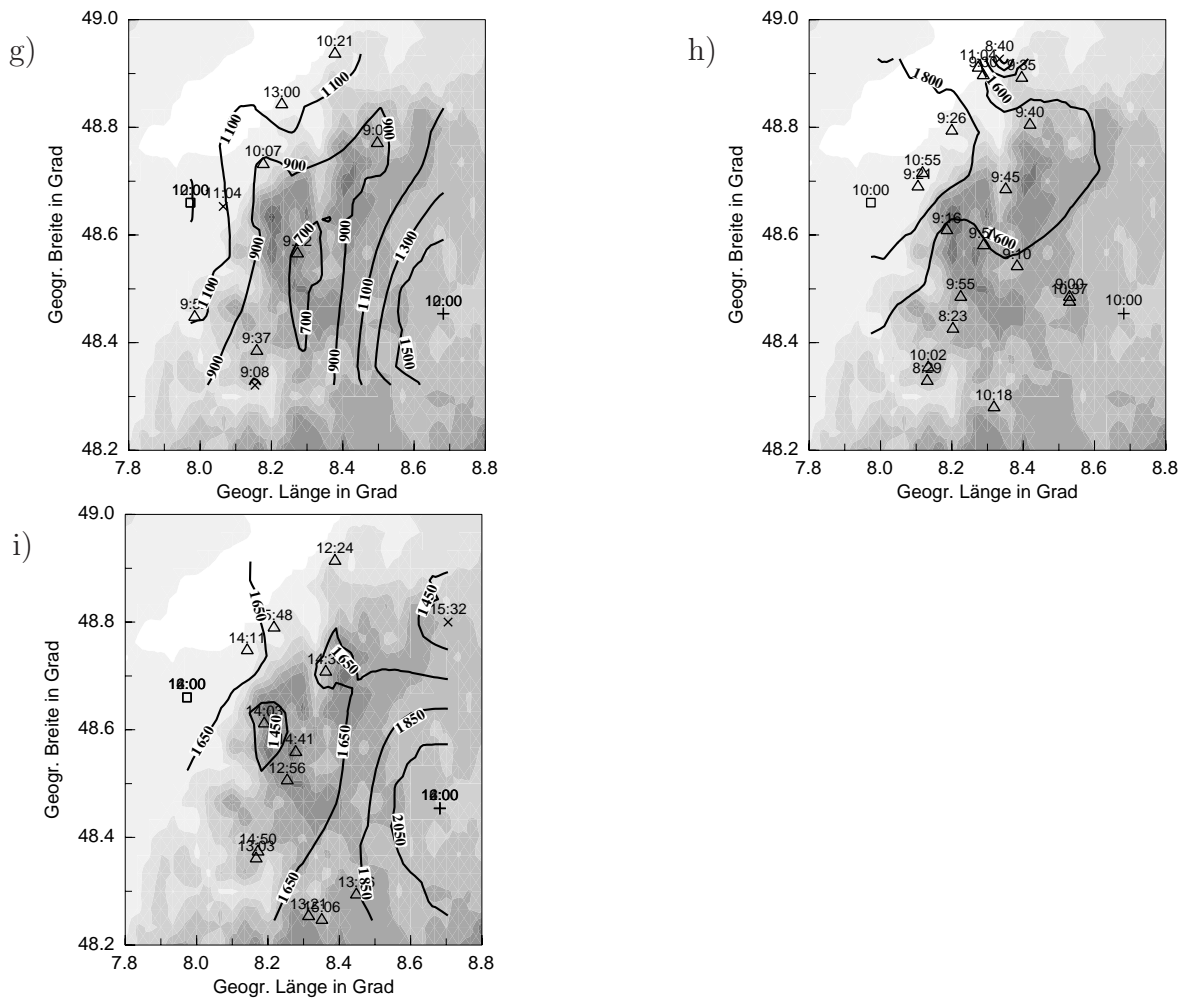


Abbildung 12: Interpolierte Grenzschichthöhen über Grund am 31.05. von 9:33 bis 10:48 UTC (a) und von 11:02 bis 16:36 UTC (b), am 01.06. zwischen 8:35 und 11:11 UTC (c) und von 13:43 bis 15:57 UTC (d), am 03.06. von 12:12 bis 15:49 UTC (e), am 19.06. von 11:19 bis 13:16 UTC (f), am 23.06. von 9:03 bis 13:00 UTC (g) und am 26.06. von 8:23 bis 11:46 UTC und von 12:00 bis 16:44 UTC. Die verschiedenen Symbole kennzeichnen die mit unterschiedlichen Messsystemen bestimmte Grenzschichthöhe z_i . Dargestellt sind Daten der Messflugzeuge DO 128 (\times), DIMONA (\circ), RF5 (\triangle) und der Radiosonden Freistett (\square) und Horb ($+$). Oberhalb der Symbole steht die zugehörige Messzeit (UTC).

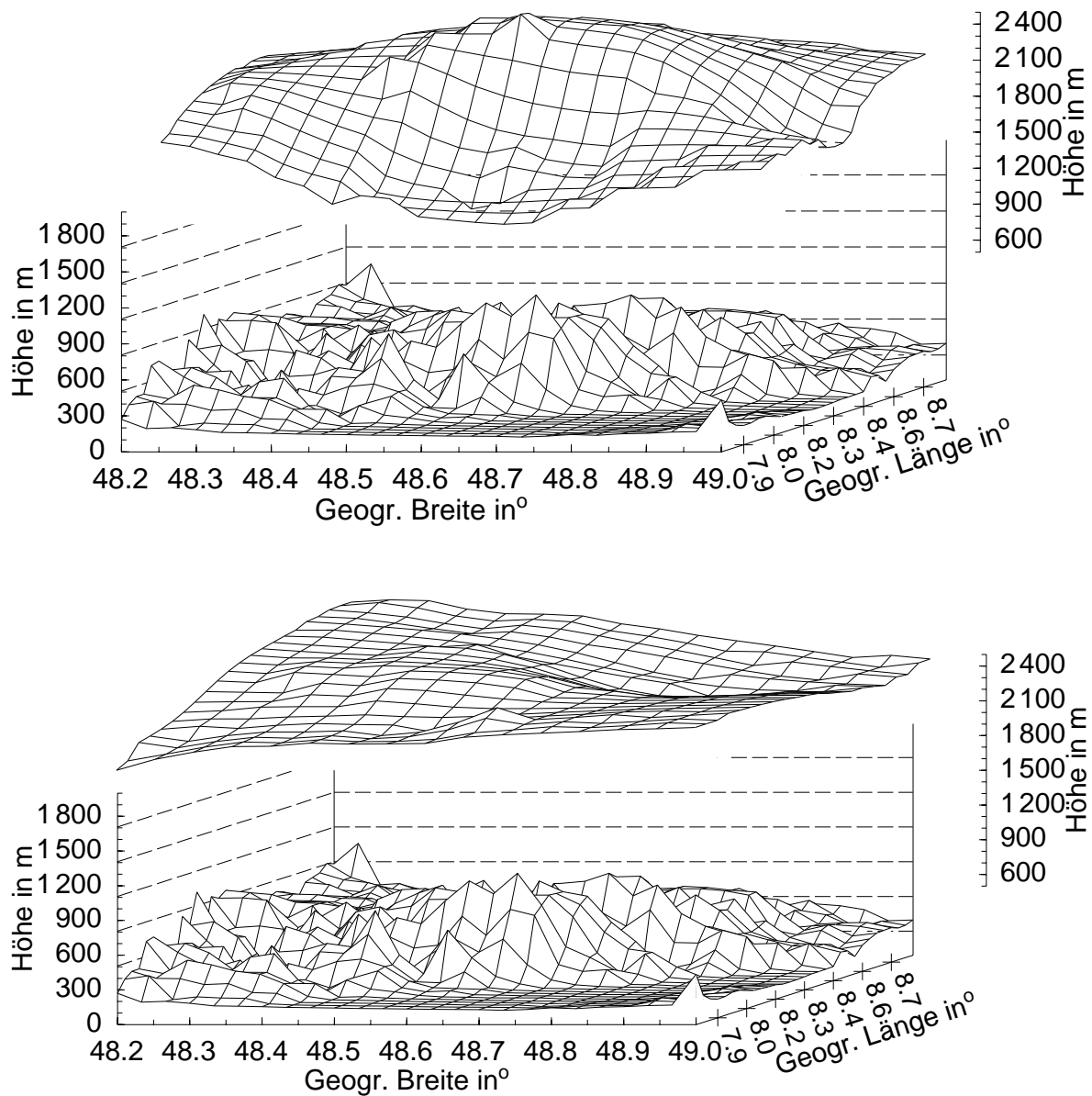


Abbildung 13: Interpolierte Grenzschichthöhen über der Topographie am Vormittag des 01.06. (oben) und Nachmittag des 31.05.2002 (unten).

Advektion warmer Luft aus dem Schwarzwald zugeschrieben werden.

Zusammenfassung Der Vergleich zwischen der konvektiven Grenzschicht über dem Rheintal und dem Schwarzwald zeigt zwei Fälle: gleich hohe und damit geländefolgende Grenzschichten über Tal und Mittelgebirge oder eine höhere über dem Schwarzwald. Das Erreichen sehr hoher Grenzschichten bereits am Mittag ist nur möglich, wenn eine Residualschicht des Vortags vorhanden ist und integriert wird. Dieser Prozess ge-

schiebt über dem Mittelgebirge oft schneller, weil dort die nächtliche Abkühlung i. A. geringer ist und sonstige Prozesse, die neben dem fühlbaren Wärmestrom an der Erdoberfläche die PBL erwärmen, eine größere Rolle spielen. In den meisten Fällen nimmt die Höhe der Grenzschicht über dem Schwarzwald nach Osten hin langsam zu, am niedrigsten ist sie somit über den größten Erhebungen. Trotz des raschen Anstiegs der Geländehöhe beim Übergang vom Rheintal in den Schwarzwald wirkt sich die Topographie in diesen Fällen erst stromab über dem östlichen Schwarzwald durch ansteigende Grenzschichthöhen aus. Bei Anwesenheit thermischer Windsysteme kann sich die Mischungsschicht im Tagesverlauf aber im Bereich des Schwarzwald-Hauptkamms schneller entwickeln. Dadurch entstehen an der Westflanke des Schwarzwalds große Höhenunterschiede der Grenzschicht über geringe horizontale Distanzen. Dies wiederum wirkt zurück auf die Entwicklung im Rheintal, wo aus dem Schwarzwald advehierte warme Luft das Wachstum der Grenzschicht dämpfen kann. In die Grenzschichtentwicklung fließen somit viele Faktoren mit ein, die zum Teil von numerischen Modellen mangels Auflösung nicht erfasst werden (Barthlott et al., 2006). Für eine realistische Vorhersage, besonders von konvektiven Ereignissen, ist aber eine entsprechende Repräsentierung oder direkte Auflösung notwendig.

4 Turbulente Vertikaltransporte

Aus einer Vielzahl von Messungen und Simulationen lässt sich ein recht genaues Bild der Eigenschaften von Transportvorgängen in der Grenzschicht, ihrer Größenordnung und Entwicklung formen (Kaimal et al., 1976; Caughey und Palmer, 1979; Lenschow und Stephens, 1980; Moeng, 1984; Young, 1988a; Hartmann, 1990). Diese Studien beziehen sich aber meistens auf homogene, ebene Gebiete; allenfalls heterogene Oberflächen oder leicht hügelige Gebiete werden untersucht (Mahrt et al., 1994; Grunwald, 1996). Viele Unsicherheiten gibt es bei der Abschätzung der mit Konvektion verbundenen Vertikaltransporte von thermischer und mechanischer Energie, Wasser, Spurenstoffen und Impuls über orographisch gegliedertem Gelände. Die Turbulenzsensoren und luftchemischen Instrumente der im VERTIKATOR-Experiment eingesetzten Forschungsflugzeuge erlauben die Messung turbulenter Energieflüsse über ebenem Gelände und Mittelgebirge bei verschiedenen Wettersituationen. Die Intensivmessphasen fanden sowohl an Tagen ohne Wolkenbildung als auch bei flacher bis hochreichender konvektiver Bewölkung statt. Die dreidimensionale und zeitabhängige Erfassung der Vertikaltransporte dient der eingehenden Untersuchung der trockenen Konvektion und soll eine Grundlage sein zur Verbesserung der bisher unbefriedigenden Konvektionsparametrisierung in Wettervorhersagemodellen.

4.1 Bestimmung von Wärmeflüssen

Für die Bestimmung von Impuls- und Wärmeflüssen aus Messungen gibt es verschiedene Methoden. Bei der Auswertung von Flugzeugdaten ist die *eddy*-Korrelations-Methode (*eddy*: *engl.* Wirbel) am geeignetsten, da die Berechnung unabhängig von Ort und Höhe der Messung erfolgt (Stull, 1988). Die Eigenschaften, die Wirbel enthalten und dadurch vertikal transportieren können, sind Masse bzw. Dichte ρ , die Vertikalgeschwindigkeit w und die transportierte Größe ψ . Die zu untersuchenden Größen werden in einen mittleren Anteil ($\bar{\psi}$) und eine Abweichung (ψ') davon aufgeteilt und eine Reynolds-Mittelung wird durchgeführt.

$$\overline{\rho w \psi} = \overline{(\bar{\rho} + \rho')(\bar{w} + w')(\bar{\psi} + \psi')} \quad (7)$$

Da das Mittel der schnellen Schwankungen identisch Null ist ($\overline{\psi'} = 0$) vereinfacht sich die Gleichung unter Vernachlässigung von Dichtefluktuationen ($\bar{\rho} = \rho$) zu

$$\overline{\rho w \psi} = \rho \bar{w} \bar{\psi} + \overline{\rho w' \psi'}, \quad (8)$$

wobei der zweite Term den turbulenten Wirbelfluss und damit den turbulenten Anteil am Vertikaltransport darstellt. Der kinematische Fluss $\overline{w'\psi'}$ entspricht der mittleren Kovarianz von w' und ψ' . Die Bestimmung der turbulenten Flüsse stellt hohe Anforderungen an die Messungen für Wind, Temperatur und Feuchte. Die Instrumente müssen in der Lage sein, alle zu den Flüssen beitragenden Fluktuationen schnell genug zu registrieren, da sonst nicht alle Beiträge zur spektralen Dichte erfasst werden (Kap. 5).
Untersucht werden

$$\text{latenter Wärmefluss}^2 \quad V = \rho L_V \overline{w'm'} \quad (9)$$

$$\text{und fühlbarer Wärmefluss} \quad H = \rho c_p \overline{w'\theta'}. \quad (10)$$

Die Fluktuationsanteile der vertikalen Windgeschwindigkeit w' sowie dem Mischungsverhältnis m' und der potentiellen Temperatur θ' werden durch Filterung der Messgrößen bestimmt. Dazu werden lineare Trends entfernt und eine Hochpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von 1/75 Hz durchgeführt, was bei einer mittleren Fluggeschwindigkeit von 65 m s^{-1} einer Wellenlänge von etwa 5 km oder dem zwei- bis dreifachen der Grenzschichthöhe entspricht. Aus den Flugmustern der Messflugzeuge sind aufgrund der Art der Windgeschwindigkeitsbestimmung aus der Beschleunigung nur gerade und horizontale Flugabschnitte für die Bestimmung mittlerer Flüsse geeignet. Die Unterteilung langer Flugabschnitte in einzelne Segmente erhöht die Auflösung, allerdings darf der Flugweg nicht unter eine bestimmte Mindestlänge sinken. Andernfalls erfasst die Auswertung die zum turbulenten Fluss beitragenden spektralen Anteile nur unvollständig (Lenschow et al., 1994). Die Länge der Flugabschnitte von mindestens 20 km beschränkt den Fehler auf eine Größenordnung von 10 bis 20 %.

Der Mittelwert der Kovarianz über horizontale Flugabschnitte entspricht dem vertikalen Fluss. Aufgrund der Zeitspanne, die während der Messung verstreicht (ein durchschnittlicher Messflug dauert etwa 3 h) und um verschiedene Fälle vergleichbar zu machen, ist es zweckmäßig die berechneten Flüsse zu normieren. Konventionell dienen dazu die entsprechenden Wärmeströme am Boden (H_0, V_0), die an mehreren Turbulenz- und Energiemessstationen im VERTIKATOR-Gebiet vorliegen. Unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität repräsentieren die jeweiligen Bodenstationen das gesamte Messgebiet.

Bedingt durch die Heterogenität des Geländes ergeben sich aber große Unterschiede

²Der latente Wärmefluss wird i. A. mit der spezifischen Feuchte q definiert, von der Instrumentierung der Flugzeuge wird jedoch das Mischungsverhältnis gemessen; da der Luftdruck in der Grenzschicht aber deutlich größer als der Dampfdruck e ist, haben beide Feuchtemaße annähernd den gleichen Zahlenwert: $m = 0.622 e / (p - e) \approx 0.622 e / p = q$.

zwischen den verschiedenen Stationen, so dass die Strahlungsbilanz Q_0 als geeigneter zur Normierung erscheint. Sie repräsentiert im Regelfall die tagsüber maximal zur Verfügung stehende Energie, welche in die Atmosphäre abgegeben werden kann. Die Größe der Strahlungsbilanz und die Aufteilung dieser Energie auf den fühlbaren, latenten und in den Boden gerichteten Wärmestrom hängt von den Eigenschaften der Oberfläche und des Untergrundes sowie von der Wasserverfügbarkeit ab. Damit ist die Strahlungsbilanz ebenfalls keine homogene Größe bei heterogenem Gelände, aber möglicherweise weniger anfällig als die turbulenten Flüsse. Der Betrag von Q_0 ist an den Stationen im Rheintal und Schwarzwald recht ähnlich, während H_0 und V_0 stärker variieren. Die Höhe der Messungen wird mit z_i normiert, um die Flüsse innerhalb der Grenzschicht einzuordnen und die zeitliche Entwicklung zu berücksichtigen. Der Grenzschichtoberrand stammt aus der Höhe der Grenzschichtinversion, abgeleitet aus Temperaturprofilen sowohl von Radiosondenaufstiegen als auch von Steig- und Sinkflügen. Die Grenzschichthöhe z_i steht daher nicht in der Fläche zur Verfügung, sondern ist zeitlich und räumlich inhomogen und muss interpoliert werden (Kap. 3.2). Das topographisch heterogene Gelände erfordert die Berücksichtigung der Höhe des Untergrundes. Dazu wird zu jedem Punkt des Flugwegs der nächstliegende Gitterpunkt eines orographischen Datensatzes ermittelt und diese Höhen für die jeweiligen Flugabschnitte gemittelt.

4.2 **Fühlbare und latente Wärmeflüsse**

Der fühlbare Wärmefluss nimmt in der unteren PBL im Mittel mit der Höhe stetig ab (Abb. 14). In Bodennähe entspricht er über dem Rheintal in etwa einem Fünftel der an den Bodenstationen gemessenen Strahlungsbilanz, welche die Quelle für die dort in die Atmosphäre transportierte Wärme darstellt. Im Schwarzwald sind die fühlbaren Wärmeströme größer und erreichen etwa ein Drittel von Q_0 . Im oberen Teil der Mischungsschicht nehmen die Werte schnell ab und sind teilweise negativ, der Wärmestrom ist abwärts gerichtet. Dies steht im Zusammenhang mit dem Prozess des Entrainments am Oberrand der Grenzschicht, der die Grenzschicht nicht nur anwachsen lässt, sondern durch den auch warme, trockene Luft aus der freien Atmosphäre eingemischt wird. Die Form und Steigung des Vertikalprofils repräsentiert eine Energiezufuhr und damit Erwärmung der Grenzschicht. Die Heterogenität des Untergrundes scheint im Mittel kaum Einfluss auf die Variabilität der fühlbaren Wärmeflüsse zu haben. Die Steigung des mittleren, annähernd linearen Profils unterscheidet sich im Rheintal und Schwarzwald in den unteren 40 % der Grenzschicht kaum. Auch die Größenordnungen

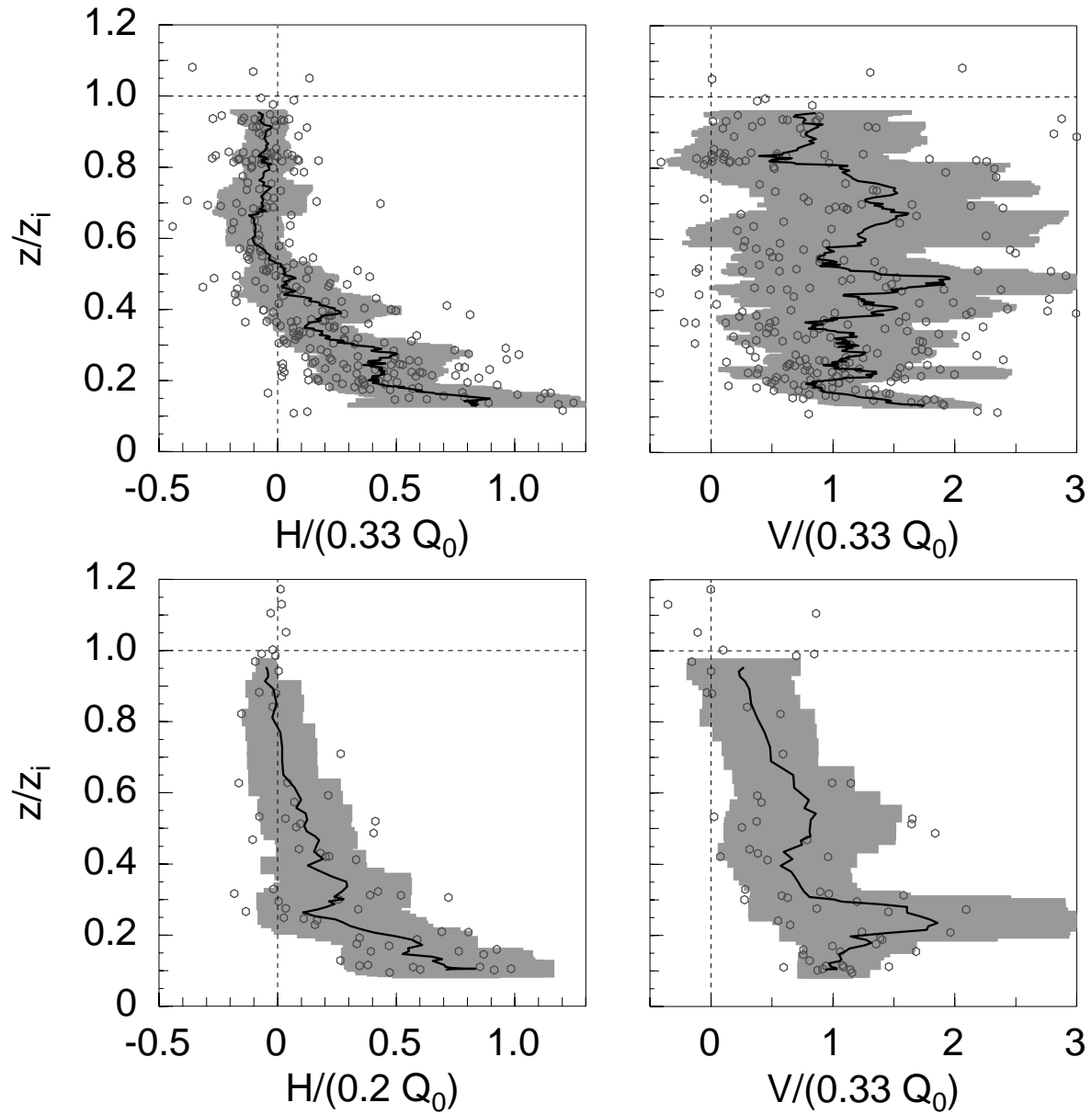


Abbildung 14: Vertikalprofile des fühlbaren (linke Spalte) und latenten Wärmestroms (rechte Spalte) über dem Schwarzwald (oben) und dem Rheintal (unten). Jeder Punkt repräsentiert einen horizontalen, geraden Flugabschnitt. Die Wärmeströme sind mit der Strahlungsbilanz am Boden Q_0 und die Höhe ist mit der Grenzschichthöhe z_i normiert. Die schwarze Linie zeigt den Mittelwert und die graue Schattierung die Standardabweichung davon. Man beachte, dass aus Gründen der Übersichtlichkeit der fühlbare Wärmestrom im Rheintal nur mit $0.2 Q_0$ skaliert ist.

der Standardabweichung ähneln sich. Bei einer Befliegung bergigen Geländes ändert sich der Abstand zur Oberfläche und damit die Höheneinordnung in der Grenzschicht häufig. Dieser Effekt, in dessen Folge man eine höhere Variabilität erwarten könnte, scheint sich im Mittel entlang des Flugwegs auszugleichen. Im oberen Teil der Mischungsschicht unterscheiden sich die Profile jedoch. Über dem flachen Gelände nimmt der Wärmestrom langsam mit der Höhe ab und wird in den obersten 20 % leicht negativ, der Entrainmentkoeffizient $R_\theta = \overline{w'\theta'}/Q_0$ hat einen Wert von -0.01. Dies liegt in der Größenordnung anderer Feldexperimente (z. B. Hartmann, 1990; Hasel, 2002), der exakte Wert variiert aber zwischen verschiedenen Studien stark (Young, 1988a). Über dem Schwarzwald wird H dagegen bereits ab der Mitte der Grenzschicht negativ und bleibt dies bis zum Erreichen von z_i , wo $R_\theta = -0.03$ gilt. Das Entrainment ist hier folglich stärker und beeinflusst einen deutlich größeren Teil der oberen Grenzschicht. Die verstärkte Einmischung begünstigt eine Erwärmung und ein schnelleres Wachstum der Grenzschicht, wie es häufig im Mittelgebirge auftritt (Kap. 3.3).

Auch beim latenten Wärmestrom ähneln sich im unteren Teil der Grenzschicht die Profile über Schwarzwald und Rheintal. Der mittlere Fluss erreicht in beiden Gebieten eine Größenordnung von einem Drittel der Strahlungsbilanz und ist damit deutlich stärker als H . Im oberen Teil der PBL sinkt der Feuchtetransport über dem Rheintal stetig mit zunehmender Höhe und erreicht am Oberrand noch einen positiven Wert von etwa 10 % von Q_0 ($R_q = 0.1$). Im Unterschied zum fühlbaren Wärmefluss liefert die Einmischung von Luft aus der freien Atmosphäre einen positiven Beitrag zum Fluss, da die Luft oberhalb PBL trockener ist. Viel größere Werte als im Tal erreicht V über dem Mittelgebirge. Der mittlere latente Fluss reduziert sich im größten Teil der PBL kaum, erst oberhalb $0.8 z/z_i$ findet sich eine Abnahme auf $R_q = 0.25$. Der durch Entrainment verursachte Fluss ist daher fast genau so groß wie der Fluss an der Erdoberfläche. Ein höhenkonstantes V würde bedeuteten, dass sich die Feuchte in der Mischungsschicht trotz Evapotranspiration am Boden kaum ändert. Die Feuchtezufuhr wird dann durch die Einmischung trockener Luft am Oberrand der Grenzschicht ausgeglichen. Allerdings ist - im Unterschied zum fühlbaren Wärmestrom - die Standardabweichung und damit die Schwankung zwischen den verschiedenen Messungen im Bergland sehr groß. Die diskutierten mittleren Eigenschaften treffen nur auf einen relativ kleinen Teil der Fälle tatsächlich zu. Die breite Streuung enthält sowohl Abschnitte, auf denen der Fluss verschwindet als auch solche, auf denen er die Normierungswerte um ein Vielfaches übersteigt. Letzteres tritt am stärksten in der oberen Hälfte der Mischungsschicht auf.

Die hohe Variabilität der latenten Wärmeströme beruht auf dem Zusammenspiel

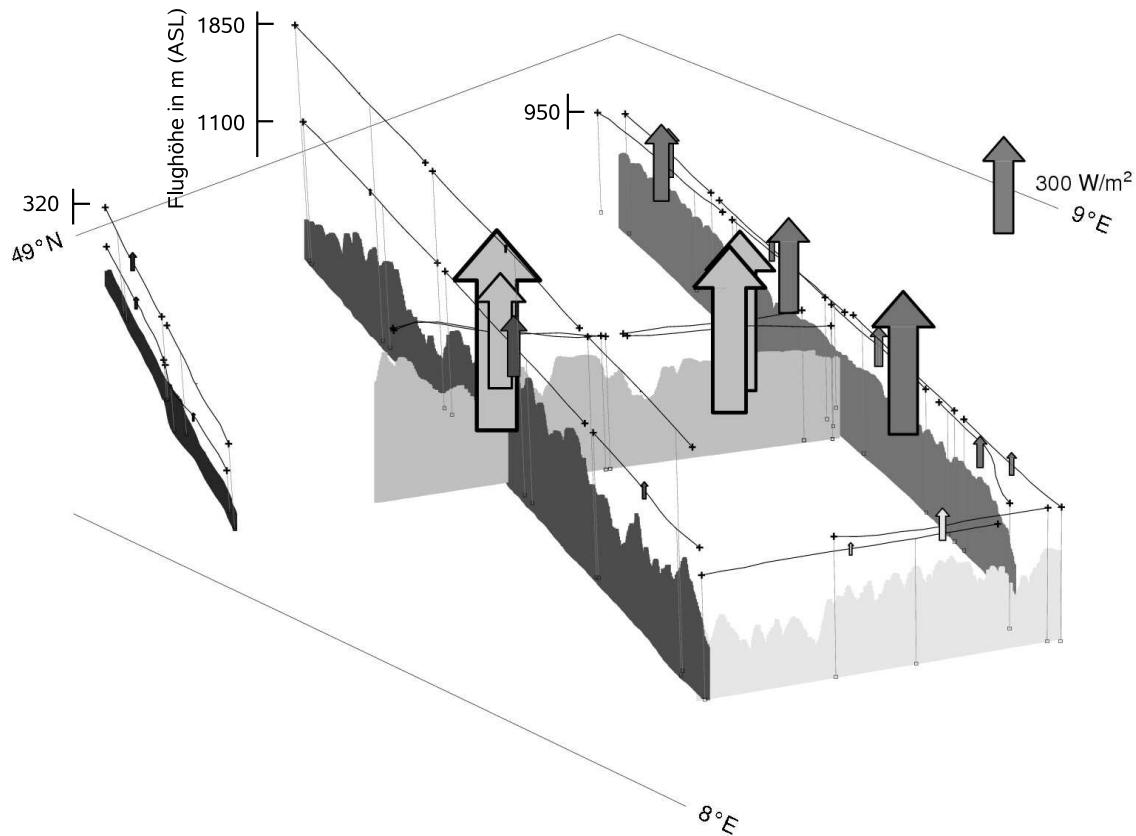


Abbildung 15: Latente Wärmeströme am 19.06.2002, gemessen zwischen 7:30 und 10 UTC. Die Stärke des Pfeils repräsentiert den Fluss, welcher auf dem jeweiligen geraden, horizontalen Flugabschnitt (durch Kreuze abgeschlossene Linien) gemessen wurde. Die verschiedenen Grautöne stehen für die verschiedenen Bereiche Rheintal, westlicher und östlicher Schwarzwald (von links nach rechts) sowie Ost-West orientierte Abschnitte im Bereich der Hornisgrinde und des Kinzigtals (von oben nach unten). Unterlegt ist die zugehörige Geländehöhe im korrespondierenden Grauton.

mehrerer Faktoren, die nicht direkt von den Bodenwärmeströmen abhängig sind. Die Normierung kann daher auch keine vollständige Vereinheitlichung verschiedener Situationen gewährleisten (Young, 1988a). Unter anderem ist die Verdunstung als Quelle von Feuchtigkeit räumlich stark inhomogen und hängt von der Wasserverfügbarkeit und dem Bewuchs ab. Lokale Windsysteme beeinflussen ebenfalls Auf- und Abwinde. Diese regionalen Unterschiede übertragen sich auf die latenten Wärmeflüsse und führen, vor allem über dem Bergland, zu einer ausgeprägten räumlichen Heterogenität. Am Vormittag des 19.06.2002 treten die stärksten Wärmeströme im Bereich der Hornisgrinde und östlich davon im zentralen Nordschwarzwald auf, während im nördlichen und südlichen Teil des Messgebiets die Turbulenz fast keinen Feuchtetransport bewirkt (Abb. 15). Die mit bis zu 600 W m^{-2} sehr großen Flüsse verursachen eine inhomogene Energiezufuhr im Bergland und könnten in Verbindung stehen mit mesoskaligen Zirkulationssystemen, welche am betreffenden Tag ebenfalls sehr ausgeprägt waren und wiederum Einfluss auf die Auslösung von Konvektion nehmen (Barthlott et al., 2006). Das Gebiet um die Hornisgrinde zeichnet sich auch bei der Betrachtung aller Messtage durch große Transporte im mittleren Teil der Grenzschicht aus (Abb. 16, links). Im Gegensatz dazu lassen sich im östlichen Schwarzwald gegenüber den anderen Mittelgebirgsregionen keine verstärkten Transporte feststellen (Abb. 16, rechts).

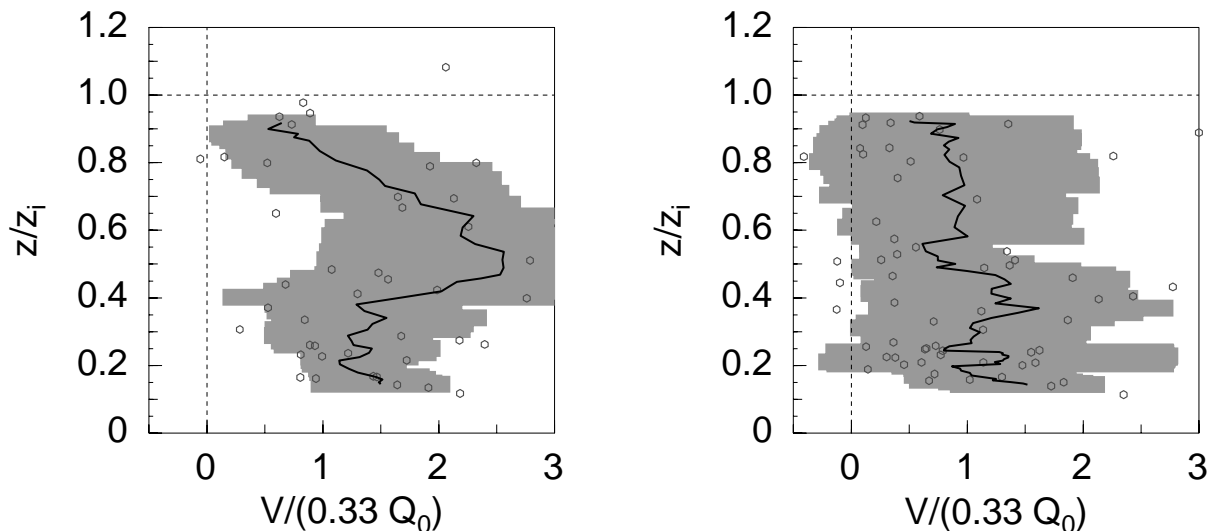


Abbildung 16: Vertikalprofile des latenten Wärmestroms im Bereich der Hornisgrinde (links) und des östlichen Schwarzwalds (rechts) (ansonsten analog Abb. 14).

4.3 Spurenstofftransporte

Aufgrund der neuen Messtechnik an Bord der DO 128 können die bisherigen Betrachtungen über meteorologische Größen hinaus auf die Spurenstoffe O_3 und NO_x ausgedehnt werden. Die Flüsse dieser Parameter, ebenfalls mittels der *eddy*-Korrelations-Methode bestimmt, unterliegen maßgeblich dem Einfluss der Quellen und Senken der chemischen Verbindungen: Stickoxide entstammen hauptsächlich anthropogenen Quellen nahe der Erdoberfläche, wie industriellen Abgasen, Hausbrand oder dem Verkehr sowie biogenen Quellen. Dementsprechend findet sich im Rheintal, in dem auch die höheren Stickoxid-Konzentrationen gemessen wurden, ein im unteren Drittel der Grenzschicht mit der Höhe stark abnehmender Transport. Der mittlere Fluss erreicht eine Stärke von 0.3 ppb m s^{-1} (Abb. 17). Das emittierte NO_x wird in der konvektiven Grenzschicht somit nach oben gemischt. Die erhebliche Varianz der Stickoxidflüsse erklärt sich durch die unterschiedlichen NO_x Konzentrationen in der Grenzschicht, die durch chemische Umwandlungen, durch heterogene Quellverteilungen am Erdboden, aber auch durch die Senke für NO_2 in Form von Deposition und *HONO*-Bildung am Erdboden hervorgerufen werden.

Ozon in der unteren Troposphäre stammt dagegen aus zwei Primärprozessen: der lokalen Produktion durch photochemische Reaktionen anthropogen emittierter Vorläufersubstanzen und aus der Advektion, wobei die ursprünglichen Quellgebiete des O_3 weit entfernt liegen können (Corsmeier et al., 2002; Corsmeier et al., 2004; Kalthoff et al., 2005). Neben den Konzentrationen der Vorläufersubstanzen dominieren die Einstrahlung sowie Feuchte und Temperatur die Produktion und den Abbau von Ozon in der PBL (Klonecki und Levy II, 1997). Die Hauptsenke von Ozon befindet sich jedoch am Boden, wo Deposition an der Erdoberfläche stattfindet (Affre et al., 1999). Daher sind die turbulenten vertikalen Flüsse in der Grenzschicht negativ und abwärts gerichtet und in Bodennähe mit im Mittel $-0.9 \text{ ppb m s}^{-1}$ absolut am größten. Die Flüsse von NO_x und O_3 verhalten sich genau entgegengesetzt. In der oberen Hälfte der Grenzschicht sind die Flüsse, da relativ weit entfernt von den Hauptquellen und -senken, nur noch gering. Die Konzentrationen der Spurenstoffe unterscheiden sich im Schwarzwald erheblich von jenen im Rheintal. Der Gehalt an Stickoxiden ist deutlich niedriger und liegt teilweise nur geringfügig über der Konzentration der freien Atmosphäre (Tab. 5). Die Emissionen bewegen sich in diesem Gebiet auf niedrigerem Niveau als im stärker urbanisierten und von Verkehrswegen durchzogenen Oberrheingraben. Entsprechend flach fällt auch der Tagesgang der Stickoxide im Bergland aus. Die Konzentrationen von Ozon liegen dagegen in der gleichen Größenordnung wie im Rheintal,

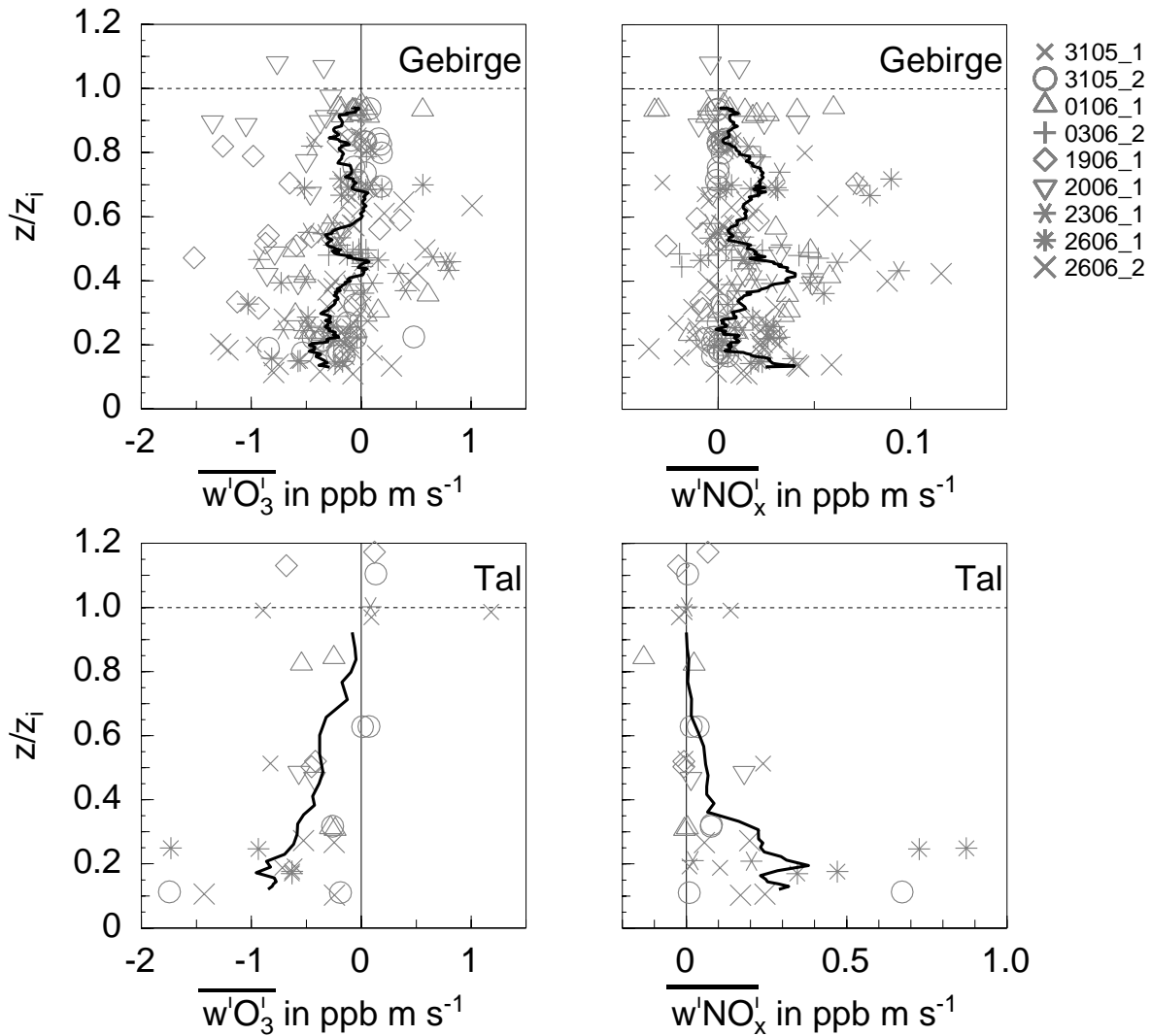


Abbildung 17: Vertikalprofile der turbulenten Flüsse von Ozon (linke Spalte) und Stickoxiden (rechte Spalte) über dem Schwarzwald (oben) und dem Rheintal (unten). Jeder Punkt repräsentiert einen horizontalen, geraden Flugabschnitt, die verschiedenen Messflüge sind durch unterschiedliche Symbole markiert. Die schwarze Linie zeigt den Mittelwert. Bei den Abbildungen für den Stickoxidfluss sind unterschiedlichen Skalierungen zu beachten.

Ort	Rheintal		Schwarzwald		Oberhalb der PBL	
	NO_x	O_3	NO_x	O_3	NO_x	O_3
Flug						
3105_1	6	70	3.5	60	-	-
3105_2	4	70	-	-	-	-
0106_1	7	60	4	70	-	-
0106_2	6	70	4	70	2	50
0306_1	5	55	2.5	60-70	-	-
0306_2	11	70	-	-	2	60-70
1906_1	8-14	30	4	70	3	70
1906_2	10	110	6	100	3	80
2006_1	5	60-70	2.5	60-70	2	80
2306_1	4	60-70	3	55-60	3	100
2606_1	5	70	2	70	-	-
2606_2	3-4	80	2.5	80	-	-

Tabelle 5: Mittlere Konzentrationen in ppb von Stickoxiden und Ozon in der Grenzschicht und oberhalb davon während der Messflüge der DO 128.

da hier Advektion und lokale Produktion eine größere Rolle spielen.

Die Unterschiede in den Spurenstoffkonzentrationen wirken sich auch auf die gemessenen turbulenten Flüsse aus. Der Stickoxidtransport ist zwar auch im Schwarzwald im Mittel positiv und damit aufwärts gerichtet, aber um etwa eine Größenordnung kleiner als im Flachland. Auch der Ozonfluss zur Senke an der Oberfläche ist geringer und erreicht im Mittel etwa die Hälfte des Wertes im Rheintal. Die Flüsse im Bergland besitzen außerdem eine viel höhere Variabilität. Die individuellen Messungen schwanken stark um den Mittelwert, verbreitet treten auch Flüsse mit umgekehrten Vorzeichen auf. Ähnlich wie beim latenten Wärmefluss besitzt die Heterogenität des Berglandes einen großen Einfluss auf die Größe und Richtung der Transportvorgänge. Hinsichtlich der Variabilität muss aber beachtet werden, dass die Flüsse der Spurenstoffe nicht wie die fühlbaren und latenten Wärmeströme normiert sind, da weder die Quellstärke der Stickoxide in Bodennähe noch die Ozonproduktion bekannt sind. Insofern ist eine gewisse Schwankungsbreite bei der gemeinsamen Betrachtung verschiedener IMPs unvermeidlich.

Im Gegensatz zum Flachland schwächt sich der Ozonfluss im oberen Teil der Grenzschicht weniger ab. Dies deutet, wie in der Betrachtung der turbulenten Feuchte- und

Wärme Flüsse diskutiert, auf eine starke Einmischung von Luft aus der freien Atmosphäre hin. Besonders hohe abwärts gerichtete Flüsse werden am 19.06. und 20.06. gemessen. An beiden Tagen ist der Ozongehalt oberhalb der PBL gleich oder höher als in der Grenzschicht, was bei Entrainmentprozessen negative Flüsse bewirkt. Auffällig sind die hohen Konzentrationen von O_3 , die bei den meisten Messungen oberhalb der Grenzschicht auftreten. Sie liegen deutlich über der mittleren Hintergrundkonzentration, die zwischen 30 ppb und 50 ppb beträgt. Dies ist ein Indiz dafür, dass es im Bereich des Berglandes in Verbindung mit der verstärkten Konvektion zu einer Ventilation von Ozon in den Höhenbereich oberhalb der Grenzschicht kommt. Dieses Verhalten wird besonders im Bereich von Bergücken beobachtet (Fiedler et al., 2000). Das Profil von NO_x weist diese Besonderheit nicht auf, was aber an der niedrigen Konzentration in der Grenzschicht im Gebiet des Schwarzwalds liegen kann.

Zusammenfassung Die untersuchten Vertikaltransporte quantifizieren den Transport von Feuchte, Wärme und Spurenstoffen in der Grenzschicht unter konvektiven Bedingungen. Während sich die Profile der turbulenten fühlbaren Wärme Flüsse über Rheintal und Schwarzwald bis auf die unterschiedliche Höhe des Übergangs zu negativen Werten stark ähneln, hebt sich das Bergland bei den latenten Wärmeströmen durch eine viel höhere Variabilität und größere maximale Flüsse hervor. Ursachen hierfür können die stärkere Inhomogenität im Gebirge z. B. bezüglich des Bodenwassergehaltes und ein deutlich stärkeres Entrainment sein, was durch die Skalierung mit einem als homogen angenommenen Bodenfluss nicht berücksichtigt wird. Die Prozesse, welche die höhere Variabilität der latenten Flüsse verursachen, haben auf den Transport fühlbarer Wärme einen deutlich geringeren Einfluss. Die neue Messsensorik der DO 128 erlaubt auch die Berechnung turbulenter Spurenstofftransporte, darunter erstmals $\overline{w'NO_x}$. Die Flüsse der chemischen Größen werden stark von den Quellen und Senken von O_3 und NO_x dominiert. Alle berechneten Flüsse stellen allerdings nur einen Mittelwert über eine aus Plausibilitäts Gesichtspunkten gewählte Strecke dar. Sie liefern keinen Aufschluss über die damit verknüpften konvektiven Strukturen und deren Größe und Eigenschaften.

5 Spektrale Analyse

Die Untersuchung der spektralen Dichte von Wind, Temperatur und Feuchte und damit der Energieverteilung in Abhängigkeit von Frequenz bzw. Wellenlänge liefert bei Flugzeugmessungen Informationen über die Längenskalen, welche die Prozesse innerhalb der Grenzschicht dominieren. Aus der spektralen Analyse der Fluktuationen lassen sich Erkenntnisse zu den vorherrschenden Wirbelgrößen im Produktionsbereich, zur Korrelation der verschiedenen meteorologischen Parameter und der dabei beteiligten Skalen und Abhängigkeiten von der Höhe in der Grenzschicht ableiten.

Die Höhenabhängigkeit der Spektren und das Verhalten wichtiger Kenngrößen wie der Wellenlänge des Energiemaximums im Varianzspektrum sind aus einer Vielzahl von Experimenten bekannt (z. B. Kaimal et al., 1976; Caughey und Palmer, 1979; Young, 1987; Hartmann, 1990; Hartmann et al., 1997). Die Mehrzahl dieser luft- und bodengestützten Untersuchungen der kontinentalen und maritimen Grenzschicht fanden jedoch über homogenem oder moderat hügeligem Gelände statt, während Analysen über heterogenen Gebieten wie Mittelgebirgen kaum vorliegen oder auf einer geringen Datengrundlage basieren (Hasel, 2002).

5.1 Methodik

5.1.1 Energiespektren

Die atmosphärische Turbulenz ist raum- und zeitabhängig. Damit ist auch ihr Spektrum vierdimensional und abhängig vom Wellenzahlvektor $\vec{\kappa}$ und der Zeit t . Mit Messungen vom Flugzeug aus kann jedoch nur geradlinig entlang des Flugwegs gemessen werden. Das resultierende eindimensionale Spektrum entspricht der Varianz einer gemessenen turbulenten Größe in Abhängigkeit von der Wellenzahl. Ein Energie- oder Varianzspektrum $S(n)$ stellt die Verteilung der Energie im Raum der Frequenz $n = 1/t$ bzw. Wellenzahl κ dar. Frequenzspektrum $S(n)$ und Wellenzahlspektrum $F(\kappa)$ hängen über

$$nS(n) = \kappa F(\kappa) \quad (11)$$

zusammen. Das Integral über das Spektrum S einer Größe ψ

$$\overline{\psi'^2} = \int_0^\infty S_\psi(n) dn, \quad (12)$$

entspricht der Gesamtvarianz. Die verschiedenen Frequenzbereiche stehen im Zusammenhang mit den verschiedenen Wirbelgrößen, die in der Atmosphäre auftreten. Das

Spektrum der Vertikalwindgeschwindigkeit gliedert sich auf der für die Konvektion in der Grenzschicht relevanten Skala in drei Teile (Abbildung 18). Es umfasst Periodendauern, die in der Größenordnung von Minuten bis Sekunden liegen. Im Bereich

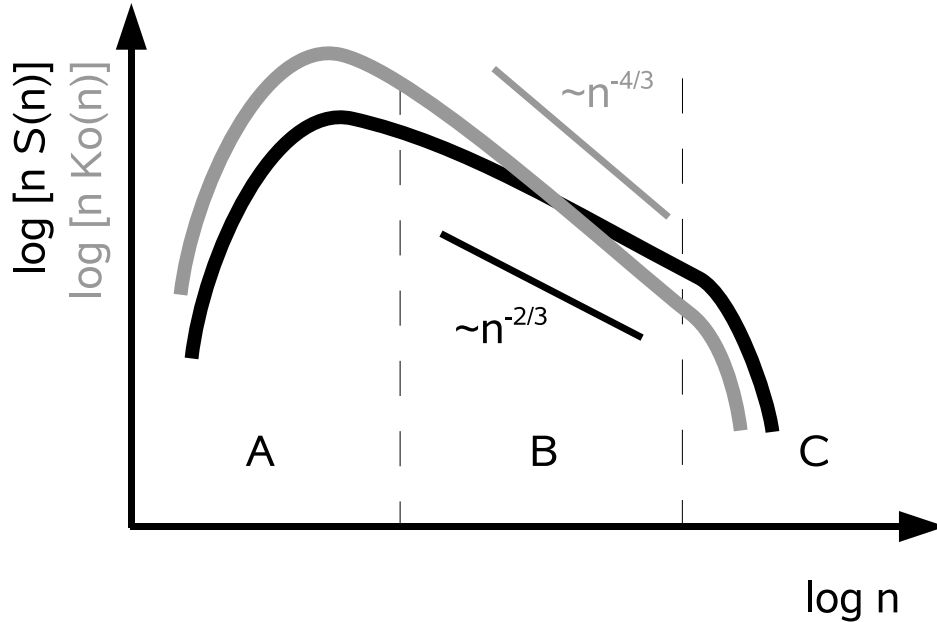


Abbildung 18: Schematisches Spektrum der Windgeschwindigkeit (schwarz) und eines Kospektrums $w\psi$ (grau). Sie gliedern sich in 3 Bereiche: Produktionsbereich A, Inertialbereich B und Dissipationsbereich C. Bei logarithmischer Auftragung fällt das mit der Frequenz n multiplizierte Spektrum $\sim n^{-2/3}$ und das Kospektrum $\sim n^{-4/3}$ ab.

der niedrigeren Frequenzen beziehungsweise größten Wellenlängen liegen die Wirbel mit Größen von mehreren hundert bis tausend Meter. Dieser Produktionsbereich (A) ist der energiereichste Teil des Spektrums und wird von mechanisch (Scherung der Strömung in der Grenzschicht) und thermisch (Konvektion) verursachter Turbulenz gespeist. In ihm befindet sich das Maximum des Spektrums. Im Größenbereich von 1 mm dissipieren kleinste Wirbel Energie (C). Zwischen diesen beiden Frequenzbereichen muss bei stationärer Turbulenz ein ausgleichender Energietransport stattfinden. Die Energie wird im so genannten Inertialbereich (B) in einer Kaskade von größeren an kleinere Wirbel weiter gegeben. Durch eine Buckingham-Pi-Dimensionsanalyse kann gezeigt werden (z. B. Stull, 1988), dass die Geschwindigkeitsspektren in diesem Bereich dem *Kolmogorov*-Gesetz unterliegen und bei logarithmischer Darstellung proportional $-5/3$ abfallen, bzw. $\sim -2/3$ bei einer Darstellung von $nS(n)$.

Messungen mit dem Flugzeug sind zeitgebundene Messungen, während der sich die Sensoren mit der Geschwindigkeit des Flugzeugs (*TAS*) bewegen. Die Umrechnung

zwischen Zeit- und Wellenzahlraum basiert auf der Taylor-Hypothese (Taylor, 1938). Sie besagt, dass sich die Eigenschaften der Turbulenz nicht ändern, während z. B. ein Wirbel mit ausreichender Geschwindigkeit durchflogen wird. Die Wellenzahl κ bzw. Wellenlänge λ der Strukturen

$$\kappa = \frac{1}{\lambda} = \frac{n}{TAS} \quad (13)$$

folgt aus der Frequenz und der Geschwindigkeit des Flugzeugs. Die Zeit, die während der Befliegung eines geradlinigen Flugabschnitts verstreicht, liegt bei Flugzeugmessungen deutlich unter der typischen konvektiven Zeitskala t_* , in der sich die Wirbel transformieren. Die konvektive Zeitskala ist definiert über $t_* = \frac{z_i}{w_*}$ und liegt in der Größenordnung von 10 bis 20 min (Stull, 1988). Die Skalierungsgröße für die Geschwindigkeit $w_* = \left(\frac{gz_i}{\theta_V} \overline{w'\theta'_0} \right)^{1/3}$ folgt aus dem fühlbaren Wärmestrom am Boden und der Grenzschichthöhe (Deardorff, 1970). Während der Flüge im Rahmen von VERTIKATOR lag das Verhältnis von $\frac{TAS}{w_*}$ im Mittel bei $\approx \frac{69 \text{ m/s}}{1.78 \text{ m/s}} = 38.8$. Da weder die molekulare Dissipation noch der langwellige mesoskalige Bereich des Spektrums von der bestehenden Sensorik bzw. den geflogenen Mustern aufgelöst werden, beschränkt sich die folgende Untersuchung auf den Produktions- und Inertialbereich der Spektren.

Atmosphärische Varianzspektren werden i. A. multipliziert mit der Frequenz als $nS(n)$ über der dimensionslosen Frequenz f

$$f = \frac{nz_i}{TAS} = \frac{z_i}{\lambda} \quad (14)$$

aufgetragen, die mit der Grenzschichthöhe z_i normiert ist (Young, 1987). Für $f = 1$ gilt daher $\lambda = z_i$. Die Auftragung erfolgt auf beiden Achsen logarithmisch. Dies verbessert die Auflösung im niederfrequenten Bereich, die Fläche unter der Kurve ist aber nicht mehr proportional zur Varianz.

5.1.2 Kospektren

Die Kreuzkovarianzfunktion

$$C_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(t)F_2(t + \tau)d\tau \quad (15)$$

beschreibt die Kreuzkovarianz zwischen den Zeitreihen F in Abhängigkeit der Zeitverschiebung τ . Das Kreuzspektrum

$$S_{12}(n) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{12}(\tau)e^{-i2\pi n\tau} d\tau \quad (16)$$

ist die Fouriertransformierte von C_{12} und i. A. eine komplexe Funktion. Das Kospektrum Ko stellt den reellen Anteil und das Quadraturpektrum Qu den imaginären Anteil von S_{12} dar. Ko repräsentiert den gleichphasigen ($Ko > 0$) bzw. den antiphasigen ($Ko < 0$) Teil der spektralen Varianz der Funktionen, während Qu die Anteile mit Phasenverschiebungen von $\pi/2$ ($Qu > 0$) bzw. $3\pi/4$ ($Qu < 0$) beschreibt (Kottmeier, 1991). Das Spektrum eines Produktes zweier Variablen liefert somit frequenzabhängige Informationen über die Phasen- und Amplitudenbeziehung beider Fluktuationsgrößen. Da sich die Form der Spektren von u, w, T und m ähneln, sind auch ihre Kospektren in Produktions-, Inertial- und Dissipationsbereich gegliedert (Abb. 18). Allerdings sinkt der Energieinhalt im Inertialbereich stärker und ist proportional $n^{-7/3}$ (bzw. $\sim -4/3$ bei Darstellung von $nS(n)$).

5.1.3 Berechnung der Spektren

Das Varianzspektrum $S(n)$ wird über das Fourierintegral der Autokorrelationsfunktion $R(t)$ bestimmt (z. B. Hartmann, 1990). Die höchste sinnvoll auflösbare Frequenz der von linearen Trends befreiten Zeitreihen ist die Nyquist-Frequenz, die der Hälfte der Messfrequenz entspricht (Kottmeier, 1991). Bei der an Bord der DO 128 gewählten Messfrequenz von 100 Hz gilt daher $n_{\text{Nyquist}} = n_{\text{Mess}}/2 = 50$ Hz und für die normierte Frequenz entsprechend $f_{\text{Nyquist}} \approx 1000$. Die niedrigste aufgelöste Frequenz hängt von der bei der Berechnung angewandten maximalen Verschiebung M ab. Bei der hier mit der Hälfte der Messwerte N eines Flugabschnitts gewählten Verschiebung gilt

$$n_{\min} = \frac{n_{\text{Mess}}}{2M} = \frac{n_{\text{Mess}}}{N}. \quad (17)$$

Ein typischer Flugabschnitt von 20 km Länge umfasst etwa 30000 Messwerte. Damit werden theoretisch Frequenzen von $1/300$ Hz ($f \approx 0.1$) beziehungsweise Wellenlängen bis zur halben Länge des Flugabschnitts aufgelöst.

Die spektralen Schätzwerte werden für Frequenzen in logarithmischen Abständen berechnet. Die Anwendung einer Fensterfunktion $W(t)$, mit der $R(t)$ gewichtet wird, glättet das Spektrum. Hierbei kommt die von Tukey vorgeschlagene Fensterfunktion

$$S(n) = \int_{-\infty}^{\infty} W(t)R(t) e^{-i2\pi nt} dt \quad (18)$$

$$\text{mit } W(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 + \cos(\frac{2\pi t}{T})) & , \quad |t| \leq T \\ 0 & , \quad |t| > T \end{cases} \quad (19)$$

zum Einsatz. Die exakte Bestimmung der Frequenz mit der höchsten spektralen Dichte ist trotz der glättenden Wirkung der Fensterfunktion meist schwierig. Aufgrund der

Fluktuationen im Produktionsbereich ist es nicht sinnvoll, einfach nur den größten auftretenden Wert als das Maximum zu werten. Statt dessen wird zusätzlich zur Fensterfunktion eine Tiefpass-Filterung mit einer begrenzenden Wellenlänge von $2 z_i$ bzw. einer halben Dekade auf der logarithmischen Skala angewendet (Hartmann, 1990) um das Spektrum zu glätten (Abb. 19).

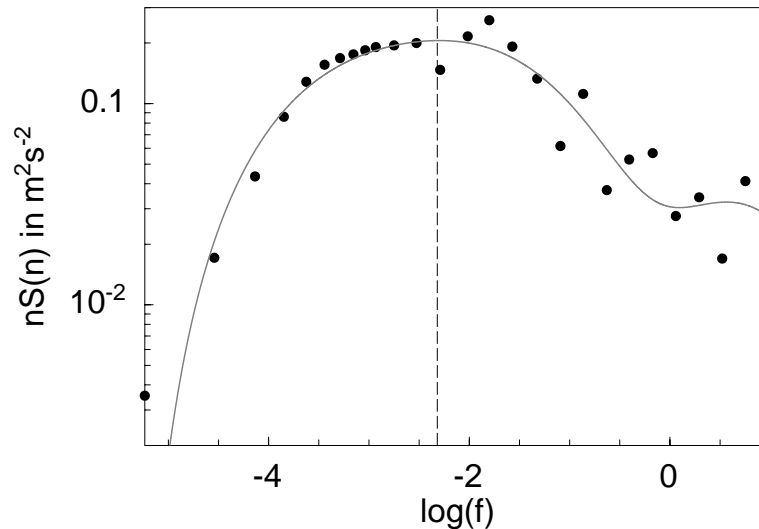


Abbildung 19: Ursprüngliches (Punkte) und durch Filterung geglättetes Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit für Abschnitt 2A, Flug 3105_1. Das aus der geglätteten Kurve abgeleitete Maximum wird durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

5.2 Varianzspektren meteorologischer Größen

Abb. 20 zeigt typische Spektren der Vertikalgeschwindigkeit für drei unterschiedliche Höhen. Bei diesen ungeglätteten Spektren liegt der Bereich der höchsten spektralen Dichte im unteren Teil der Mischungsschicht bei etwa $f = 3 \Rightarrow \lambda = 1/3 z_i$ und steigt über $\lambda = 0.6 z_i$ auf etwa 1 bis $2 z_i$ am Oberrand der PBL an. Die Größe der dominierenden Strukturen im Produktionsbereich nimmt somit mit zunehmenden Abstand von der Erdoberfläche zu. Entsprechend beginnt die Energiekaskade bei immer niedrigeren Frequenzen. Während die Steigung im Inertialbereich über alle Höhen gleich bleibt, variiert sie am langwelligen Ende des Spektrums. Sie ist in diesem Segment in der Regel größer 1, genauere Angaben sind wegen der großen statistischen Unsicherheit bei kleinen Frequenzen nicht angebracht. Mit zunehmender Höhe weitet sich das Spektrum und der Energiegehalt im Produktionsbereich sinkt. Das Flugzeug durchquert auf seinem geradlinigen Weg durch die Atmosphäre die meisten Strukturen nicht in ihrem Zentrum.

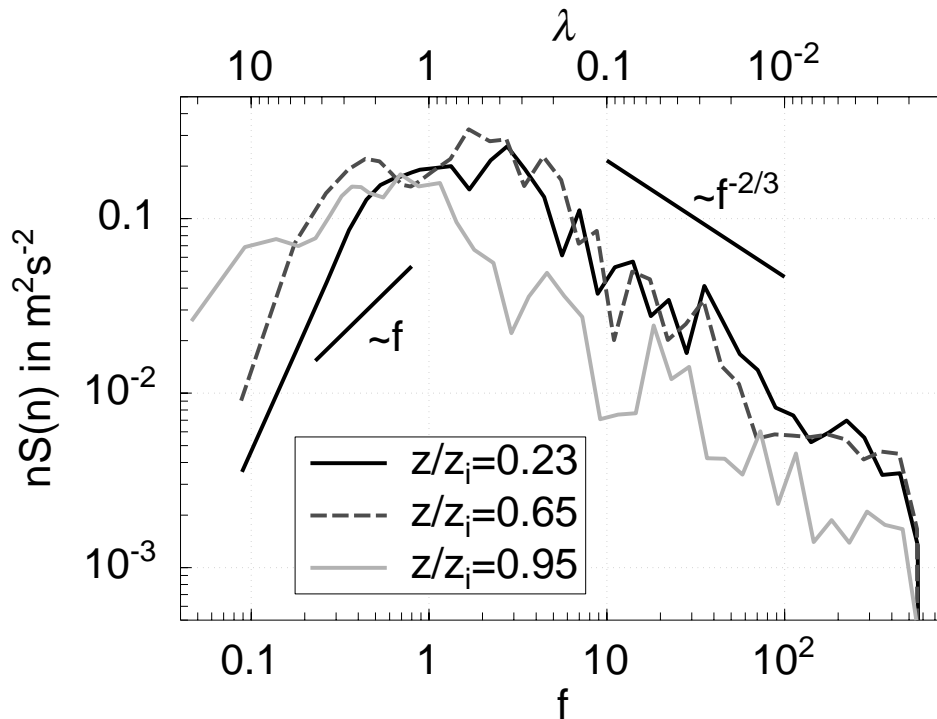


Abbildung 20: Ungeglättete Energiespektren der Vertikalwindgeschwindigkeit w für drei verschiedene Höhen als Funktion der normierten Frequenz f bzw. Wellenlänge λ . Gezeigt sind die Abschnitte 2A, 4A und 6B von Flug 3105_1.

Selbst wenn nur eine Skalengröße vorherrschen würde, führt dieser zufällige Prozess zu einer Verbreiterung des Spektrums, das daher kein scharf begrenztes Maximum aufweisen kann. Dessen Position ist in den Spektren der meteorologischen Größen oft nur ungenau zu bestimmen. Neben der vorhandenen statistischen Unsicherheit nimmt am langwelligen Ende des Produktionsbereichs der Einfluss mesoskaliger und synoptischer Prozesse zu, die nicht mehr vollständig aufgelöst werden können. Trotzdem findet sich, wie in zahlreichen Studien belegt wurde, im Mittel eine Verschiebung der Wellenlänge des spektralen Maximums in Abhängigkeit von der Höhe in der Grenzschicht, selbst wenn die Werte der einzelnen Flugabschnitte z. B. für w zwischen 0.5 und $2 z_i$ variieren (Kaimal et al., 1976; Young, 1987). Die Daten des VERTIKATOR-Experiments bieten eine ausreichende Zahl von Flugabschnitten in allen Höhenbereichen der Mischungsschicht, um die Eigenschaften des Maximums über verschiedenem Gelände statistisch sinnvoll vergleichen zu können.

Im unteren Drittel der Grenzschicht verschiebt sich das Maximum im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit schnell zu größeren Wellenlängen, bereits bei einer Höhe von etwa $z/z_i = 0.25$ liegt es im Mittel bei Wellenlängen vom Ausmaß der Grenz-

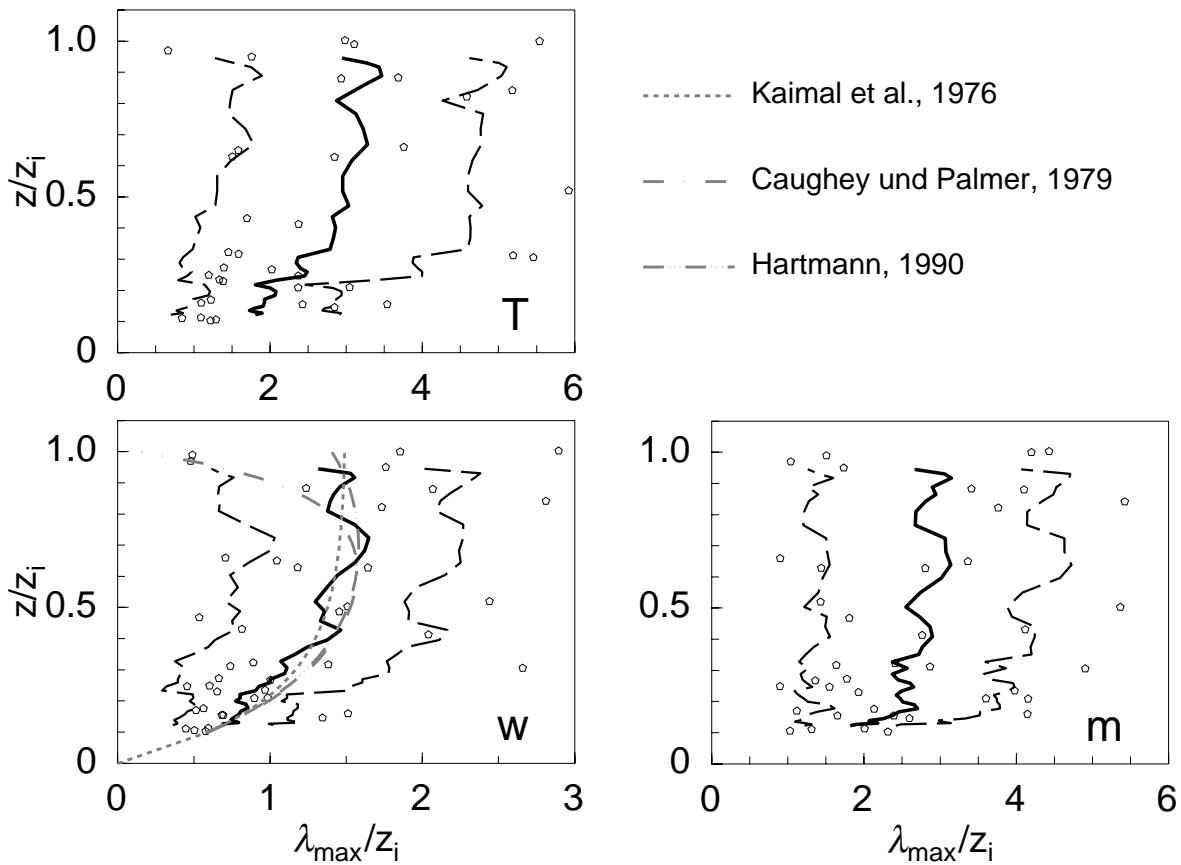


Abbildung 21: Wellenlängen mit der höchsten spektralen Dichte von Vertikalgeschwindigkeit w , Mischungsverhältnis m und Temperatur T aller Flugabschnitte über dem Rheintal. Die dicken schwarzen Kurven zeigen den Mittelwert und lang gestrichelt die Standardabweichung davon. Grau gestrichelte Linien zeigen die Verläufe verschiedener, oben in der Abbildung angegebener, Studien.

schichthöhe (Abb. 21). In der Mitte der Grenzschicht wachsen die mit w verknüpften Strukturen über dem Flachland weiter an, jedoch langsamer als im unteren Bereich. Am größten wird λ_{\max} mit einem Wert von $1.6 z_i$ in einer Höhe von $z/z_i = 0.7$. Im oberen Drittel stagniert λ_{\max} oder geht leicht zurück. Diese mittleren Eigenschaften stimmen, trotz der relativ großen Streuung der individuellen Flugabschnitte, gut mit bisherigen Studien von Kaimal et al. (1976), Caughey und Palmer (1979) und Hartmann (1990) überein, deren ermittelten Verläufe ebenfalls in Abb. 21 eingezeichnet sind. Im Mittel liegt das Maximum im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit im oberen Teil der Mischungsschicht bei der bekannten Wellenlänge von $1.5 z_i$ (Jensen und Lenschow, 1978; Young, 1987). Die Höhenabhängigkeit über dem Schwarzwald zeigt im unteren Teil der Grenzschicht kaum Unterschiede zum Tal. Im Mittel steigt λ_{\max} bis zu einer Höhe von

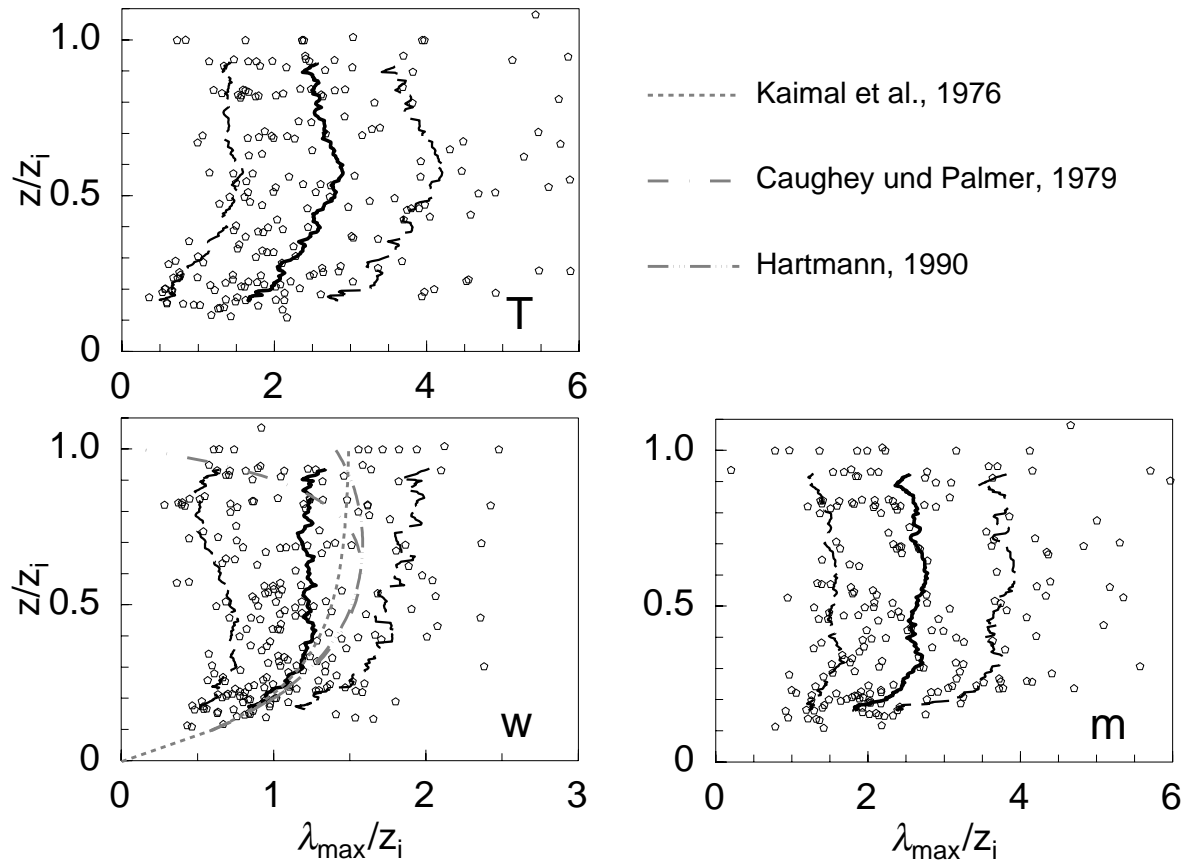


Abbildung 22: Wellenlängen mit der höchsten spektralen Dichte analog Abb. 21 über dem Schwarzwald.

0.3 z/z_i schnell, darüber langsamer an (Abb. 22). Oberhalb etwa 0.4 z/z_i ändert sich die Wellenlänge des Maximums aber nicht mehr und bleibt konstant bei $\lambda_{\max} = 1.2$ bis 1.3 z_i . Gegenüber dem flachen Gelände sind die dominanten Strukturen im Mittel somit bis zu 0.4 z_i oder 25 % kleiner. Die heterogene Oberfläche und Topographie scheint einen limitierenden Einfluss auf die Größenentwicklung der Auf- und Abwinde in der Grenzschicht zu besitzen.

Spektren von skalaren Größen wie dem Mischungsverhältnis m oder der Temperatur T besitzen eine etwas andere Form als jene der Windgeschwindigkeit. Das Maximum befindet sich auch im unteren Teil der Grenzschicht bei Wellenlängen größer $\lambda = z_i$ und verschiebt sich weiter zu niedrigeren Frequenzen mit zunehmender Höhe (Abb. 23). Eine Besonderheit der Feuchte als konservative Größe ist der mit der Höhe zunehmende Energiegehalt im Produktionsbereich des Spektrums. Die Maxima der Spektren von m und T zeigen im unteren Teil der Grenzschicht ähnliches Verhalten. Der mittlere Wert von $\lambda_{\max} = 1.75 z_i$ zwischen $z/z_i = 0.1$ und 0.2 verschiebt sich bis zu einer Höhe

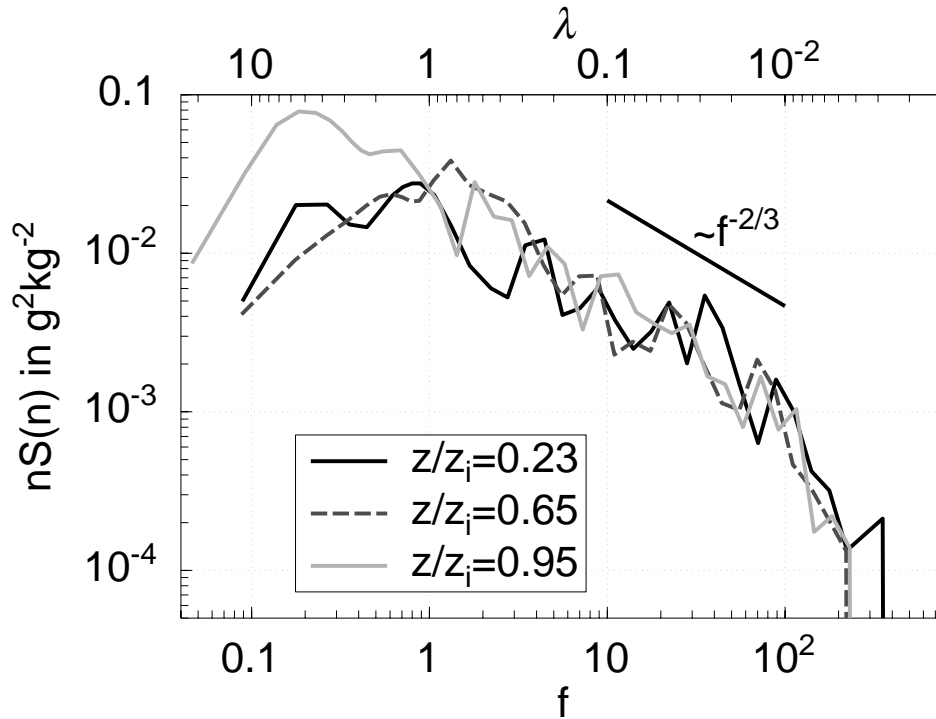


Abbildung 23: Energiespektren des Mischungsverhältnisses m in drei verschiedenen Höhen (analog Abb. 20).

von $0.3 z/z_i$ schnell zu größeren Wellenlängen. In den Spektren der Temperatur wächst λ_{\max} oberhalb davon weiter an, erreicht über dem Rheintal in einer Höhe von $0.7 z/z_i$ ein Maximum von etwa $\lambda_{\max} = 3 z_i$ und schwankt dann um diesen Wert. Dieses kontinuierliche Anwachsen der dominanten Wellenlänge stimmt mit den Ergebnissen von Young (1987) überein. Im Schwarzwald fällt die Zunahme etwas geringer aus, der größte Wert wird schon bei $0.6 z/z_i$ erreicht. Darüber nimmt λ_{\max} wieder ab. Beim Mischungsverhältnis wird bei etwa $z/z_i = 0.3$ über dem Schwarzwald ein konstanter mittlerer Wert von $3 z_i$ erreicht, während über dem Oberrheingraben Schwankungen um einen etwas höheren Wert auftreten. Auffällig ist die unterschiedliche Lage der spektralen Maxima von Temperatur und Feuchte im Vergleich mit der Vertikalgeschwindigkeit. Bei w ist λ_{\max} im Mittel nur etwa halb so groß. Die größten Spektralwerte von m und T sind vornehmlich mit größeren Strukturen verknüpft.

Zwischen den einzelnen Flugabschnitten treten bei Temperatur und Feuchte generell stärkere Schwankungen als bei w auf. Teilweise kann auch gar kein Maximum festgestellt, sondern nur ein kontinuierlicher Abfall hin zu hohen Frequenzen ermittelt werden. Der Anteil derartiger Spektren liegt bei 9 % (m) bzw. 15 % (T) aller Flugabschnitte. Die starke Variabilität in den Spektren skalarer Größen bestätigen auch

Studien von Nicholls und LeMone (1980) und Hartmann (1990). Die ermittelten Unterschiede zwischen Tal und Mittelgebirge sind aufgrund der großen Schwankungen insgesamt statistisch unsicher.

5.3 Kospektren meteorologischer Größen

Die Kospektren von wT und wm werden von der Vertikalgeschwindigkeit dominiert. Vor allem in der unteren Grenzschicht gleicht der Wert von λ_{\max} und die Höhenabhängigkeit der Kospektren dem Verhalten der w -Spektren (Abb. 24). Bis zu einer Höhe von $z/z_i = 0.4$ bis 0.5 wächst λ_{\max} über dem Rheintal rasch auf einen Wert von $2 z_i$ im Falle von Ko_{wm} und $1.8 z_i$ bei Ko_{wT} . Im Unterschied zum Spektrum von w wächst

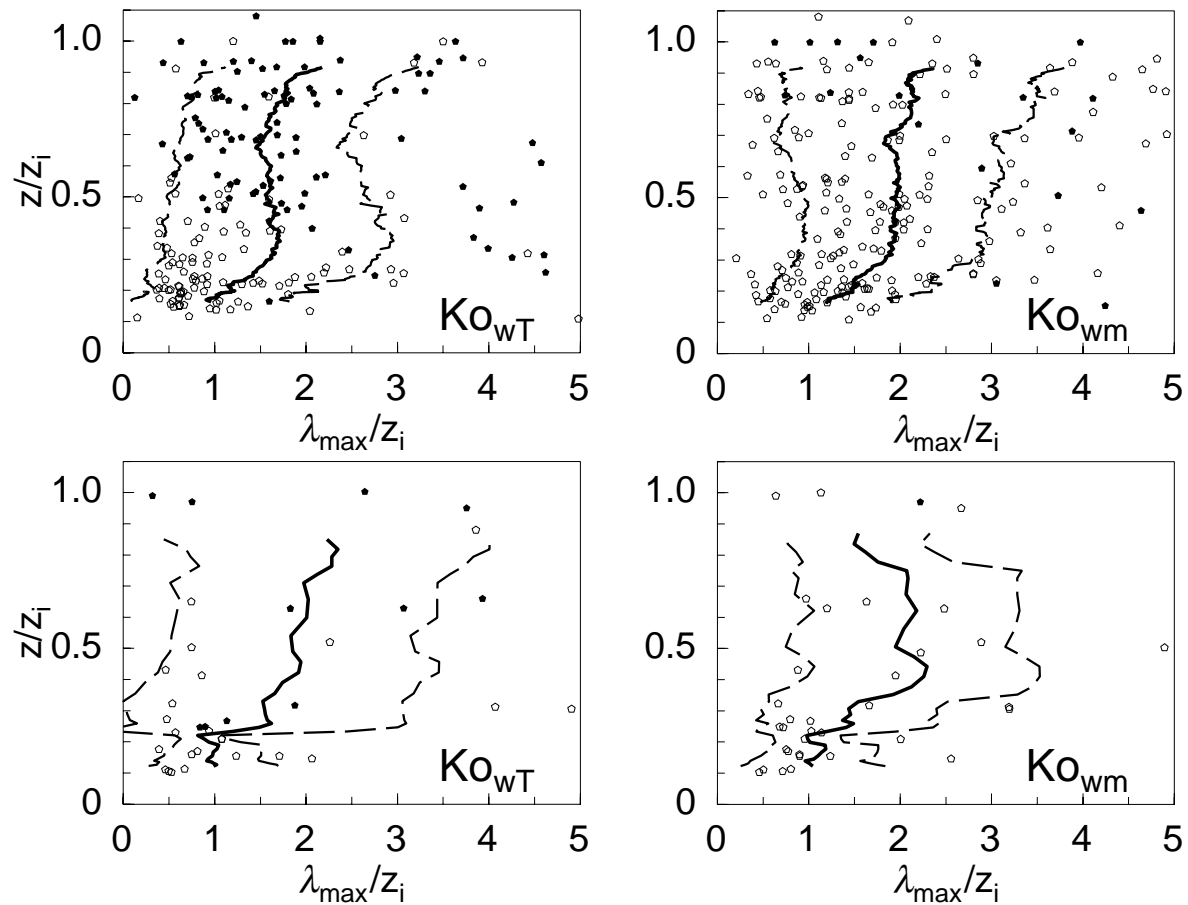


Abbildung 24: Wellenlängen mit der höchsten spektralen Dichte in den Kospektren von wT und wm über dem Rheintal (unten) und über dem Schwarzwald (oben). Ausgefüllte Symbole zeigen an, dass der größte spektrale Absolutwert durch negative Korrelation entsteht.

das Maximum von Ko_{wT} im obersten Drittel der Grenzschicht bis auf $\lambda_{\max} = 2.5 z_i$ weiter an. Dazwischen, im Höhenbereich $0.5 < z/z_i < 0.8$, ist der Produktionsbereich von Ko_{wT} energiearm. In etwa 16 % aller Fälle besitzt das Kospektrum von wT im auswertbaren Spektralbereich kein markantes Maximum. Im obersten Teil der PBL liegt die absolut größte spektrale Energie in den Kospektren überwiegend im negativen Bereich. Negative Werte treten vorwiegend bei großen Wellenlängen auf ($f < 1$), während höhere Frequenzen auch in der oberen Grenzschicht einen positiven, wenn auch kleinen Beitrag liefern (Abb. 25). Über dem Mittelgebirge bleibt die Wellenlänge im mittleren

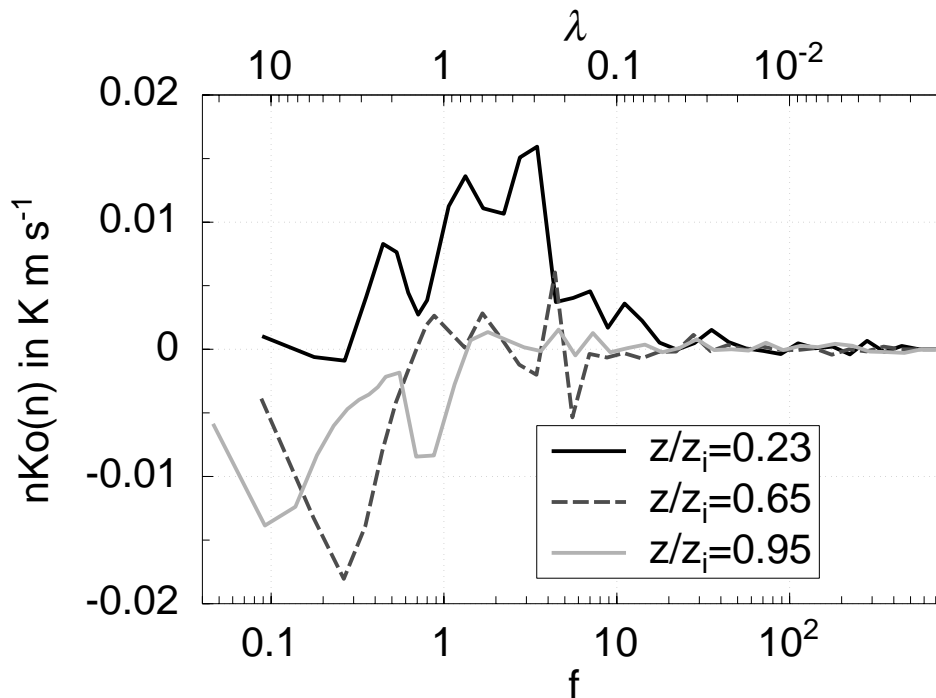


Abbildung 25: Kospektren von wT in drei verschiedenen Höhen (analog Abb. 20).

Teil der Grenzschicht analog dem Spektrum von w bereits ab einer Höhe von 0.3 bis 0.4 z/z_i annähernd gleich, ist mit $\lambda_{\max} \approx 1.5 z_i$ allerdings etwas größer und wächst erst im obersten Bereich auf maximal $2 z_i$. Dass die Topographie des Untergrundes λ_{\max} beeinflusst zeigen auch andere Studien über homogenen Flächen. Hartmann (1990) fand ausschließlich Wellenlängen des Maximums von 2 bis 4 z_i in der maritimen Grenzschicht oberhalb 0.4 z/z_i . Als mögliche Erklärung für derart große Strukturen führt er kräftige und ausgedehnte Aufwinde an, die während des Aufstiegs in der Grenzschicht sehr viel Impuls aufnehmen und teilweise in die stabil geschichtete Inversion am Oberrand der konvektiven Schicht vorstoßen können (Abb. 26). Durch ihre bereits etwas geringere Temperatur als in der Umgebung liefern sie einen negativen Beitrag im Kospektrum. Nach Aufbrauchen ihres gesamten Vorrats an Bewegungsenergie sinken

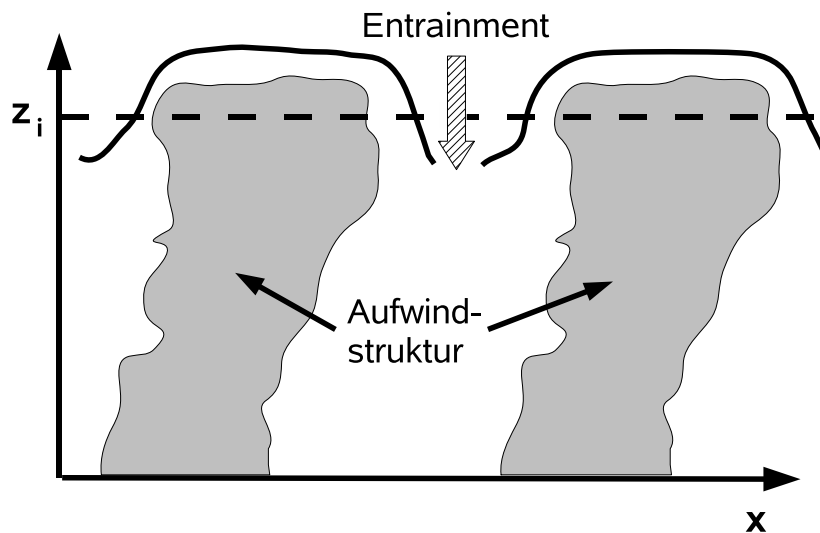


Abbildung 26: Idealisierter Vertikalschnitt durch Aufwindstrukturen der Grenzschicht nach Stull (1988).

die Strukturen zurück in die Grenzschicht, sind nun leicht wärmer als die Umgebung und tragen wiederum zur negativen Korrelation bei. Zusätzlich führt dieser Vorgang zu Entrainment, also dem Einmischen warmer Luft der freien Atmosphäre auf einer ähnlichen Längenskala. Der Größenbereich $\lambda_{\max} > 2$ wird über dem Schwarzwald erst in den obersten 15 % der PBL, also mit großem Abstand zum Untergrund erreicht. Die Orographie scheint somit die Entstehung großer konvektiver Elemente zu behindern.

Die Kospektren zwischen Vertikalgeschwindigkeit und Mischungsverhältnis $K_{o_{wm}}$ sind, bis auf den Bereich unterhalb des Oberrandes der Grenzschicht, im ganzen Frequenzbereich positiv (Abb. 24). Die Maxima von $K_{o_{wm}}$ liegen sowohl über dem Rheintal als auch über dem Schwarzwald im Mittel bei etwas größeren Wellenlängen von $\lambda_{\max} = 2 z_i$ verglichen mit $K_{o_{wT}}$. Im Rheintal sind allerdings oberhalb $0.7 z/z_i$ nur noch wenige Daten vorhanden, da 22 % aller Flugabschnitte kein ausgeprägtes Maximum aufweisen.

Bei beiden Arten von Kospektren treten sowohl große Standardabweichungen auf, als auch eine Vielzahl von Flugabschnitten, bei denen sich das Maximum im Spektrum bei einer weit größeren Wellenlänge befindet als der durch $\lambda_{\max} \pm \sigma$ definierte Bereich. Oft verursachen einzelne, sehr starke Aufwinde solcher Ausreißer. Diese Strukturen können, verglichen mit der Grenzschichthöhe und der Länge eines Flugabschnitts, sehr groß sein. Unter Umständen dominieren sie das Spektrum im langwelligen Produktionsbereich, was zu großen Abweichungen gegenüber den mittleren Gegebenheiten führt.

Zusammenfassung Die Spektren von Vertikalwindgeschwindigkeit, Temperatur und Mischungsverhältnis zeigen im Produktionsbereich eine deutliche Abhängigkeit von der Höhe. Im unteren Teil der Grenzschicht nimmt die Wellenlänge mit maximaler spektraler Dichte, die gleichzeitig die Größe der dominierenden Strukturen repräsentiert, schnell mit der Höhe zu, und dies bei allen betrachteten Variablen. Unterhalb $z/z_i \approx 0.3$ prägt die Nähe zum Untergrund und die dadurch bedingte mechanische Produktion von Turbulenz die Strukturen in der Grenzschicht. Darüber nimmt der Einfluss der Begrenzung durch die Inversion am Grenzschichtoberrand zu und λ_{\max} wächst über dem Rheintal langsamer an. Über dem Mittelgebirge bleibt λ_{\max} weitgehend höhenkonstant. Die Größe der Strukturen mit der größten spektralen Energie ist im Mittelgebirge etwas kleiner als im Flachland. Die Analyse der Spektren ergibt somit Anzeichen für eine begrenzende Wirkung der Orographie auf die Strukturgrößen im Produktionsbereich. Allerdings sind die hier gefundenen Trends vor allem im oberen Teil der Grenzschicht stark von der Streuung der individuellen Werte überlagert.

6 Konvektive Strukturen

Die bisher angeführten Methoden zur Untersuchung der konvektiven Grenzschicht haben einen entscheidenden Nachteil. Sowohl bei Betrachtung von turbulenten Flüssen als auch von Spektren handelt es sich jeweils um Mittelwerte über einen ganzen Flugabschnitt. Neben diesem mittleren Zustand und Eigenschaften der Grenzschicht sind aber gerade jene mit starken Aufwinden verknüpften Strukturen interessant, die zum Beispiel in den Vertikalprofilen der Kospektren nicht dem mittleren Zustand entsprechen, sondern Ausreißer verursachen. Mittels eines „conditional sampling“-Verfahrens (Young, 1988b; Williams und Hacker, 1992) werden deshalb im Folgenden konvektive Elemente in den gemessenen Zeitreihen eingehend untersucht. Die Erkenntnisse über die stärksten Aufwinde werden zum Beispiel in neueren Konvektionsparametrisierungen ein (Hu, 1997; Jakob und Siebesma, 2003).

6.1 Bestimmung konvektiver Strukturen

6.1.1 Indikatorgröße

Die Konvektion in der Grenzschicht besteht aus unregelmäßig verteilten Aufwindstrukturen (*engl.* thermals) und kompensierenden Abwindgebieten. Entsprechend wechselt das Vorzeichen und die Stärke der Vertikalwindgeschwindigkeit in den geradlinigen Flugzeugmessungen, je nachdem welcher Bereich einer Struktur durchflogen wird (Abb. 27). Auch die anderen meteorologischen Größen wie Feuchte und Temperatur zeigen ähnliche Fluktuationen wie w und können daher als Indikator für die Identifizierung von atmosphärischen Strukturen dienen. In maritimen Grenzschichten liegt der Ursprung der Aufwinde in der nahezu mit Feuchte gesättigten Luft nahe der Meeresoberfläche. Durch die unbegrenzte Wasserverfügbarkeit zeigt die Feuchte, besonders über tropischen Ozeanen, eine starke Differenz zwischen auf- und abwärts gerichteten Strömungen und ist somit als Indikator geeignet (Lenschow und Stephens, 1980). Auf Landflächen ist der Bodenwassergehalt oft stark heterogen und die Verfügbarkeit von Wasser an der Oberfläche an weitere Faktoren wie den Bewuchs gekoppelt. Auch die Temperatur weist in konvektiven Situationen oberhalb der durch Einstrahlung erwärmten Oberfläche einen starken vertikalen Gradienten auf und zeigt in den Aufwinden somit eine positive Abweichung gegenüber der Umgebung. Allerdings verringert sich die Temperaturdifferenz mit der Höhe und kehrt sich im oberen Teil der Grenzschicht um, so dass sich diese Größe nicht als Indikator für die ganze Grenzschicht eignet (Grossman, 1984). Am geeignetsten und am naheliegendsten für die Detektion kohärenter Strukturen ist

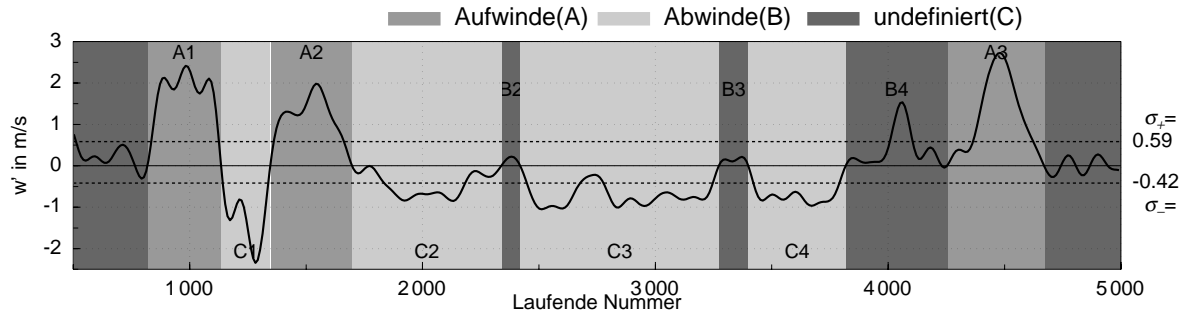


Abbildung 27: Beispiel für eine tiefpassgefilterte Messung der Vertikalwindgeschwindigkeit w mit dem Forschungsflugzeug DO 128 (Flug 3105_1, Abschnitt 2A). Bereiche $\leq 0 \text{ m s}^{-1}$, in denen der Mittelwert der Vertikalgeschwindigkeit die Schwellenwerte σ_{\pm} übertrifft, werden als Aufwinde (mittelgrau schattiert) bzw. Abwinde (hellgrau) markiert. Dazwischen liegen Bereiche schwacher und daher nicht selektierter Vertikalwinde (dunkelgrau). In Bereich B4 ist z. B. die maximale Aufwindgeschwindigkeit zwar größer als der Schwellenwert, für den Mittelwert des Bereichs gilt jedoch $\bar{w} < \sigma_+$.

die Vertikalwindgeschwindigkeit. Sie wird in einer Reihe verschiedener Studien benutzt (z.B. Greenhut und Khalsa, 1982; Young, 1988b).

Die Zeitserien werden zunächst anhand des Vorzeichens von w in Bereiche von Auf- und Abwinden eingeteilt. Die Wahl eines Schwellenwertes berücksichtigt, dass das Messflugzeug die Strukturen meist nicht zentral durchfliegt. Rand- oder Übergangsbereiche zwischen zwei Gebilden, in denen nur eine geringe Vertikalgeschwindigkeit herrscht, werden so aussortiert. Teile der Zeitreihen werden als zugehörig zu einer Struktur eingestuft, wenn der Betrag des Mittelwertes der Vertikalgeschwindigkeit eines zusammenhängenden Bereiches mit $w \leq 0 \text{ m s}^{-1}$ die Standardabweichung von w des gesamten Flugabschnitts übertrifft. Die Wahl von $\sigma_{w_{\pm}}$ als Schwellenwert berücksichtigt den unterschiedlichen Grad der Turbulenz bei unterschiedlichen Messungen (Young, 1988b). In die Bestimmung der Standardabweichung geht jeweils der positive bzw. negative Anteil der Zeitreihe ein.

$$\sigma_{\pm}(w) = \sqrt{\frac{1}{N_{\pm}} \sum_1^{N_{\pm}} w'_{\pm}{}^2} \quad \text{mit} \quad w'_{\pm} = w' \geq 0 \quad (20)$$

N_{\pm} ist die Anzahl der Datenpunkte von w'_{\pm} . Die Berechnung der Standardabweichungen erfolgt für jeden Flugabschnitt separat. Die normierten Schwellenwerte sind in der oberen Hälfte der Grenzschicht etwas niedriger und nehmen mit der Annäherung an die Grenzschichtinversion schnell ab (Abbildung 28). In allen Höhenbereichen gilt die Beziehung $\sigma_+(w) > \sigma_-(w)$, da die Konvektion in der Grenzschicht aus größeren Be-

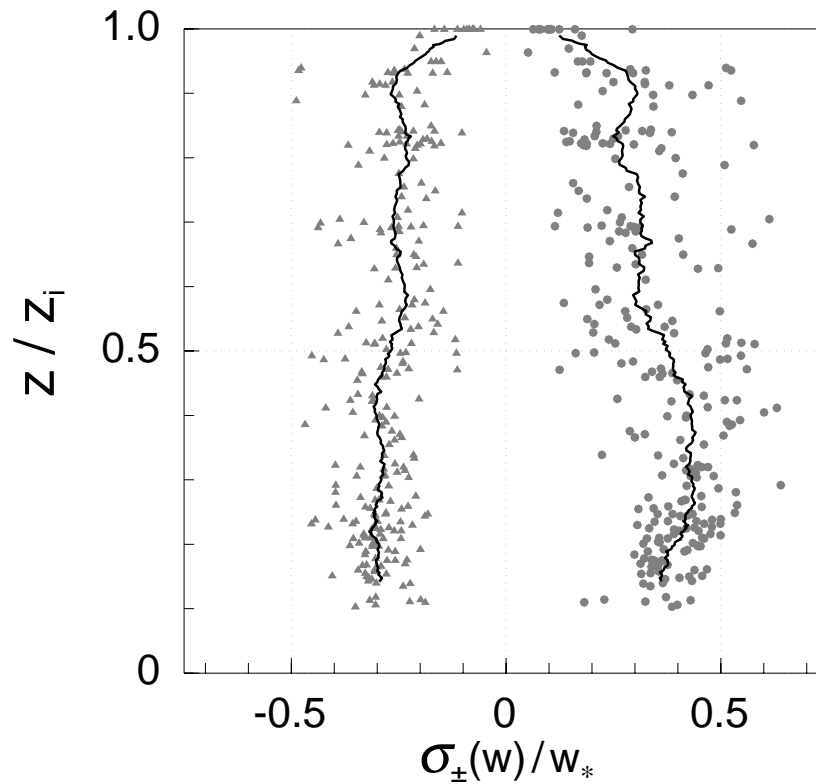


Abbildung 28: Vertikalprofil der mit w_* normierten Schwellenwerte σ_+ (Punkte) bzw. $-\sigma_-$ (Dreiecke) für die Detektion von konvektiven Strukturen. Die schwarze Linie zeigt den jeweiligen Mittelwert an.

reichen schwacher Abwinde und dazwischen eingelagerten starken Aufwinden besteht. Die Verteilung der Vertikalwindgeschwindigkeit besitzt daher typischerweise eine positive Schiefe und einen negativen Modalwert, die größten Geschwindigkeiten und damit auch Schwellenwerte treten jedoch in den Aufwinden auf.

6.1.2 Detektion der Strukturen

Die konvektiven Wirbel stellen nur einen Teilbereich des Spektrums dar. Um sie zu isolieren, muss der mesoskalige Anteil sowie der Einfluss der mikroskaligen Turbulenz entfernt werden. Ersteres geschieht mit einer linearen Trendentfernung, die den konvektiven Beitrag intakt lässt. Die kleinskalige Turbulenz überlagert die identifizierten Strukturen und ihre Umgebung in Form kurzer Fluktuationen. Deren Amplitude kann so groß sein, dass eine Unterbrechung größerer Aufwindstrukturen entsteht und diese als mehrere Teile erscheinen. Die Anwendung eines Tiefpassfilters (Young, 1988b), die Definition einer minimalen Länge, die eine Struktur aufweisen muss (Greenhut und Khalsa, 1982)

oder eine Kombination aus beidem (Williams und Hacker, 1992; Hasel et al., 2005) verringert solche Effekte. Eine Tiefpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von 1 Hz glättet die Zeitreihe der Vertikalwindgeschwindigkeit. Alle Abschnitte $w \lesssim 0 \text{ m s}^{-1}$, in denen die über den betreffenden Bereich gemittelte Vertikalgeschwindigkeit $\overline{w'}$ den Schwellenwert σ_{\pm} über- bzw. unterschreitet, werden als Auf- bzw. Abwindgebiete eingestuft³. Nach dem Ausschluss von Strukturen, deren Ausdehnung auf der Zeitskala 0.5 s unterschreitet (dies entspricht bei einer mittleren Fluggeschwindigkeit von 65 m s^{-1} einer Länge von weniger als 35 m), werden angrenzende Bereiche mit gleichem Vorzeichen zusammengefasst. Dies vermeidet eine Spaltung der Strukturen durch kurze Fluktuationen. Als Ergebnis resultiert eine Indikatorserie, mit der die ungefilterte Zeitserie von w in drei Bereiche eingeteilt wird: in Aufwind- und Abwindgebiete sowie nicht selektierte Bereiche, in denen $\overline{w'} < \sigma$ gilt (Abb. 27). Die Zuordnung von Temperatur, Feuchte und Spurenstoffen zu den Auf- und Abwinden erfolgt ebenfalls anhand dieser Indikatorserie.

6.2 Mittlere Eigenschaften

Die Eigenschaften konvektiver Strukturen werden traditionell über einen Flugabschnitt gemittelt untersucht. Ziel ist die Untersuchung der mittleren Eigenschaften von Auf- und Abwinden und der von ihnen transportierten Größen (Williams und Hacker, 1992; Hasel et al., 2005). Auch die mittleren horizontalen Ausdehnungen und Flächenanteile konvektiver Elemente lassen sich auf diese Weise ermitteln. Die Anzahl N von konvektiven Strukturen pro Weglänge folgt aus

$$N = \frac{n}{t_{\text{Abs}}TAS} = \frac{n}{l_{\text{Abs}}}, \quad (21)$$

wobei n für die gesamte Zahl der entdeckten Strukturen, t_{Abs} für die Zeit, die gebraucht wird um den Flugabschnitt der Länge l_{Abs} zu befliegen und TAS für die mittlere Geschwindigkeit des Flugzeugs steht. Die mittlere Größe von Auf- und Abwinden

$$d = \frac{TAS \sum_i t_i}{n}, \quad (22)$$

berechnet sich mit t_i als der Dauer des i ten Auf- oder Abwindes. Anzahl und Größe werden jeweils mit der Grenzschichthöhe z_i normiert. Das Produkt beider Größen $d \cdot N$

³Die Mittelung bezieht sich nur auf den Bereich eines Auf- oder Abwindes, nicht auf den gesamten Flugabschnitt wie in den vorherigen Kapiteln!

repräsentiert den Flächenanteil, den die Strukturen einnehmen. Aus Messungen in verschiedenen Höhen ergeben sich Profile dieser Variablen, die einen Eindruck geben von der Verteilung der Aufwinde und der sie umgebenden Abwinde.

Die mittlere horizontale Ausdehnung der detektierten feuchten Aufwinde schwankt je nach Flugabschnitt zwischen $d = 0.20$ bis $0.7 z_i$, die überwiegende Zahl der Messungen liegt aber im Bereich 0.2 bis $0.4 z_i$ (Abb. 29 a). Die untere Grenze wird vom Auswahlkriterium $\overline{w'} > \sigma_+$ diktiert - Aufwinde dieser Stärke haben im Mittel also mindestens eine Ausdehnung von einem Fünftel z_i . Die maximal auftretenden Größen wachsen bis zur Mitte der Grenzschicht mit zunehmender Höhe etwa linear an. Im unteren Teil der Grenzschicht scheint somit der Abstand von der Oberfläche der limitierende Faktor der Wirbelgröße zu sein, während oberhalb davon dieser Einfluss nicht mehr feststellbar ist.

Ein ähnliches Verhalten weist auch die Anzahl der Strukturen pro Weglänge auf (Abb. 29 b). Im Höhenbereich von 0.1 bis $0.5 z/z_i$ geht die Zahl konvektiver Elemente beständig zurück von $Nz_i = 1.3$ auf etwa 0.4 Aufwinde auf einer der Grenzschichthöhe entsprechenden horizontalen Strecke. Entweder besitzen etwa zwei Drittel der Aufwinde in diesem Bereich nicht genügend Auftrieb, um bis in den mittleren Bereich der Grenzschicht vorzudringen, oder mehrere kleinere Wirbel schließen sich zu größeren zusammen (Williams und Hacker, 1993). Da der Flächenanteil der feuchten Aufwinde insgesamt zwar sichtbar, aber deutlich schwächer zurück geht als ihre Anzahl (Abb. 29 c), scheinen beide Prozesse wirksam, das Zusammenwachsen aber dominant zu sein. Feuchte Aufwinde sind in der untersten Mischungsschicht auf 20 bis 30 % der Fläche zu finden und nehmen in der Mitte der Grenzschicht noch 10 bis 20 % des Gebiets ein. Diese Ergebnisse sind qualitativ konsistent mit den Untersuchungen von Greenhut und Khalsa (1987). Die quantitativen Unterschiede lassen sich hauptsächlich auf die verschiedenen Schwellenwerte zur Identifizierung von Konvektionselementen zurück führen. Bei einem niedriger angesetzten Schwellenwert von $\sigma_{\pm}/2$, wie in der Veröffentlichung von Greenhut und Khalsa (1987), werden mehr Aufwinde erfasst. Somit ist Nz_i erwartungsgemäß größer und die mittlere Ausdehnung der Strukturen d/z_i geringer. Beim Produkt $d \cdot N$ heben sich diese beiden Effekte auf. Das Profil aus den Literaturwerten stimmt vor allem im oberen Teil der PBL recht gut mit den hier erzielten Werten überein. Ohne Definition eines Schwellenwertes wird die Zeitserie von w nur nach dem Vorzeichen aufgespalten; so ermittelte Flächenanteile, wie bei Young (1988b), sind deutlich größer und nicht mit den Werten hier vergleichbar. Auch bei der Benutzung eines anderen Kriteriums zur Auswahl konvektiver Strukturen, wie

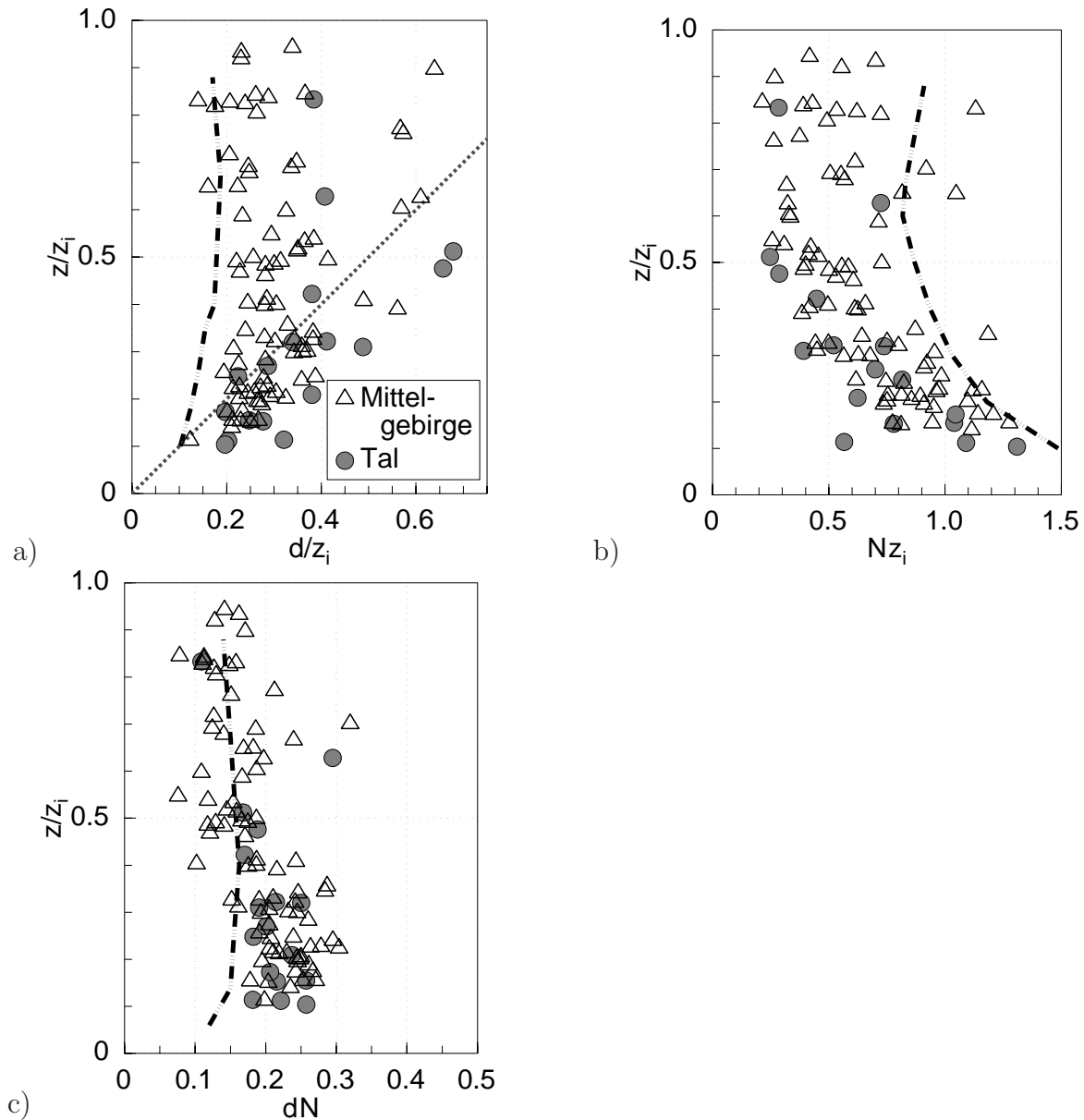


Abbildung 29: Vertikalprofile der normierten mittleren Größen feuchter Aufwinde d/z_i (a), ihrer Anzahl pro Weglänge $N z_i$ (b) und der Anteil an der Gesamtwegstrecke dN (c). Die eingezeichneten strich-punktierten Linien stammen aus der Veröffentlichung von Greenhut und Khalsa (1987). Die gestrichelte Linie in Abb. (a) repräsentiert $d = z$.

z. B. über die Feuchte bei Lenschow und Stephens (1980), ergeben sich völlig verschiedene Größenordnungen.

Im oberen Teil der Grenzschicht verringert sich die Höhenabhängigkeit. Der Abstand zwischen zwei großen konvektiven Aufwinden entspricht hier aufgrund von $Nz_i \approx 0.5$ bis 1 dem ein- bis zweifachen der Grenzschichthöhe. Im Bergland ist eine Veränderung der mittleren Strukturgrößen zu erwarten. Einerseits sollte die kleinskaligere Variabilität der Oberflächeneigenschaften, zumindest im unteren Bereich der Grenzschicht, Strukturen geringerer Ausdehnung bevorzugen. Andererseits könnte der größere Strahlungsantrieb bei der Sonne zugewandten Flächen stärkere Temperaturdifferenzen zu abgeschatteten Hängen verursachen. Ein größerer Beitrag der Scherung in heterogenem Gelände könnte Strukturen einer bestimmten, von der Orographie abhängigen Größe begünstigen. Aus den Ergebnissen für die Eigenschaften mittlerer konvektiver Elemente lässt sich kein klarer Unterschied zwischen dem Verhalten über flachem Gelände und dem Schwarzwald erkennen. Die Strukturen über dem Tal scheinen aber etwas größer und weniger zahlreich zu sein.

Die Beschränkung der Betrachtungen auf feuchte Aufwinde und trockene Abwinde wird i.A. damit begründet, dass sie den größten Anteil der Vertikalwinde ausmachen (Greenhut und Khalsa, 1982) und den größten Beitrag zum turbulenten Transport liefern (Greenhut und Khalsa, 1987). Tatsächlich tragen sie zwischen 50 % im unteren Drittel und etwa 35 % im obersten Teil der Grenzschicht zum aufwärts gerichteten Anteil von $w'm'$ bei (Abb. 30). Die von der aufwärts gerichteten Strömung bedingte, kompensierende Abwärtsbewegung ist meist trockener als ihre Umgebung und verursacht daher ebenfalls einen positiven Feuchtefluss. Trockene Abwinde haben im Mittel einen Anteil von etwa 35 % am Feuchtetransport im unteren Teil und zwischen 25 und 30 % im oberen Teil der Mischungsschicht. Zusammen bestreiten diese beiden Klassen von Auf- und Abwinden in der unteren Hälfte der Grenzschicht über 80 % des gesamten Transports. Trockene Aufwinde und feuchte Abwinde spielen mit einem Anteil von jeweils unter 5 % fast keine Rolle. In der oberen Hälfte geht der Beitrag der beiden dominanten Klassen dagegen kontinuierlich zurück von etwa 75 % auf nur noch 60 % im obersten Teil. Dort ist die Streubreite mit ± 20 % enorm. Die starke Abnahme wird größtenteils durch den geringeren Anteil der Abwinde verursacht, während die feuchten Aufwinde bei Annäherung an den Oberrand eher wieder mehr beitragen. Nur die stärksten Aufwinde können bis hierher vordringen, besitzen dann aber eine im Vergleich zur Umgebung ausgezeichnete Feuchte. Bei einigen Flugabschnitten tragen hier auch die beiden untergeordneten Klassen signifikant bei. Dies ist ein Anzeichen

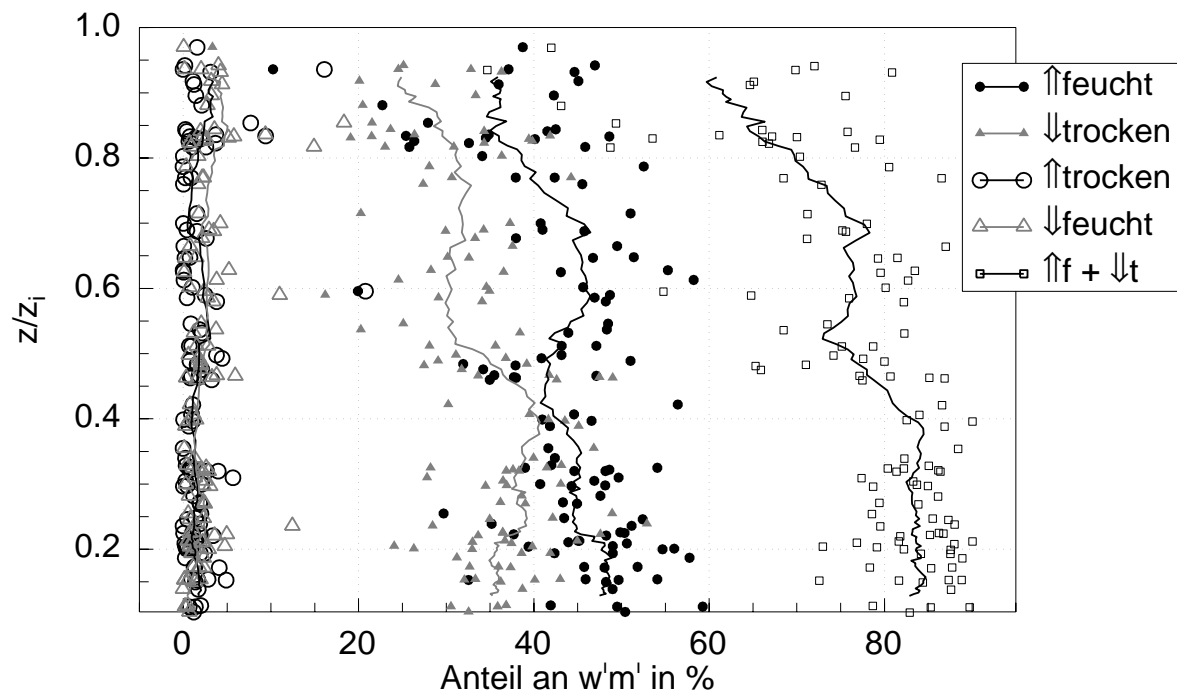


Abbildung 30: Anteil der verschiedenen Auf- (\uparrow) und Abwindklassen (\downarrow) am aufwärts gerichteten Anteil des turbulenten Transports von Feuchte ($w'm'_+ = w'm' > 0$). Die Summe des Beitrags von feuchten Auf- und trockenen Abwinden markieren offene Quadrate. Die durchgezogenen Linien zeigen den Mittelwert der jeweiligen Gattung.

dafür, dass in diesem Teil der Grenzschicht, der am stärksten von Entrainment beeinflusst wird, zusätzliche Prozesse, wie das Zurücksinken von Aufwindstrukturen aus der stabilen Inversion, wirksam sind (Kap. 5.3). Der verringerte Anteil der Strukturen mit starken Vertikalwinden zeigt außerdem, dass hier schwächere Wirbel ebenfalls zum Entrainment- und Transportprozess beitragen. Überraschend ist der Rückgang des mit den trockenen Abwinden verknüpften Transports im oberen Teil der Grenzschicht. Die hier wirksamen Entrainmentprozesse, bei denen trockene Luft der freien Atmosphäre nach unten gemischt wird, ließen eher eine größere Rolle der Abwinde erwarten.

6.3 Einzelheiten konvektiver Strukturen

Auf- und Abwinde sind in der Grenzschicht weder gleichmäßig verteilt noch sind die verschiedenen Größen immer in der gleichen Weise korreliert. Zusätzlich ist das Ergebnis der Messung entlang des geradlinigen Flugwegs stark davon abhängig, ob z. B. ein Aufwind an seinem Rand oder im Zentrum durchflogen wird. Dies kommt besonders im oberen Teil der Grenzschicht zum tragen, wo die Strukturen größere Abstände

aufweisen und somit seltener „getroffen“ werden. Statt der Betrachtung der mittleren Eigenschaften auf einem Flugabschnitt ist es sinnvoller, die Strukturen aller Flugabschnitte gemeinsam zu betrachten. Hierzu wurden, analog zum Vorgehen im vorherigen Abschnitt, alle Strukturen anhand ihrer Höhe, Vertikalgeschwindigkeit und Feuchte klassifiziert. Statt der Mittelung über einen Flugabschnitt folgen aus der Synopsis aller konvektiven Elemente Häufigkeitsverteilungen einer bestimmten Eigenschaft der verschiedenen Klassen, in Abhängigkeit von der Grenzschichthöhe. In dieser Gesamtstatistik zeigen sich die Charakteristika der Strukturen deutlich detaillierter. Die betrachteten Größen werden normiert, um die Daten aus verschiedenen IMPs gemeinsam untersuchen zu können.

6.3.1 Häufigkeitsverteilungen

Die Häufigkeitsverteilung der mit der konvektiven Skalierungsgröße w_* (Kap. 5.1.1) normierten mittleren Vertikalwindgeschwindigkeit in feuchten Aufwinden zeigt im Rheintal das erwartete Maximum der Vertikalgeschwindigkeit in der Mitte der Grenzschicht. Fast die Hälfte aller Aufwinde hat hier Geschwindigkeiten zwischen 0.7 und 0.9 w/w_* (Abb. 31). Bezogen auf den Wert in der unteren Mischungsschicht verdoppelt sich die Geschwindigkeit in den Aufwinden. Praktisch keine Aufwinde, die schwächer als 0.2 w/w_* sind, übertreffen das Auswahlkriterium σ_+ . Die Strukturen beschleunigen aufgrund ihres Auftriebs bis zur Mitte der Grenzschicht und gewinnen Impuls hinzu. In der unteren Hälfte der Grenzschicht weist die Mehrzahl der Aufwinde auch einen positiven Wert von $\overline{\theta'}$ von 0 bis 0.1 K und damit eine höhere Temperatur als ihre mittlere Umgebungsluft auf (Abb. 32). Mit dieser positiven Korrelation verknüpft ist der turbulente Transport fühlbarer Wärme. In den unteren 70 % der Grenzschicht transportieren etwa die Hälfte aller feuchten Aufwinde Wärme in der Größenordnung von 0 bis 0.1 $\text{m s}^{-1} \text{ K}$ (Abb. 33). Der Schwerpunkt der Verteilung verschiebt sich aber kontinuierlich hin zu kleineren und schließlich negativen Werten, entsprechend den Feststellungen zum fühlbaren Wärmefluss in Kapitel 4. Die Streuung nimmt zunächst mit der Höhe ab und im oberen Teil wieder zu⁴. Der Vergleich mit dem Schwarzwald zeigt vor allem zwei Unterschiede: Die Spannweite der auftretenden Werte von $\overline{w'\theta'}$ ist zum einen deutlich größer. In jeder Höhe treten Aufwinde auf, deren Korrelation

⁴Hier und bei allen weiteren Betrachtungen zu den Eigenschaften der konvektiven Strukturen über dem Rheintal muss die geringe Datendichte im oberen Drittel der Mischungsschicht berücksichtigt werden. Bei allen anderen Höhen und im gesamten Höhenbereich über dem Schwarzwald basieren die Folgerungen auf einer großen Zahl eingehender Strukturen und sind daher auch statistisch signifikant.

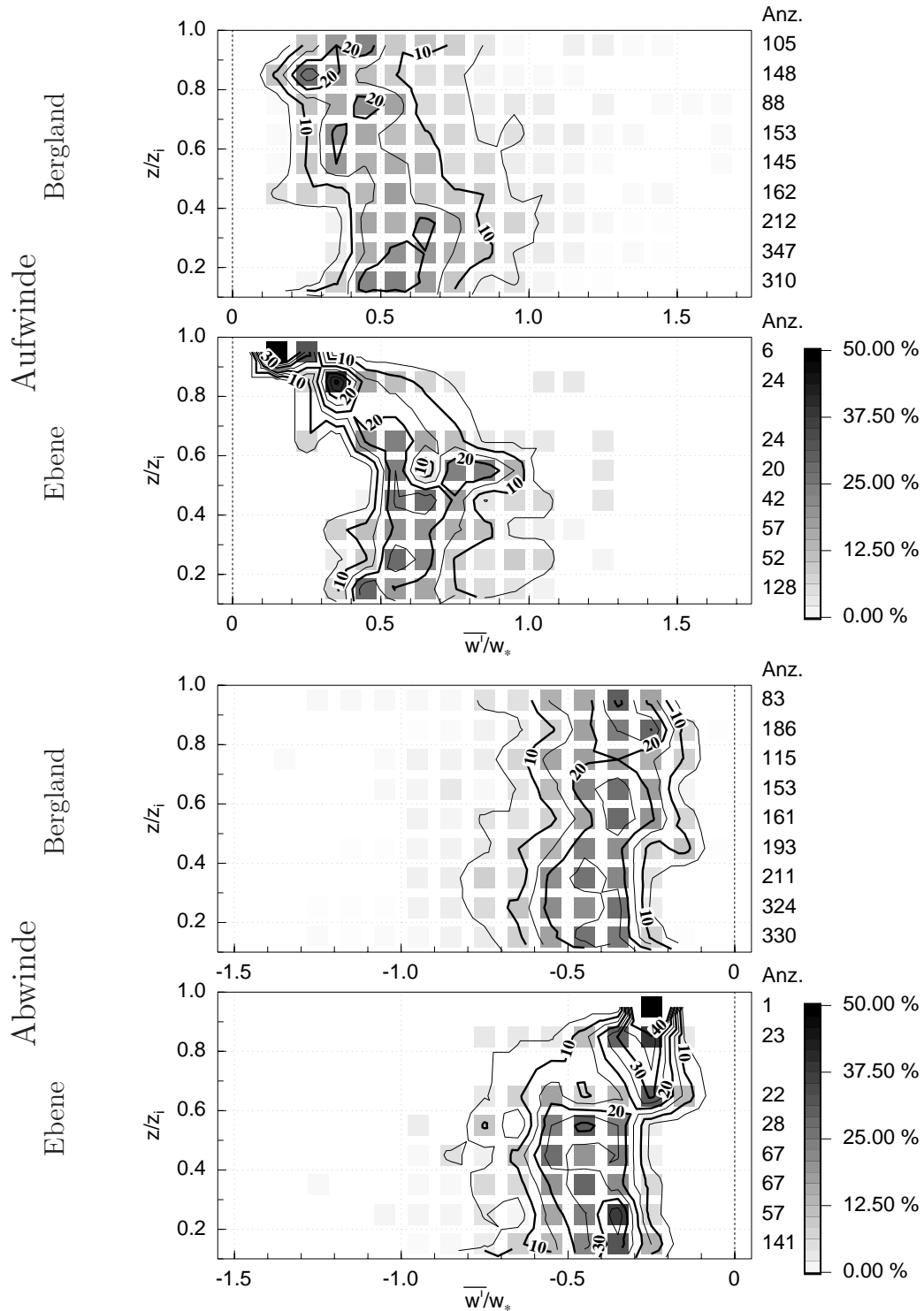


Abbildung 31: Häufigkeit der normierten mittleren Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}/w_* in feuchten Aufwinden und trockenen Abwinden in Prozent aller Strukturen, deren Anzahl rechts angegeben ist, dieser Klasse und Höhe, jeweils für Schwarzwald und Rheintal.

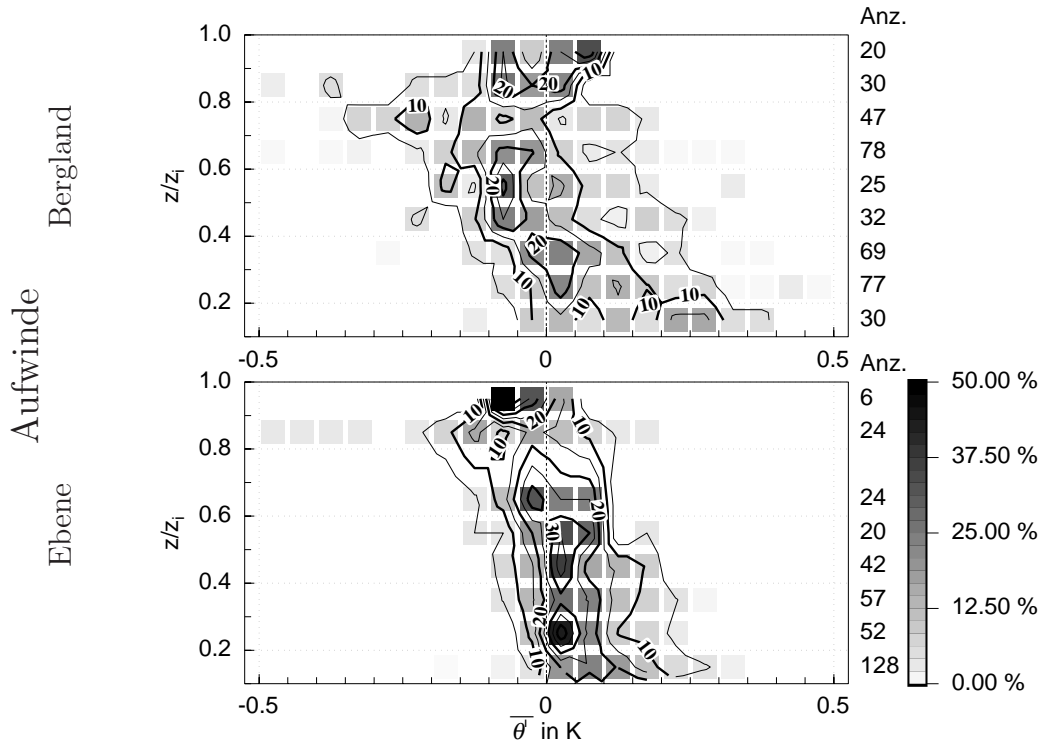


Abbildung 32: Wie Abb. 31 für die Häufigkeit der potentiellen Temperatur $\bar{\theta}'$ in Aufwinden.

eine starke Abweichung zum Modalwert besitzt. Zum anderen tritt der Schwerpunkt der Verteilung bereits unterhalb der Grenzschichtmitte in den negativen Bereich ein. Die Mehrzahl der Aufwinde ist nur in den unteren 40 % der Grenzschicht positiv mit der Temperatur korreliert, obwohl die Ausgangswerte von $\overline{w'\theta'}$ im Höhenbereich 0.1 bis 0.2 z/z_i höher liegen als im Flachland. Auch die Temperaturdifferenz zwischen Aufwinden und mittlerer Umgebung nimmt über dem Mittelgebirge deutlich schneller ab (Abb. 32). Die Form der Profile von $\bar{\theta}'$ und $\overline{w'\theta'}$ ähnelt sich.

Der Verlust an positiver Korrelation und positivem $\bar{\theta}'$ geht einher mit einer Abnahme der Vertikalgeschwindigkeit, die im Vergleich zum Flachland bereits in tieferem Niveau einsetzt (Abb. 31). Die maximalen Geschwindigkeiten liegen im Höhenbereich zwischen 0.2 und 0.4 z/z_i und sind geringfügig größer als im Rheintal. In der mittleren Mischungsschicht sinken sie aber bereits wieder unter die Werte an deren unteren (durch die Messung erfassten) Ende. Interessant ist der Anstieg der Geschwindigkeiten am Oberrand der Grenzschicht. Offensichtlich können in diesen Bereich nur die stärksten Aufwinde vordringen, während die Aufwindstärken zwischen 0.2 und 0.3 $\overline{w'}/w_*$, die im Höhenintervall unterhalb zwischen 0.8 und 0.9 z/z_i noch am häufigsten sind, kaum noch vorkommen.

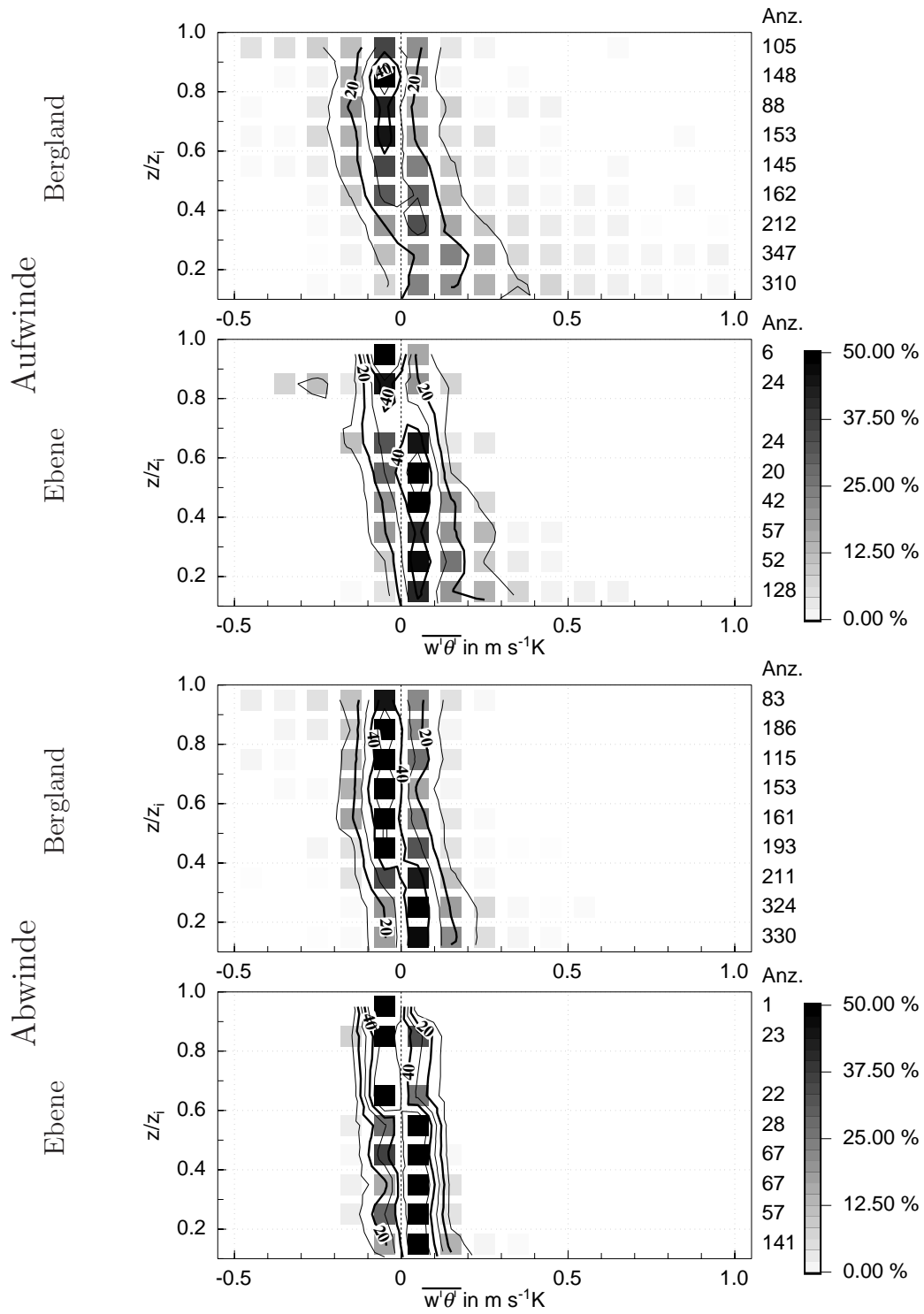


Abbildung 33: Wie Abb. 31 für die Häufigkeit des turbulenten Wärmetransports $\overline{w'\theta'}$.

Der Transport latenter Wärme in feuchten Aufwinden ist trivialerweise in allen Höhen positiv. Gut die Hälfte der Aufwinde transportiert in der unteren PBL Feuchte in einer Größenordnung von 0.15 oder $0.2 \text{ m s}^{-1} \text{ g kg}^{-1}$ (Abb. 34); allerdings existiert ein breiter Übergangsbereich bis $0.4 \text{ m s}^{-1} \text{ g kg}^{-1}$, in dem noch viele Wirbel liegen. In der oberen Hälfte gibt es viel weniger Aufwinde, die diese Größenordnung des Feuchteflusses aufweisen. Im Rheintal steigt die Zahl von Wirbeln, in denen nur noch eine geringe Korrelation zwischen Feuchte und Vertikalwindgeschwindigkeit existiert, stark an. Über dem Mittelgebirge dagegen erhöht sich diese Zahl - mit der Ausnahme des Höhenbereichs 0.8 bis $0.9 z/z_i$ - nicht signifikant. Dagegen weitet sich die Verteilung, und mehr Aufwinde mit starkem Feuchtetransport treten auf.

Auch trockene Abwinde haben bedeutenden Anteil am turbulenten Vertikaltransport von Wärme und Feuchte. Das Profil ihrer Vertikalwindgeschwindigkeit gleicht bis auf das Vorzeichen dem der Aufwinde, nur sind die Beträge der Geschwindigkeiten niedriger. Die stärkste abwärts gerichtete Strömung existiert im Rheintal in der Mitte der Grenzschicht, während dieser Bereich über dem Schwarzwald tiefer liegt (Abb. 31). Dadurch ähneln auch die Flüsse $\overline{w'\theta'}$ und $\overline{w'm'}$ stark den Charakteristika der Aufwinde. Kleinere Unterschiede zeigen sich in der schmaleren Verteilung von $\overline{w'\theta'}$ (Abb. 33). In die untere Hälfte der Grenzschicht dringen hauptsächlich die Abwinde vor, die positiv zum Strom fühlbarer Wärme beitragen. Der Betrag ist aber deutlich niedriger als bei den feuchten Aufwinden. Dagegen tragen sie zum Feuchtefluss, vor allem in der Mittelgebirgsregion, in der gleichen Größenordnung bei wie die Aufwinde. Die Abhängigkeit von der Höhe ist außerdem, bis auf das auch bei den Aufwinden ausgezeichnete Niveau von 0.8 bis $0.9 z/z_i$, geringer.

6.3.2 Spurenstoffe

Der Transport von Stickoxiden im Schwarzwald, wo an den Messtagen fast durchweg niedrige Konzentrationen auftraten (Kap. 4.3), ist sowohl in Auf- als auch Abwinden generell gering (Abb. 35). Etwa 80% der Strukturen transportieren weniger als $\pm 0.1 \text{ m s}^{-1} \text{ ppb}$. Im höher belasteten Rheingraben sind die Konzentrationen in den konvektiven Strukturen entsprechend der heterogenen Quellverteilung in Bodennähe sehr variabel. Transporte finden nach oben und unten statt, insgesamt ist der aufwärts gerichtete Fluss aber etwas bevorzugt. Die Stickoxide werden durch die Aufwinde von den Quellen weg transportiert, während die Abwinde NO_x -arme Luft abwärts befördern. Der Transport beschränkt sich hauptsächlich auf die untere Hälfte der Grenzschicht, im oberen Teil ist $\overline{w'NO'_x}$ bei den meisten Auf- und Abwinden sehr gering. Dieses Verhalten

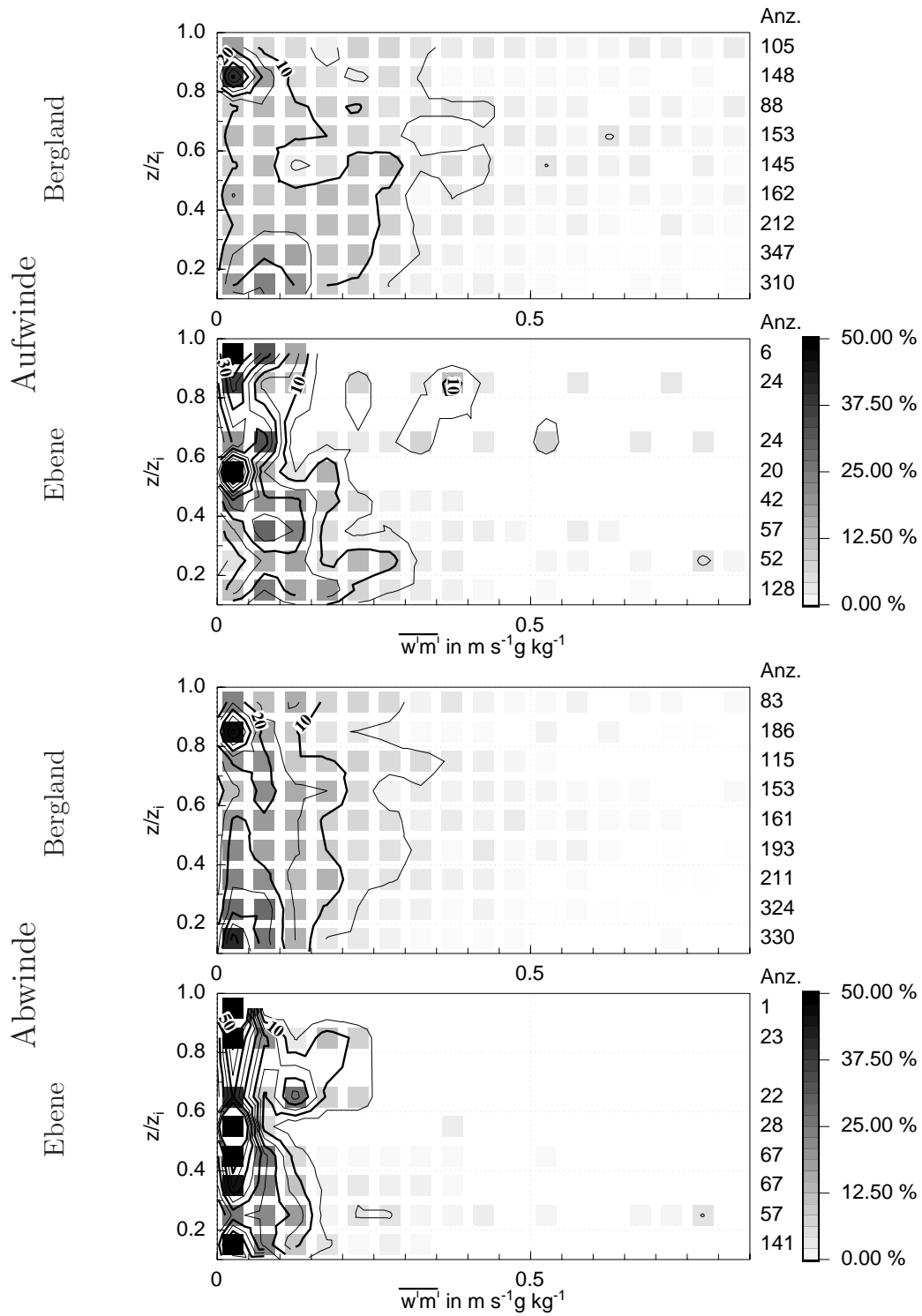


Abbildung 34: Wie Abb. 31 für die Häufigkeit des turbulenten Feuchtetransports $\overline{w'm'}$.

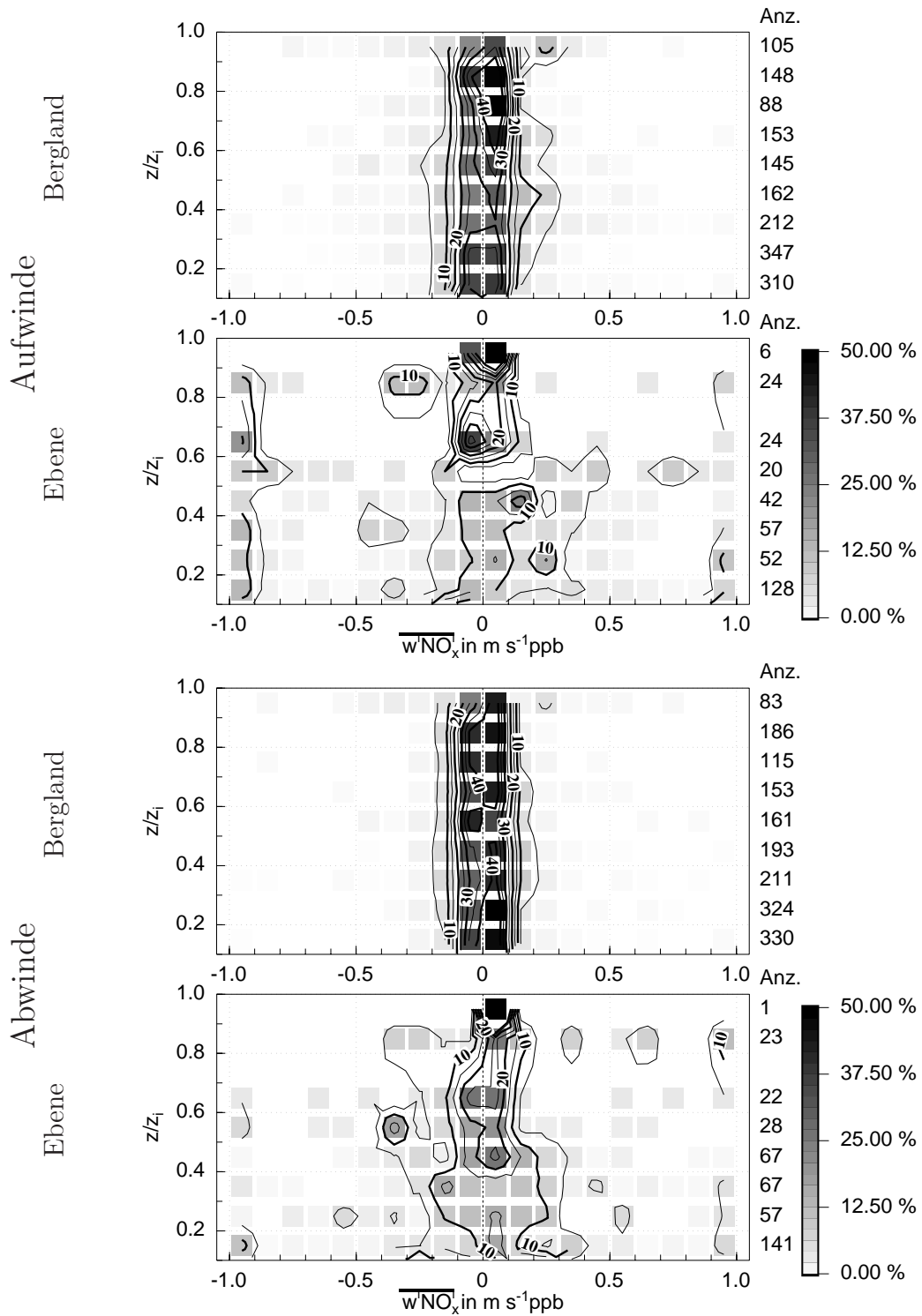


Abbildung 35: Wie Abb. 31 für die Häufigkeit des turbulenten Stickoxidtransports $\overline{w'NO_x}$.

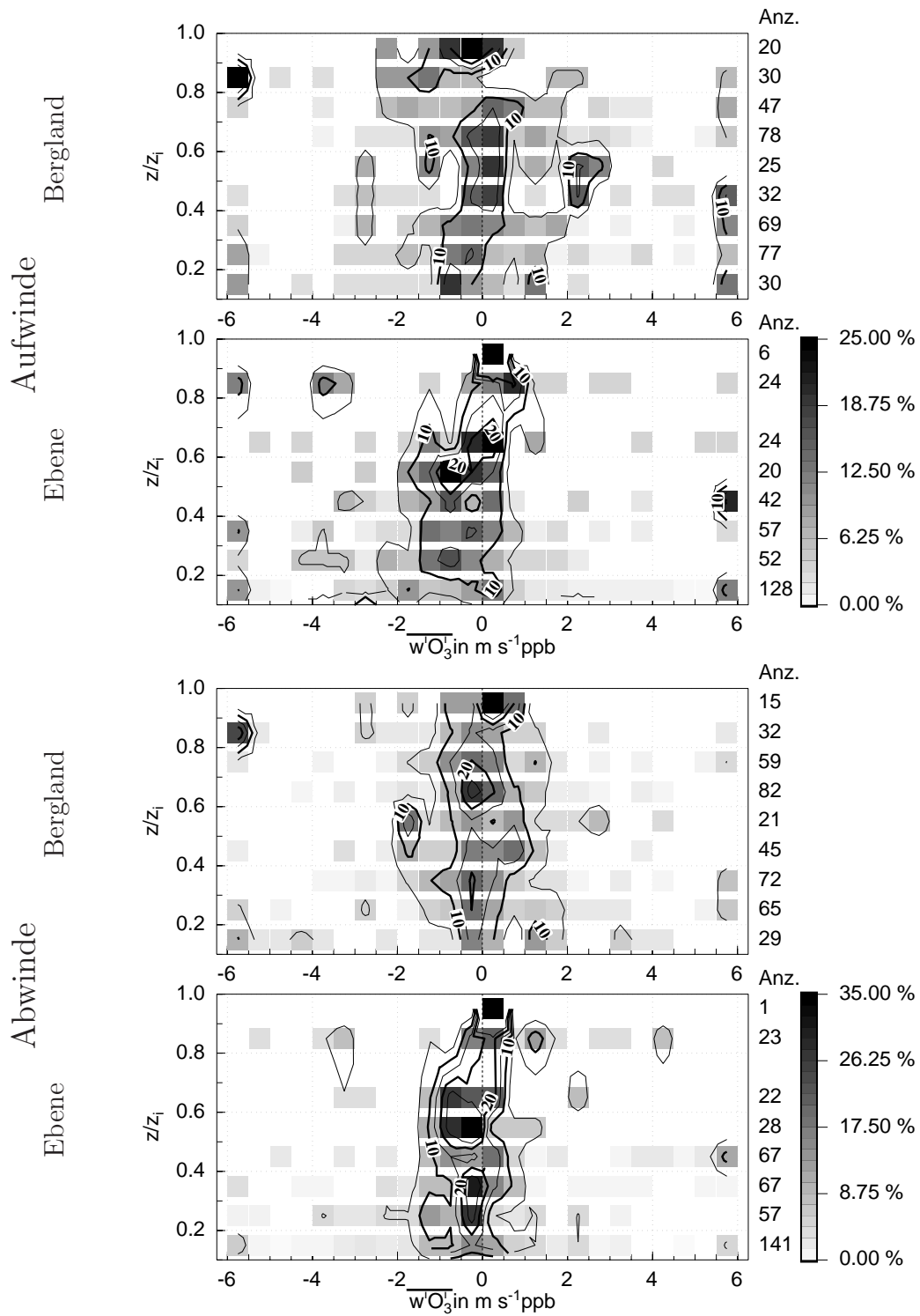


Abbildung 36: Wie Abb. 31 für die Häufigkeit des turbulenten Ozontransports $\overline{w'O_3}$.

zeigt sich auch beim Ozon. Das Vertikalprofil von $\overline{w'O_3}$ wird trotz der sehr variablen Quellsituation, die neben den chemischen Vorläufersubstanzen auch von den meteorologischen Bedingungen abhängig ist, eindeutig von der Senke an der Erdoberfläche dominiert. Der Transport im Rheintal ist primär abwärts gerichtet und die Variabilität nimmt mit der Annäherung an den Boden zu (Abb. 36). Auch im Schwarzwald führen die Aufwinde ozonarme Luft von der Oberfläche weg und die Abwinde führen ozonreichere zu, generell ist die Schwankungsbreite der auftretenden Werte von $\overline{w'O_3}$ deutlich breiter. Im mittleren Teil der PBL kehrt sich die Transportrichtung vor allem der Aufwinde um, ihr Gehalt an Ozon ist höher als in der Umgebung. Auffällig ist die erneute Änderung in den obersten Schichten. Hierbei spielt sicherlich das Entrainment eine wichtige Rolle, mit dem die im Falle der VERTIKATOR-IMPs oft ozonreiche Luft von oberhalb der PBL eingemischt wird und so die Konzentration erhöht. Bei beiden Spurenstoffen trägt der Hauptteil der Auf- und Abwinde in der Größenordnung zum Transport bei, der auch bei dem durch Mittelung über den gesamten Flugabschnitt berechneten Fluss festgestellt wird - etwa $0.4 \text{ m s}^{-1} \text{ ppb}$ für NO_x und $1 \text{ m s}^{-1} \text{ ppb}$ für O_3 . Ein bedeutender Teil der vertikalen Strukturen befördert aber die Spurenstoffe auch deutlich effektiver; drei- bis fünffache Werte der Flüsse sind in ihnen keine Seltenheit.

6.3.3 Größe konvektiver Elemente

Die Gesamtstatistik liefert auch Hinweise auf Unterschiede in der Ausbildung der Konvektion in Abhängigkeit von der Topographie. Im unteren Drittel der Mischungsschicht, das noch stark von der Nähe zur Oberfläche beeinflusst ist, verhalten sich die Strukturgrößen gleich. Die häufigsten Wirbel besitzen eine Ausdehnung, die gerade dem Abstand zur Oberfläche entspricht (Abb. 37). Dies bedeutet aber nicht, dass keine größeren Strukturen entstehen; zahlreiche Wirbel besitzen Durchmesser d , die bis etwa $d/z_i = 0.4$ bis 0.6 reichen. Oberhalb einer Höhe von $0.4 z_i$, im Schwarzwald auch schon etwas tiefer, entkoppelt die Strukturgröße vom Abstand zum Boden. Und hier zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen Rheintal und Schwarzwald. In der Mitte der Grenzschicht sind die am häufigsten vorkommenden Aufwinde im Flachland mit $d/z_i = 0.2$ bis 0.4 etwa doppelt so groß wie jene im Mittelgebirge mit $d/z_i = 0.1$ bis 0.2 . Die stärkere Heterogenität der Topographie scheint hier bei dem größten Teil der Wirbel die Ausbildung großer Strukturen zu behindern; ein geringer Teil der Aufwinde wächst aber dennoch zu Breiten von 0.6 bis $0.8 z_i$ heran. Die Ausdehnung der Abwinde verhält sich in etwa ähnlich, nur sind die Abwinde generell leicht größer und überdecken ein breiteres Größenspektrum.

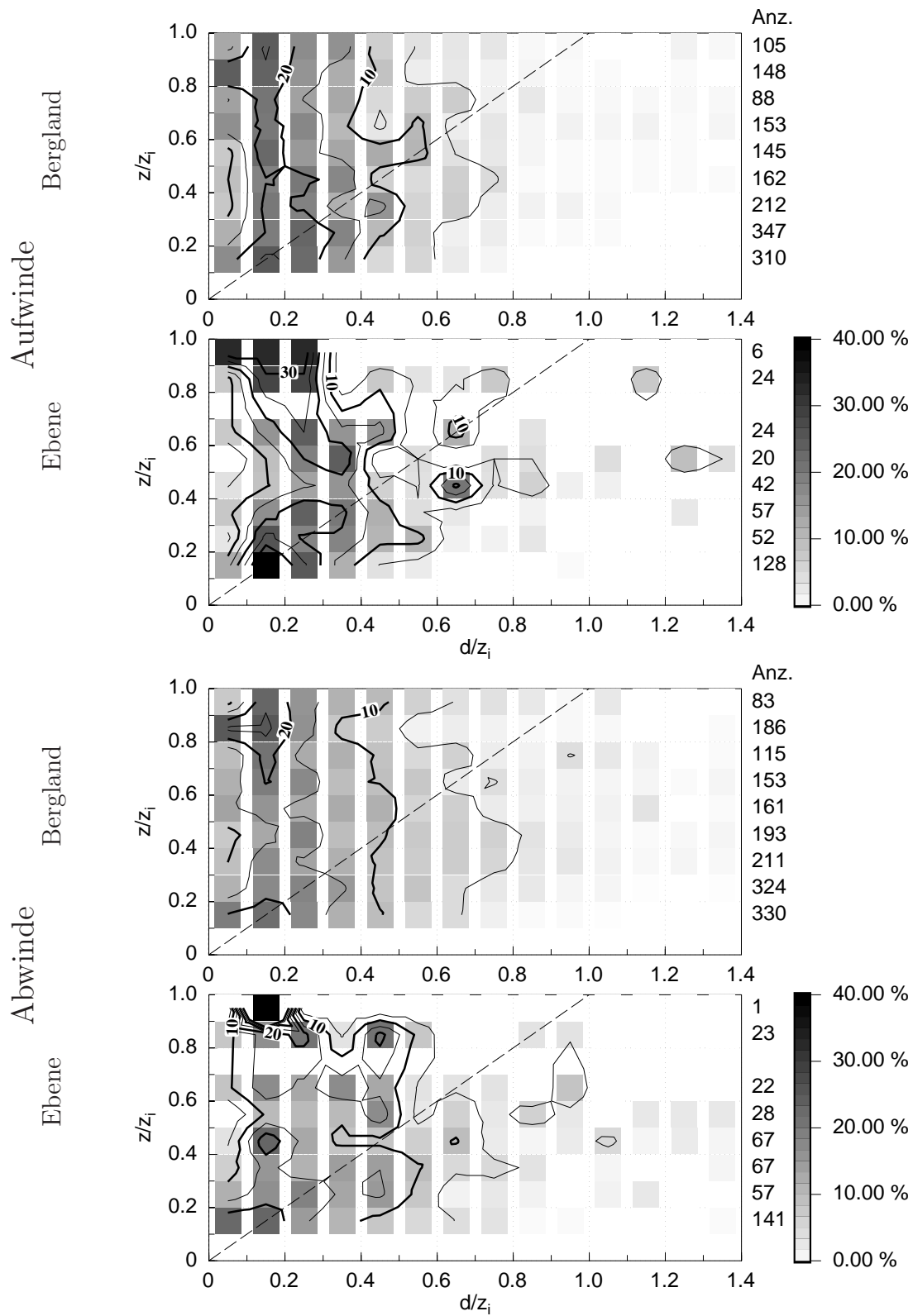


Abbildung 37: Wie Abb. 31 für die Häufigkeit der normierten horizontalen Ausdehnung d/z_i konvektiver Strukturen.

Im Unterschied zu d/z_i gleichen sich die Flächenanteile, die feuchte und trockene

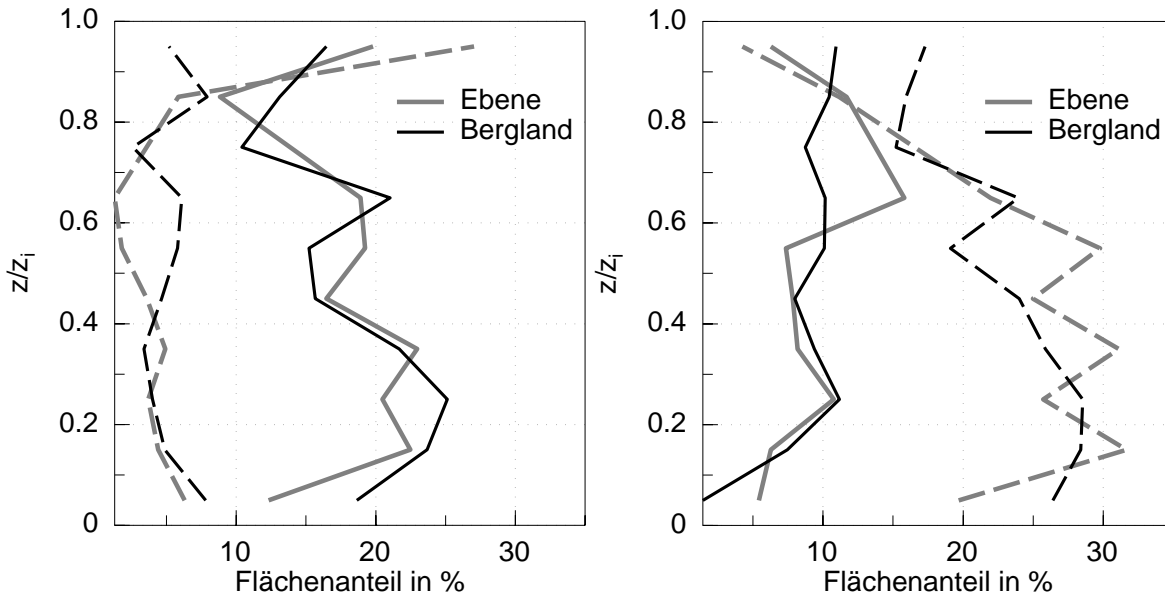


Abbildung 38: Flächenanteile konvektiver Aufwinde (links) und Abwinde (rechts), deren Windgeschwindigkeit σ_{\pm} überschreitet. Feuchte Winde sind als ausgezogene, trockene mit gestrichelten Linien dargestellt. Die grauen Linien zeigen Winde im Rheintal und schwarze Linien im Schwarzwald.

Auf- und Abwinde in der Grenzschicht einnehmen, über Flachland und Mittelgebirge stark (Abb. 38). Feuchte Aufwinde und trockene Abwinde dominieren nicht nur den Transport, sondern nehmen mit etwa 20 % bzw. 30 % auch den größten Raum ein. Starke trockene Aufwinde und feuchte Abwinde kommen relativ selten vor, und Bereiche mit schwacher Vertikalwindgeschwindigkeit ($\overline{w'} < \sigma_{\pm}$) machen etwa ein Drittel der Fläche aus. Im oberen Bereich der PBL geht die Dominanz feuchter Aufwinde und trockener Abwinde zurück, vor allem zu Gunsten ihrer schwächeren Pendanten, die dort mehr Raum einnehmen.

6.3.4 Transporte in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit

Neben den Eigenschaften der transportierenden Strukturen wie deren Größe ist vor allem interessant, welche Wirbel den größten Anteil am Transport besitzen. Es liegt nahe zu vermuten, dass die stärksten Aufwinde, also solche mit großem $\overline{w'}$, auch am effektivsten Wärme und Feuchte transportieren. Dieser Zusammenhang bestätigt sich bei der Untersuchung von $\overline{w'\theta'}$ in Abhängigkeit von $\overline{w'}/w_*$. Je stärker der Aufwind, umso stärker muss auch der Auftrieb sein, was meist auch in einer starken positiven

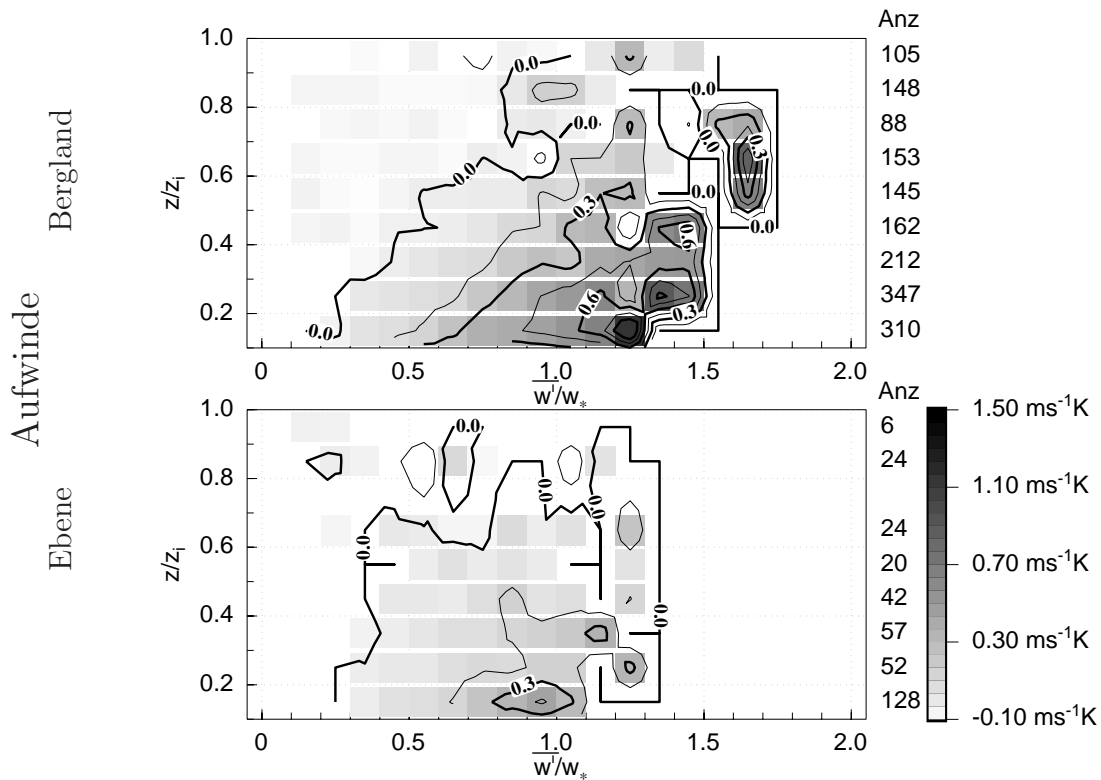


Abbildung 39: Gemittelter fühlbarer Wärmefluss $\overline{w'\theta'}$ (Schattierung) in Abhängigkeit von der Vertikalwindgeschwindigkeit in feuchten Aufwinden. Rechts die Gesamtzahl von Strukturen, die in jeder Höhe in die Berechnung eingehen.

Korrelation $\overline{w'\theta'}$ resultiert. Im oberen Teil der Grenzschicht geht diese Beziehung verloren, die Aufwinde sind nur noch wenig oder gar nicht mehr wärmer als ihre Umgebung (Abb. 32) und entsprechend klein wird der fühlbare Wärmefluss (Abb. 39). Die gleiche Verbindung zwischen Vertikalwind und Temperatur besteht bei den Abwinden, auch hier transportieren die stärksten Elemente die meiste Wärme (nicht gezeigt).

Kein direkter Zusammenhang besteht zunächst zwischen der Aufwindgeschwindigkeit und der transportierten Feuchte⁵. Aufwinde entstehen in der bodennächsten Schicht. Dort führt, neben der Erwärmung durch den fühlbaren Wärmestrom an der Erdoberfläche, die Verdunstung auch Feuchte zu. Dementsprechend ist im unteren Drittel der Mischungsschicht keine Aufwindstärke besonders ausgezeichnet, $\overline{w'm'}$ nimmt in der Ebene wie im Bergland kontinuierlich mit zunehmender Vertikalgeschwindigkeit zu (Abb. 40). Oberhalb einer Höhe von $0.3 z_i$ ist dieser einfache Zusammenhang nicht mehr gültig. Zum einen treten sehr hohe Korrelationen bei den größten Geschwindigkeiten auf, die aber nur wenige Aufwinde repräsentieren. Zum anderen gibt es in den

⁵Dies gilt nur für den hier betrachteten Fall trockener Konvektion.

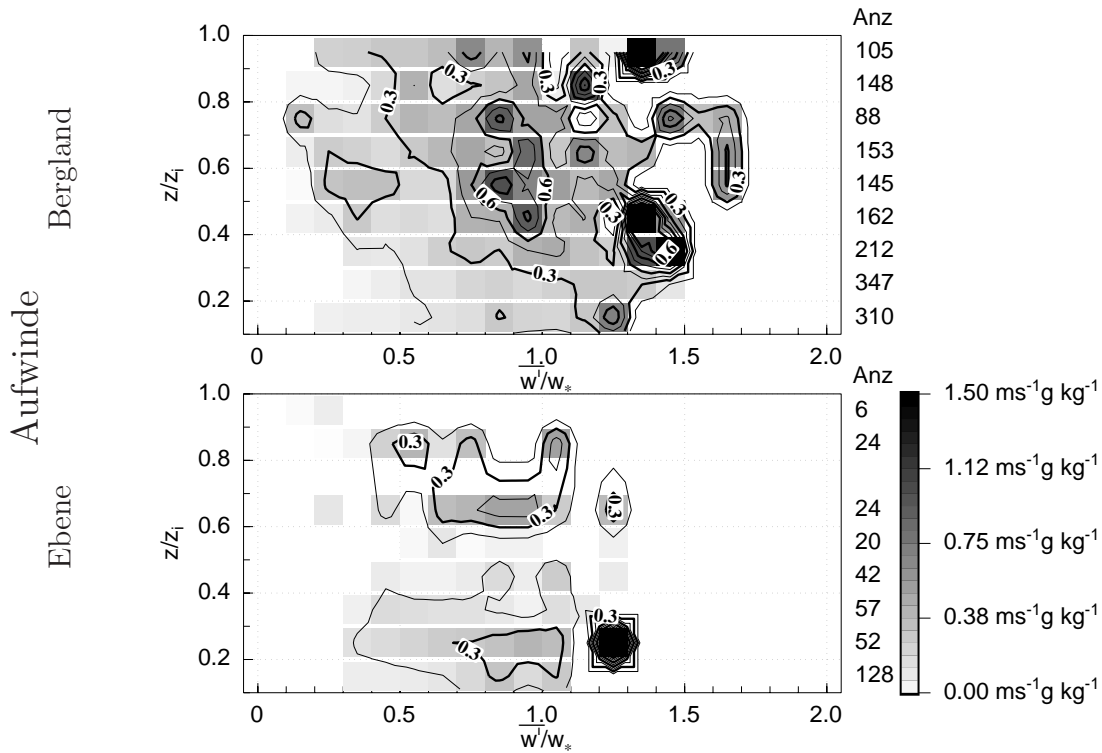


Abbildung 40: Latenter Wärmefluss $\overline{w'm'}$ (Schattierung) in Abhängigkeit von der Vertikalwindgeschwindigkeit in feuchten Aufwinden analog Abb. 39.

oberen zwei Dritteln der Grenzschicht über dem Bergland einen breiten Geschwindigkeitsbereich von etwa 0.7 bis 1.0 w/w_* , in dem hohe latente Wärmeflüsse auftreten. Die größten latenten Flüsse im Rheintal gruppieren sich ebenfalls in diesem Bereich der Aufwindgeschwindigkeit, allerdings sind sie im Betrag um etwa den Faktor 2 geringer. Der Geschwindigkeitsbereich größer 0.7 w/w_* sorgt für den stärksten vertikalen Feuchtetransport in der oberen Mischungsschicht und im Entrainmentbereich. Dieser Transport trägt auch zu der Feuchte bei, die für die Kondensation in Wolken zur Verfügung steht, wenn die Konvektion die Inversion am Grenzschichtoberrand überwindet. Der Flächenanteil dieser Aufwinde beträgt aber nur etwa 5 bis 7 % (Abb. 41).

Zusammenfassung Aus den mittleren Eigenschaften konvektiver Strukturen folgt in unteren PBL ein Größenwachstum mit der Höhe, wobei die Anzahl der Strukturen gleichzeitig zurück geht. Im oberen Teil der Grenzschicht ist die Größe weitgehend höhenunabhängig, zeigt aber eine größere Schwankungsbreite. Feuchte Aufwinde und trockene Abwinde liefern mit einem Anteil von etwa 80 % den größten Beitrag zum Feuchtetransport, während die anderen Klassen kaum eine Rolle spielen. Aus den mittleren Ergebnissen lassen sich keine eindeutigen Unterschiede zwischen Flachland und

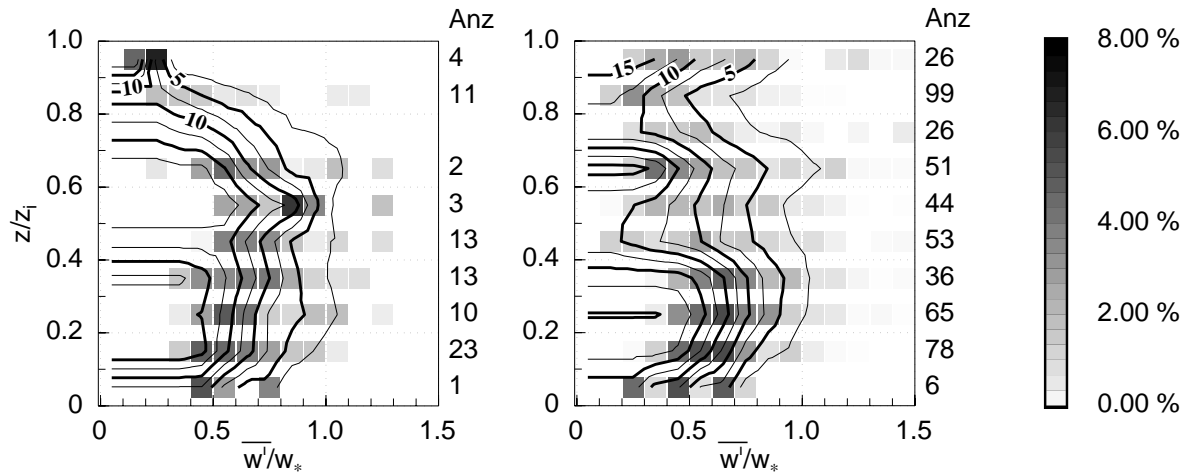


Abbildung 41: Flächenanteile feuchter Aufwinde in Rheintal (links) und Schwarzwald (rechts). Die Konturlinien zeigen, ausgehend von den stärksten Aufwinden, den summierten Flächenanteil an (Bsp.: zwischen 0.1 und 0.2 z_i haben feuchte Aufwinde mit $\overline{w'}/w_* > 0.7$ einen Flächenanteil von etwa 5 %).

Mittelgebirge ableiten.

Weit mehr Details werden sichtbar, wenn alle Strukturen gemeinsam und nicht über die Flugabschnitte gemittelt betrachtet werden. Die maximal erreichte Vertikalwindgeschwindigkeit in den Aufwinden unterscheidet sich im Mittel kaum, aber das Geschwindigkeitsmaximum liegt im Schwarzwald tiefer, da sowohl $\overline{\theta'}$ als auch $\overline{w'\theta'}$ in geringeren Höhen in den negativen Bereich übergehen und damit der Auftrieb verschwindet. Dagegen ist der Feuchtetransport, vor allem im oberen Teil der Grenzschicht, stärker als im Flachland. Korrelationen von $\overline{w'm'} > 0.1 \text{ m s}^{-1} \text{ g kg}^{-1}$, die im Flachland in der oberen Grenzschicht nur vereinzelt auftreten, kommen hier häufig vor. Trockene Abwinde tragen in gleichem Maße und gleichmäßiger über die ganze Mischungsschicht zum latenten Fluss bei.

Wie beim Feuchtetransport spielen die dominanten Strukturen auch die Hauptrolle bei der vertikalen Verteilung von Spurenstoffen. Ein effektiver Spurenstofftransport im Rheintal vermischt Stickoxide nach oben, weg von den Quellorten, und transportiert im Gegenzug Ozon hin zur Senke am Boden. In der oberen Hälfte der Grenzschicht sind die Spurenstoffflüsse gering; im Falle von O_3 steigt der Fluss aber am Oberrand in Folge von Entrainment an. Der Abstand von der Oberfläche prägt die Größenentwicklung im unteren Teil der Mischungsschicht über Rheintal und Schwarzwald gleichermaßen. Im oberen Teil der PBL wachsen im Flachland mehr große Strukturen zusammen wie im Gebirge, ihr Flächenanteil bleibt aber gleich. Die stärksten Aufwinde transportieren ge-

nerell am meisten Wärme, bei der Feuchte ist in der oberen Hälfte der Grenzschicht ein breiter Bereich oberhalb einer Geschwindigkeit von $0.7 \overline{w'}/w_*$ ausgezeichnet, der etwa 5 % der Gesamtfläche repräsentiert. Die unterschiedliche Größenverteilung der Wirbel, die an den Transporten von Wärme und Feuchte beteiligt sind, begründet auch die verschiedenen Wellenlängen λ_{\max} der Maxima der Kospektren (Kap. 5.3). Während $\lambda_{\max,wm}$ in den oberen zwei Dritteln der Mischungsschicht höhenkonstant ist, wächst $\lambda_{\max,wT}$ mit zunehmender Höhe weiter, da die stärksten Aufwindgeschwindigkeiten mit den stärksten positiven Temperaturkorrelationen verknüpft sind. Dies gilt natürlich nur für den hier untersuchten Fall der trockenen, d. h. kondensationsfreien Grenzschicht.

Außerhalb des durch den Einfluss der Oberfläche dominierten unteren Bereichs der Grenzschicht ist die Variabilität über dem Mittelgebirge bei allen betrachteten Parametern generell größer. Damit erklären sich auch die großen Schwankungsbreiten, die bei der Betrachtung der turbulenten Flüsse und Spektren festgestellt wurden.

7 Einfluss von Antriebsdaten auf die Modell-Konvektion

Eines der bisher noch nicht befriedigend gelösten Probleme der Wettervorhersage ist die Repräsentierung der Konvektion in numerischen Modellen. Feuchtkonvektion beeinflusst die Atmosphäre auf vielfältige Weise; z. B. transportiert sie in großem Umfang Luft aus der PBL in die freie Atmosphäre (Cotton et al., 1995). Sie modifiziert die thermodynamische Schichtung über die Freisetzung latenter Wärme bei der Kondensation in Wolken. Da die Größenskala typischer konvektiver Prozesse wie der eines Gewitters unterhalb der expliziten Auflösung heute operationeller Modelle liegt, muss die Konvektion und ihre Auswirkungen auf den Gleichgewichtszustand der Atmosphäre parametrisiert werden (Heise, 2002a). Dafür gibt es verschiedene Ansätze. Weit verbreitet sind Adjustierungsverfahren, in denen bei Konvektion das Vertikalprofil der virtuellen Temperatur auf ein Referenzprofil zurückgeführt, also adjustiert wird (z. B. Betts, 1986) und Massenflussverfahren. In ihnen bestimmt ein einfaches Wolkenmodell, das meist Auf- und Abwindprozesse sowie horizontales Ein- und Ausmischen berücksichtigt, die vertikalen Änderungen des Massenflusses und daraus die konvektiven Tendenzen auf die skaligen Variablen wie Temperatur und Feuchte (z. B. Kain und Fritsch, 1993; Tiedtke, 1989).

Auch die Auslösung der Konvektion muss parametrisiert werden. Als Indikator wird hier z. B. die Feuchtekonzvergenz unterhalb der Wolkenbasis verwendet (Kuo, 1965). Alle Parametrisierungen stellen eine Vereinfachung der physikalischen Abläufe dar (z. B. werden wolkenphysikalische Prozesse nur rudimentär berücksichtigt) oder haben konzeptionelle Schwächen (Emanuel, 1994). Ihre Anwendung produziert zwangsläufig Abweichungen von den tatsächlichen Prozessen, wie das systematisch falsche tageszeitliche Maximum der Konvektion im Lokal-Modell (Doms et al., 2002; Bechtold et al., 2004), dem operationellen Regionalmodell des Deutschen Wetterdienstes (DWD). Da der Einsatz bei grobmaschigen Modellen aber unvermeidlich ist, besteht ein Interesse an weiteren Anpassungen der Parametrisierungen, die zu realistischeren Ergebnissen führen. Die Auslösung der Konvektion stellt einen kritischen Punkt dar, den alle Schemata gemein haben (Emanuel, 1994). Die mitunter kleinräumige Heterogenität von Landoberflächen oder im Bodenwassergehalt modifiziert Konvektion und damit verbundenen Niederschlag (Müller und Kottmeier, 1982; Schädler, 1990; Schrieber et al., 1996). Bei der Initialisierung werden stark vereinfachende Annahmen getroffen, welche wichtige Parameter wie die räumliche Inhomogenität der Bodenfeuchte nur unzureichend

berücksichtigen (Meißner et al., 2006). In den folgenden Kapiteln werden die Auswirkungen eines neu implementierten Initialisierungsschemas unter anderem auf die Bildung konvektiver Niederschläge vorgestellt und ein zusätzlicher Teil in die Parametrisierung eingeführt, welcher die bisher nicht berücksichtigte Entwicklungsdauer der Konvektion betrifft. Außerdem wird die Bedeutung der großskaligen Antriebsdaten diskutiert, welche die Grundlage für die Vorhersage darstellen. Zunächst folgt jedoch eine kurze Vorstellung des verwendeten Modells und der darin eingesetzten Konvektionsparametrisierung.

7.1 Modellbeschreibung

Das Lokal-Modell LM bildet seit 1999 die Grundlage der hochaufgelösten Kurzfrist-Vorhersage beim DWD. Es ist ein vollelastisches, nicht-hydrostatisches Modell für die Vorhersage atmosphärischer Prozesse (Doms und Schättler, 1999; Doms et al., 2003). Sein Einsatzbereich umfasst die numerische Wettervorhersage und wissenschaftliche Anwendungen auf der meso- β und meso- γ -Skala. Das LM basiert auf den primitiven thermo-hydrodynamischen Gleichungen, die eine kompressible Strömung in einer feuchten Atmosphäre beschreiben. Die Modellgleichungen sind in rotierten geographischen Koordinaten und mit einer generalisierten geländefolgenden Höhenkoordinate formuliert. Viele physikalische Prozesse werden über Parametrisierungen berücksichtigt. Neben dem Vorhersagemodell selbst spielen zusätzliche Komponenten wie die Datenassimilation und die Interpolation der Randbedingungen des antreibenden Modells bei der Anwendung eine wichtige Rolle. Die Grundversion des LM wurde vom DWD entwickelt und ist Teil des dortigen operationellen Wettervorhersagesystems. Die Weiterentwicklung des LM erfolgt im Rahmen von EUMETNET (Kooperation der Wetterdienste in Europa) im Konsortium COSMO (Consortium for Small-Scale Modelling), an dem neben dem Deutschen Wetterdienst auch die Wetterdienste der Schweiz, Italiens und Griechenlands sowie mehrere wissenschaftliche Institute beteiligt sind.

Prognostische Variable des LM sind der dreidimensionale Windvektor sowie Temperatur, Druck, spezifische Feuchte, spezifischer Wolkenwasser- und Wolkeneisgehalt, turbulente kinetische Energie und Niederschlag in Form von Regen und Schnee. Die Auflösung im operationellen Betrieb liegt bei 7 km in der Horizontalen und 35 vertikalen Schichten. Der Höhenbereich bis ein Kilometer ist in sieben Schichten aufgelöst. Der Zeitschritt für die Integration der Modellgleichungen liegt bei 40 s. Als Anfangs- und Randbedingungen dienen interpolierte Felder eines größerskaligen Modells. Für die Parametrisierung subskaliger Phänomene werden mehrere Schemata an-

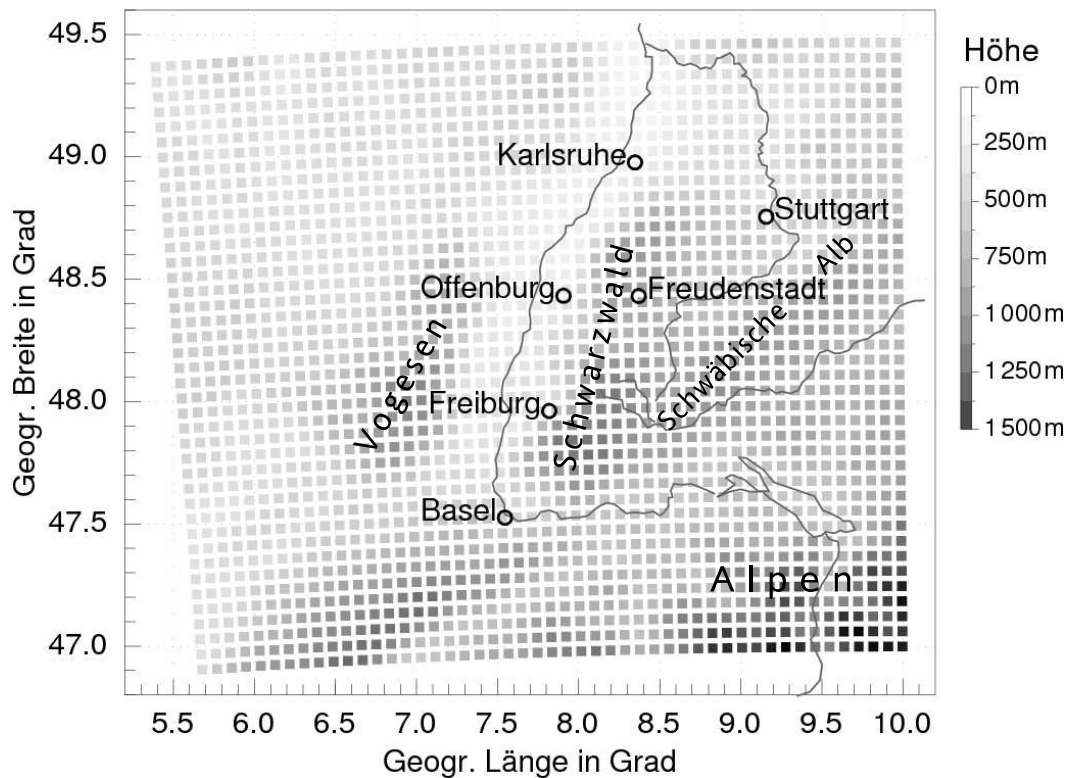


Abbildung 42: Modellgebiet des LM. Die Quadrate repräsentieren jeweils einen Gitterpunkt und der Grauwert entspricht ihrer Höhe im LM.

gewendet. Dazu zählen eine diagnostische K-Schließung 2. Ordnung für vertikale turbulente Flüsse und eine Parametrisierung der bodennahen Prandtlschicht basierend auf der Ähnlichkeitstheorie. Die sehr aufwändige Parametrisierung der Strahlung bezieht kurz- und langwellige Strahlungsflüsse ein. Skaliger Niederschlag auf der Skala aufgelöster Prozesse und damit verbundene wolkenmikrophysikalische Umwandlungsprozesse werden mit einem Bulk-Verfahren behandelt (Doms, 1993). Ein Massenfluss-Konvektionsschema nach Tiedtke (1989) parametrisiert Feuchtkonvektion. Die untere Randbedingung an der Erdoberfläche liefert in der verwendeten Version des LM ein 2-Schichten Boden-Vegetationsmodell (TERRA).

Das hier eingesetzte Modell entspricht einschließlich der optionalen Parameter der operationell verwendeten Version, jedoch ohne eine Datenassimilation. Die Initialisierung erfolgt mit den Analysedaten des Global-Modells GME des DWD (Majewski, 1991) und startet jeweils um 0 UTC. Als Randbedingungen gehen stündlich interpolierte Vorhersagedaten des GME ein. Das Modellgebiet besteht aus 49 x 41 Gitterpunkten und umfasst damit ein 336 x 280 km großes Areal. Im Süden begrenzen die

Zentralalpen das Gebiet, das die Mittelgebirge der Vogesen, des Schwarzwalds und der Schwäbischen Alb enthält (Abb. 42).

7.1.1 Tiedtke-Schema

Für die Parametrisierung subskaliger Konvektion wird im LM das Tiedtke-Schema verwendet (Tiedtke, 1989). Es gehört zu den Massenflussverfahren und setzt voraus, dass die thermodynamischen Gleichungen über ein Gebiet gemittelt sind, das ein ganzes Ensemble von Konvektionswolken in allen Entwicklungsstadien enthält. Globale Modelle mit geringer Auflösung erfüllen i. A. diese Bedingung, während sie in Ausschnittsmodellen wie dem LM oft verletzt wird (Heise, 2002a). Die Parametrisierung beschreibt die Auswirkungen des ganzen Ensembles auf den Gleichgewichtszustand der Atmosphäre über die Gleichungen

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' s'}|_{Cu} + L_V(\bar{c} - \bar{e})|_{Cu} + R(\bar{s}) \quad (23)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' q'}|_{Cu} - (\bar{c} - \bar{e})|_{Cu} + R(\bar{q}). \quad (24)$$

Die Grundgleichungen für die trockenstatische Energie $s = c_p T + gz$ und spezifische Feuchte q sind über das Gebiet des Ensembles gemittelt (Querstrich), Strichgrößen bedeuten Abweichungen vom Gebietsmittel. Die konvektiven Beiträge (Index Cu) zur Änderung der skaligen Variablen bestehen in der Divergenz der Vertikaltransporte von s und q und der Differenz aus Kondensations- (c) und Verdunstungsvorgängen (e), die mit der Konvektion auftreten. Die R -Terme enthalten Prozesse, die nicht im Zusammenhang mit der Konvektion stehen wie z. B. advective Änderungen und die Strahlung. Die Berechnung der Konvektionsterme geschieht mit Hilfe eines einfachen Wolkenmodells. Es besteht aus einem Aufwind-Bereich (Index u) mit aufwärts gerichtetem Massenfluss M_u und einem Abwindbereich (Index d) mit Massenfluss M_d . Die Massenflüsse ändern sich vertikal durch Entrainment und Detrainment. Im Aufwind wird stets Sättigung angenommen, überschüssiger Wasserdampf kondensiert und bildet Wolkenwasser und Niederschlag. Die Abwinde werden im oberen Teil der Kumulus-Wolke mit negativem Auftrieb initiiert und erhalten diesen durch Verdunsten von Regenwasser. Sie bleiben dadurch gesättigt und besitzen eine negative Temperaturabweichung gegenüber der Umgebungsluft. Mit einigen weiteren Vereinfachungen folgt für die konvektiven Vertikaltransporte der Größe $\psi = \{s, q\}$

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' \psi'}|_{Cu} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (M_u \psi_u + M_d \psi_d - (M_u + M_d) \bar{\psi}) \quad (25)$$

Als Eingangsgröße für das Wolkenmodell fehlt der Massenfluss an der Wolkenbasis (M_u^{WB}). Die Schließung basiert auf zwei Annahmen: auf Stationarität unterhalb der Wolkenbasis und auf einer Abhängigkeit der Konvektion von der großskaligen Feuchtekonvergenz zwischen Oberfläche und WB. Die Schließungsbedingung

$$M_u^{\text{WB}}(q_u - \bar{q}) + M_d^{\text{WB}}(q_d - \bar{q}) = -\bar{\rho} \int_{z=0}^{z^{\text{WB}}} \left[\bar{\vec{v}}_h \cdot \nabla_h \bar{q} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \overline{w'q'} \Big|_{tu} \right] dz \quad (26)$$

enthält die dreidimensionale Advektion von Feuchte und einen Beitrag der Divergenz turbulenter Vertikaltransporte $\bar{\rho} \overline{w'q'}|_{tu}$. Über die Existenz einer Wolkenbasis entscheidet ein einfaches Modell mit einem aus der bodennahen Schicht gehobenen Luftpaket. Sein Kondensationsniveau definiert WB.

Diese Beschreibung des Tiedtke-Schemas soll einen Überblick über die Parametrisierung verschaffen, die vollständige Formulierung der Gleichungen und der getroffenen Annahmen sowie die Umsetzung im LM findet sich in Anhang B.

7.2 Fallstudie zu Unterschieden zwischen Messung und GME

Als Ausschnittsmodell benötigt das LM seitliche Randwerte, die von einem antreibenden Modell wie dem GME stammen. Im nicht-operationellen Betrieb muss zusätzlich der Anfangszustand definiert werden, der aus der Interpolation der Analysen des globalen Modells generiert wird. Aufgrund des großen Unterschieds in der horizontalen und vertikalen Auflösung benötigt das LM eine längere Einschwingperiode (1-2 h), in der sich die Strömung auf die hochaufgelöste Topographie einstellt (Doms et al., 2003). Die GME-Vorhersagen werden mit einem vorgeschalteten Programm auf das Gitter des LM interpoliert. Die so geschaffenen zeitlich variablen Randwerte werden zu jeder vollen Stunde an das LM übergeben. Dazwischen erfolgt für jeden Gitterpunkt eine lineare zeitliche Interpolation zwischen den zwei Randdatensätzen (Adrian und Frühwald, 2002). Randdaten, die in das LM eingehen, sind die dreidimensionalen Felder der horizontalen Windkomponenten und von Druck, Temperatur, spezifischer Feuchte und Wolkenwassergehalt in der Atmosphäre sowie die entsprechenden Werte an der Erdoberfläche. Außerdem gehen die Temperatur und Feuchte des Bodens ein. Das antreibende Modell ist daher vor allem für die hier betriebenen Simulationen von entscheidender Bedeutung. Bei starken Abweichungen zwischen den Daten des großskaligen Modells und den Messungen kann dies auch das Lokal-Modell trotz seiner höheren Auflösung nicht ausgleichen und erzeugt große Unterschiede zum Experiment.

7.2.1 Spezifische Feuchte

Große Differenzen zwischen antreibendem Modell und den tatsächlichen Gegebenheiten während der VERTIKATOR-Intensivmessphase am 19.06.2002 (IMP 4) treten beim Vergleich der simulierten Vertikalprofile des Modells mit den Messwerten der Radiosonden auf (Abb. 43). Für die Untersuchung wird jeweils der Gitterpunkt ausgewählt, welcher der Radiosondenstation am nächsten liegt. Im Falle des GME erfolgt zuvor eine Interpolation auf das LM-Gitter, entsprechend dem Vorgehen bei der Erzeugung von Randdatensätzen. Bei beiden Stationen wird deutlich, dass die vom GME stammenden Werte die tatsächliche Feuchte am 19.06.2002 um bis zu 4 g kg^{-1} überschätzen, und zwar während des gesamten Vormittags. In das LM geht somit in der gesamten Grenzschicht eine zu große Feuchte ein. Im Mittel reduziert das Regionalmodell die Feuchte gegenüber dem GME, allerdings nicht weit genug um die Messwerte zu treffen. Im folgenden Kapitel 7.2.2 wird untersucht, ob der hier betrachtete Fall nur eine zufällige Abweichung darstellt oder auf einer systematischen Abweichung des GME beruht.

Die im antreibenden globalen Modell deutlich überschätzte Feuchte hat empfindliche Auswirkungen auf das nachgeschaltete Regionalmodell. Dies betrifft nicht nur direkt die skaligen Variablen, sondern wirkt sich auch auf die im Modell simulierte Konvektion aus. Die Feuchte nimmt in der Parametrisierung über die Schließungsbedingung und bei der Bestimmung der Wolkenbasis eine wichtige Rolle ein. Um die starken Differenzen zwischen GME und Messungen abzuschwächen und damit realistischere Ergebnisse zu produzieren, wird die in das LM assimilierte Feuchte in den untersten 24 Modellschichten um einen konstanten Wert von $\Delta q = 2 \text{ g kg}^{-1}$ reduziert, und zwar ab 6 UTC am 19.06.2002. Dieser Betrag von Δq entspricht der mittleren Abweichung von Messungen und den Feuchteprofilen im LM (Meißner et al., 2006). Das vom LM simulierte Profil der spezifischen Feuchte ähnelt nach dieser Modifikation deutlich besser den Messungen an den beiden Radiosondenstationen Freistett und Horb (Abb. 43). Die niedrigere Feuchte verzögert auch die simulierte Wolkenbildung. Bei Antrieb mit der unveränderten Feuchte bilden sich im Modell bereits ab 9 UTC tiefe Wolken, die im Laufe des Vormittags zunächst die Mittelgebirgsregionen überziehen und um 12 UTC bis auf das Rheintal ganz Baden-Württemberg bedecken (Abb. 44). Die mit der Bewölkung verbundene Konvektion setzt also viel früher als in der Realität ein. Bei reduzierter Feuchte wird das Einsetzen von Konvektion um etwa eine Stunde verzögert. Als weitere unmittelbare Folge ändert sich die CAPE, die sich aus den Vertikalprofilen des LM bestimmen lässt und ein Maß für die potentiell für die Konvektion zur Verfügung stehende Energie darstellt (Kap. 9.1.1). Bei Antrieb mit der

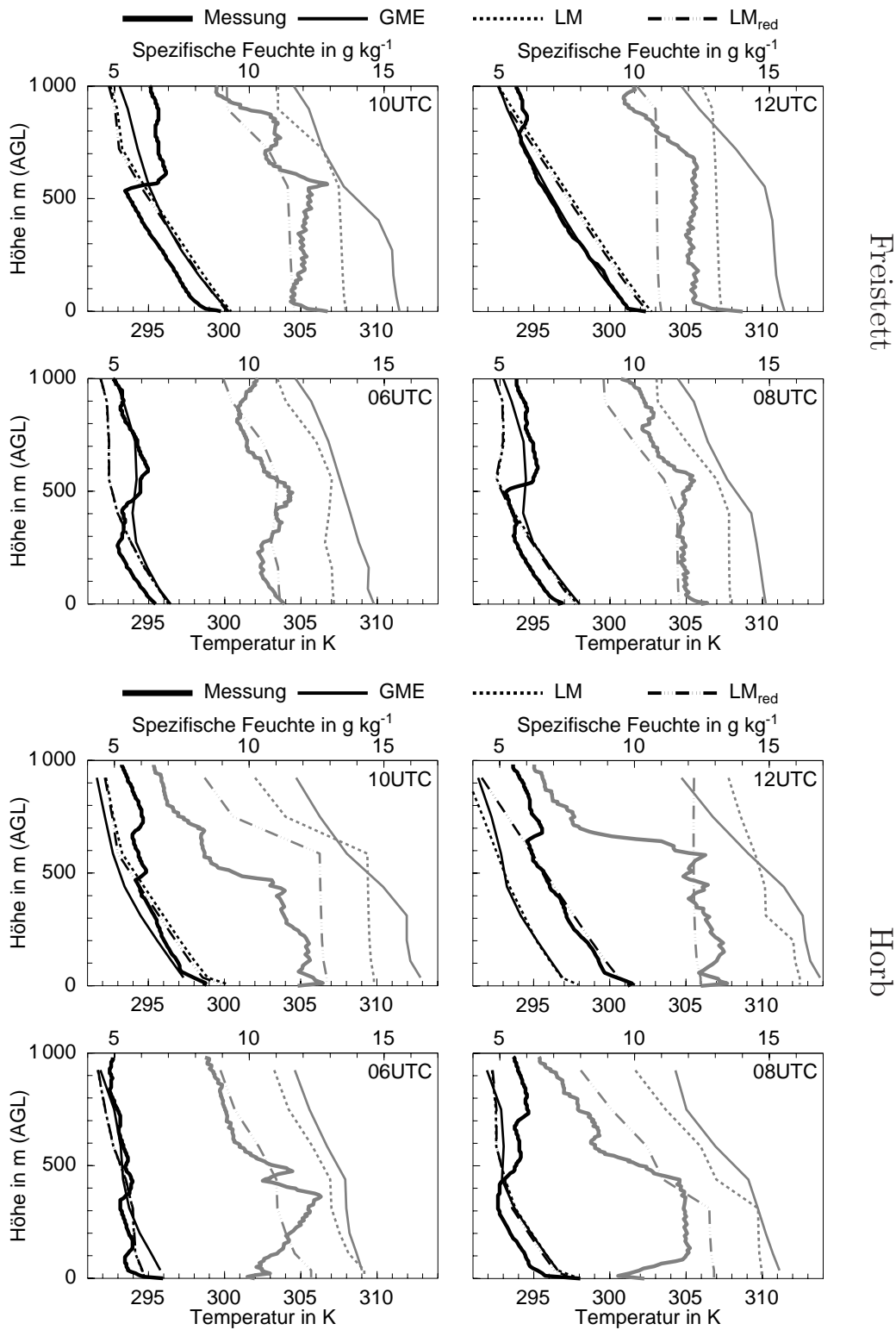


Abbildung 43: Temperatur- (schwarz) und Feuchteprofile (grau) aus Radiosondenaufstiegen (dicke Linien) am Vormittag des 19.06.2002 in Freistett und Horb und aus GME (dünn-durchgezogen), LM (gestrichelt) und des LM bei reduzierter Feuchte (strichpunktiert).

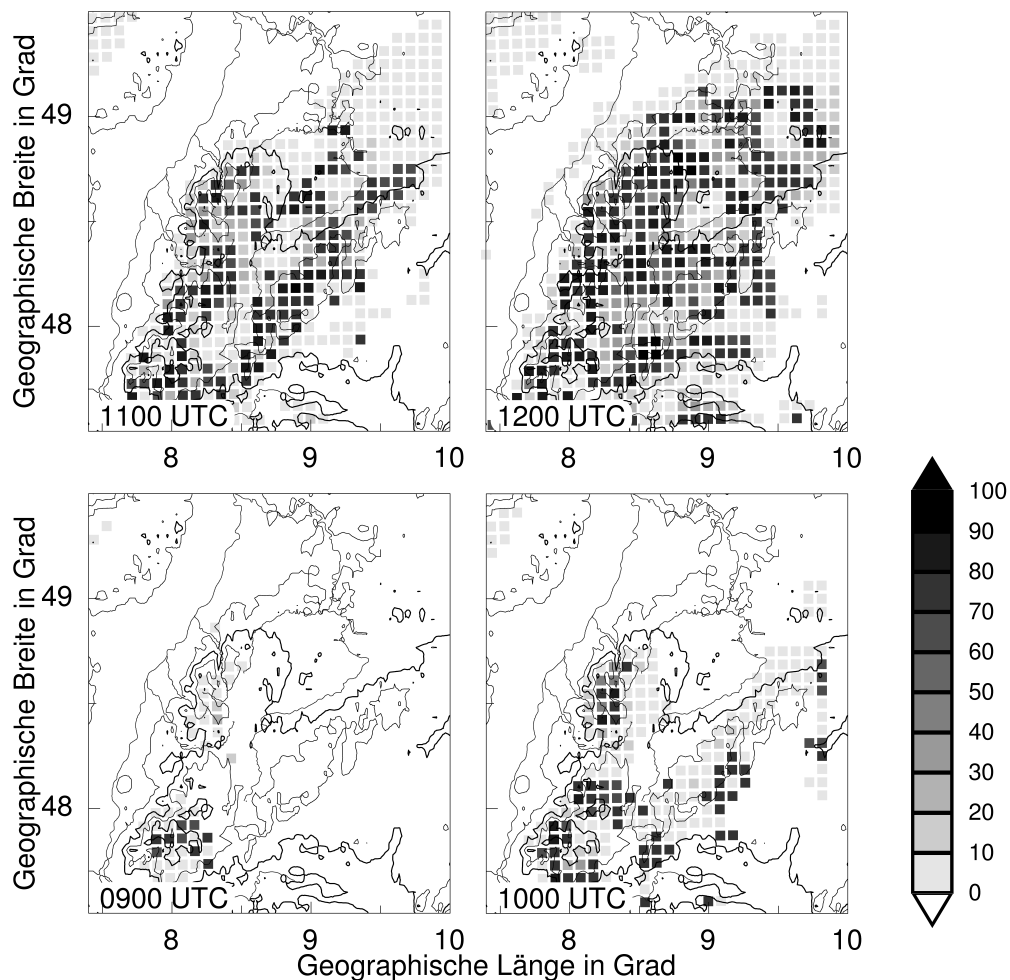


Abbildung 44: Bedeckung mit tiefen Wolken in % am 19.06.2002, LM-Antrieb mit GME-Feuchte.

unveränderten Feuchte liegt die CAPE in weiten Teilen des Modellgebiets bereits am Morgen bei hohen Werten über 1500 J kg^{-1} (Abb. 45). Eine niedrigere Feuchte bedingt im vorliegenden Fall auch eine niedrigere CAPE. Diese ist, verglichen mit den aus Profilen der Radiosondenaufstiege ermittelten Werten, am Vormittag deutlich realistischer (Abb. 46). Besonders am Vormittag überschätzt das Modell mit hoher Feuchte die CAPE-Werte im Schwarzwald um das Doppelte, bei reduzierter Feuchte liegen Modell und Messungen in der gleichen Größenordnung. Die wieder zunehmende Diskrepanz ab 11 UTC erklärt sich aus der früher einsetzenden konvektiven Entwicklung in der Simulation, die sich ausgleichend auf atmosphärische Gegensätze auswirkt und damit auch zu einer Abnahme der CAPE führt.

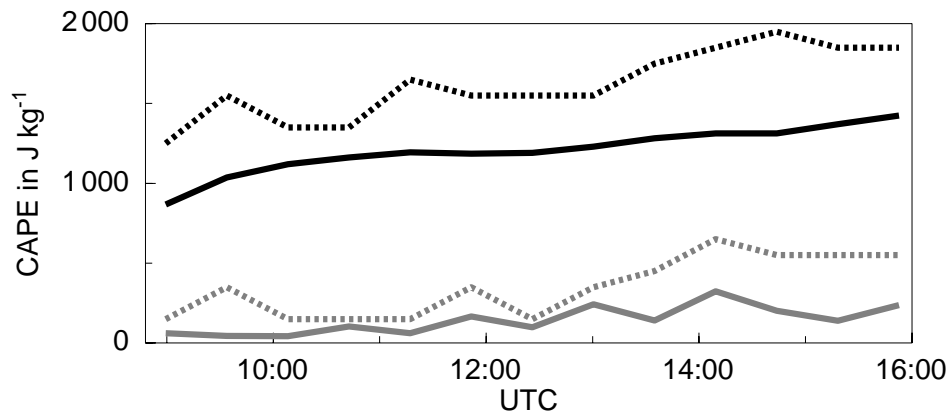


Abbildung 45: Median (durchgezogen) und Modalwert (gestrichelt, $\text{CAPE} \geq 100 \text{ J kg}^{-1}$) der CAPE aus GME-angetriebenem LM (schwarz) und bei Antrieb mit reduzierter Feuchte (grau) am 19.06.2002.

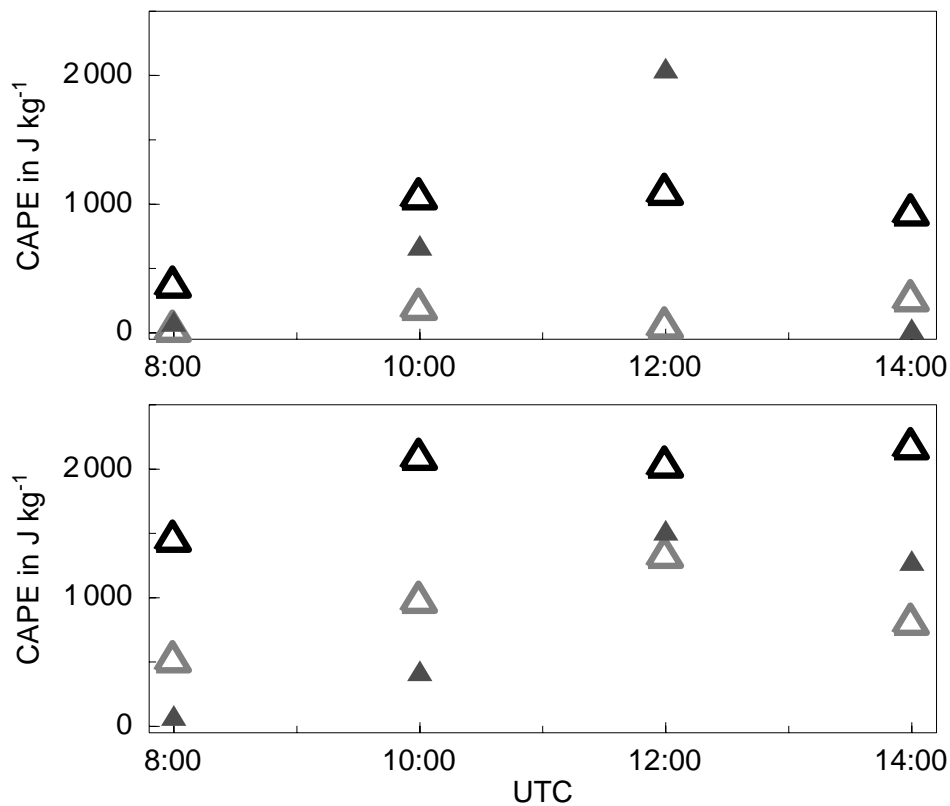


Abbildung 46: CAPE abgeleitet aus Radiosondenaufstiegen (ausgefüllte Symbole) an den Stationen Horb (oben) und Freistett (unten). Offene Dreiecke symbolisieren die CAPE des jeweils nächstliegenden Modell-Gitterpunktes, berechnet aus den Profilen des LM angetrieben mit unveränderter (schwarz) und reduzierter Feuchte (grau) am 19.06.2002.

7.2.2 Messung und Modellierung der Konvektion

Konvektive Niederschläge treten am 19.06.2002 in zwei unterschiedlichen Zeiträumen auf. Am Vormittag existiert lediglich flache Cu hum-Bewölkung über dem Schwarzwald (Abb. 47 links). Erst am frühen Nachmittag zwischen 13 und 15 UTC entwickelt sich eine kleine und kurzlebige, aber stark regnende Einzelzelle im Bereich des Murgtals im nördlichen Schwarzwald, die ab 13:30 UTC mit hohen Regenraten im Niederschlagsradar erscheint (Abb. 48). Am späteren Nachmittag und Abend kommt es in ganz Südwestdeutschland verbreitet zu Schauern und Gewittern, die als mehrere ausgedehnte Zellen über dem mittleren und südlichen Schwarzwald und an der ausgedehnten Wolkenbedeckung (Abb. 47 rechts) erkennbar sind.

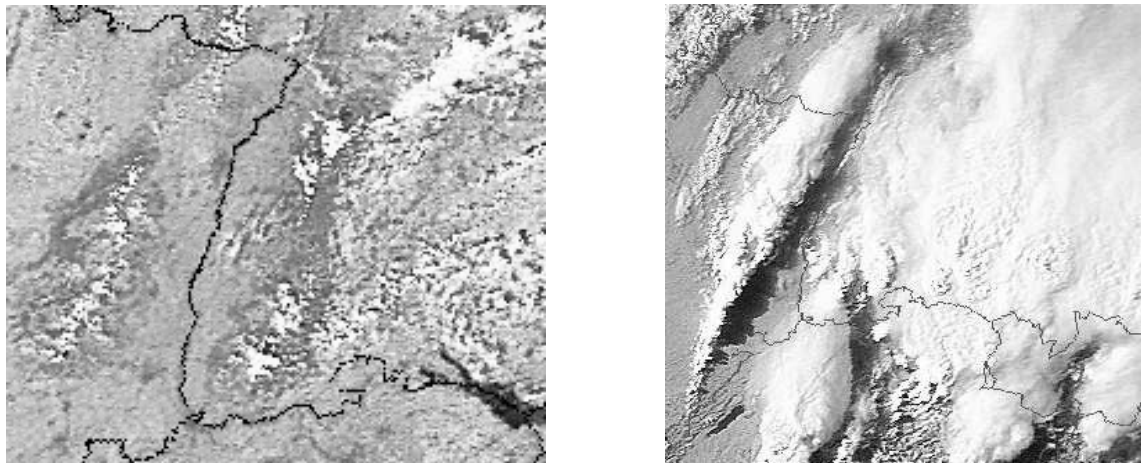


Abbildung 47: NOAA-Satellitenbilder vom 19.06.2002 für die Zeitpunkte 12 und 18 UTC.

In den Modellsimulationen des betreffenden Tages tritt, besonders bei unveränderten Antriebsdaten, eine völlig andere Struktur der Konvektion auf. Die wesentlichen Unterschiede sind das großflächige Auftreten konvektiver Gitterpunkte mit hohen Regenraten, und der viel frühere Beginn der Niederschläge bereits am Vormittag (Abb. 49). Bei einer Reduzierung der Feuchte in den antreibenden Daten kann eine etwas bessere Übereinstimmung zwischen simulierter und beobachteter Konvektion erzielt werden. Im Modellergebnis beschränken sich die Niederschläge auf das Gebiet der Mittelgebirge, während das Rheintal weitgehend niederschlagsfrei bleibt (Abb. 50). Das Problem der viel zu frühen Auslösung bleibt aber bestehen. Bereits vor 11 UTC wird im Südschwarzwald Niederschlag simuliert, die größten Regenraten treten zwischen 12 und 13 UTC auf. Die Murgtalzelle ist ein zu kleinräumiges Ereignis, um vom Modell

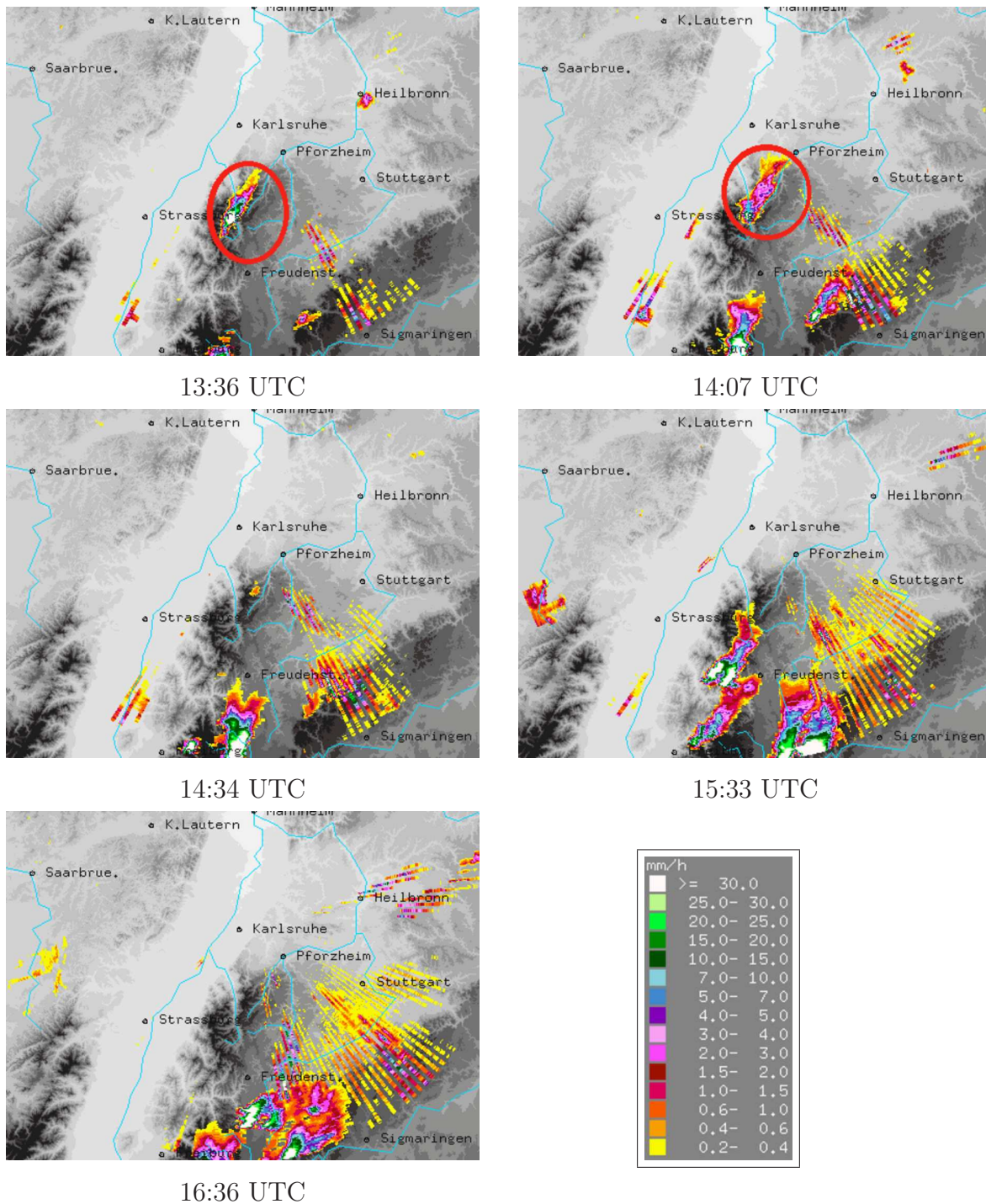


Abbildung 48: Aus Radardaten abgeleitete Niederschlagsraten am 19.06.2002. Die Ellipsen markieren die „Murgtalzelle“.

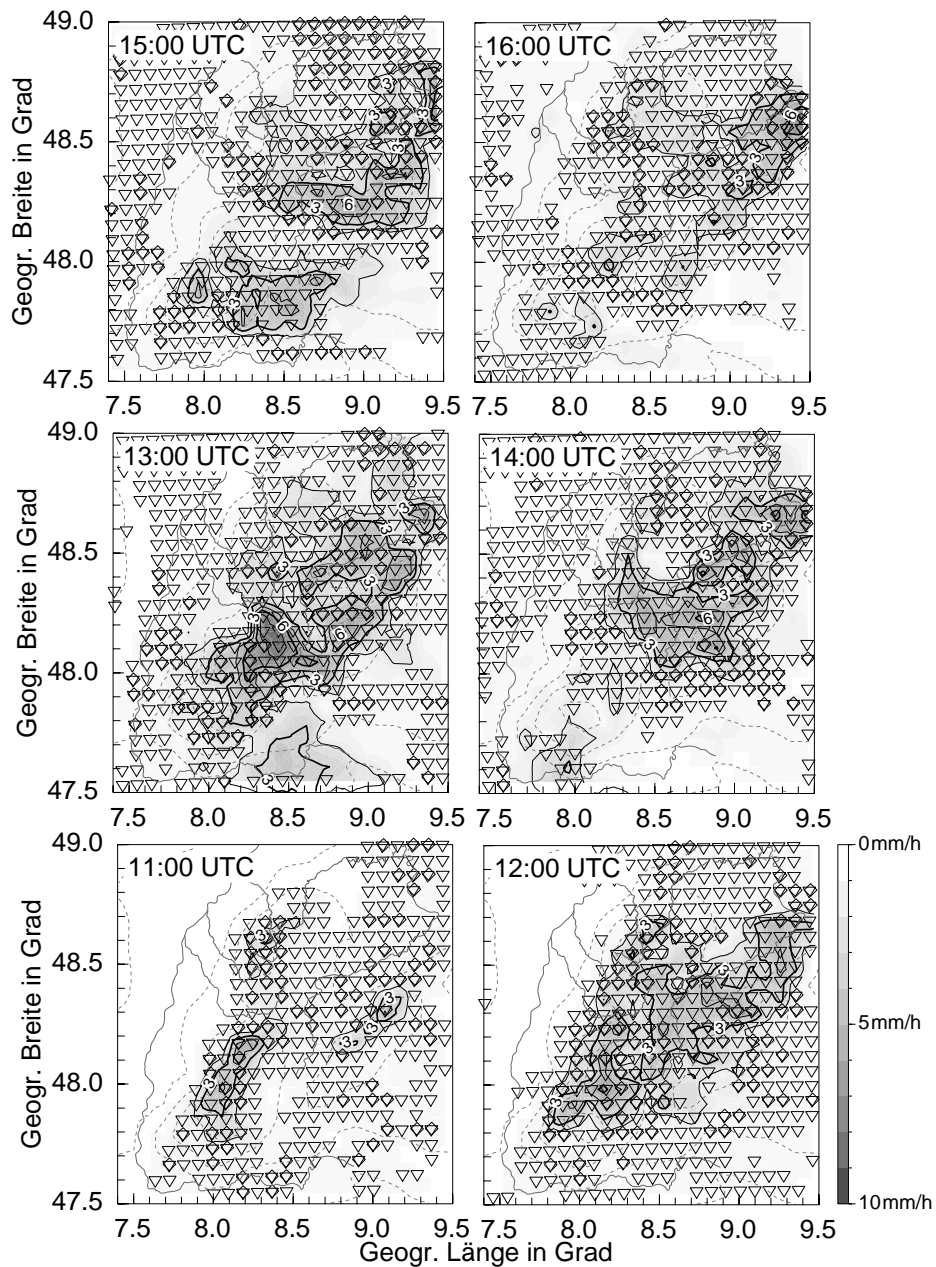


Abbildung 49: Simulierte konvektive Niederschlagsraten und Konvektionstypen am 19.06.2002 bei Antrieb mit unveränderten GME-Daten. Die Isolinien zeigen den innerhalb einer Stunde bis zum angegebenen Zeitpunkt gefallenen Regen in mm/h. Dreiecke stehen für hochreichende, Rauten für flache Konvektion zum angegebenen Zeitpunkt.

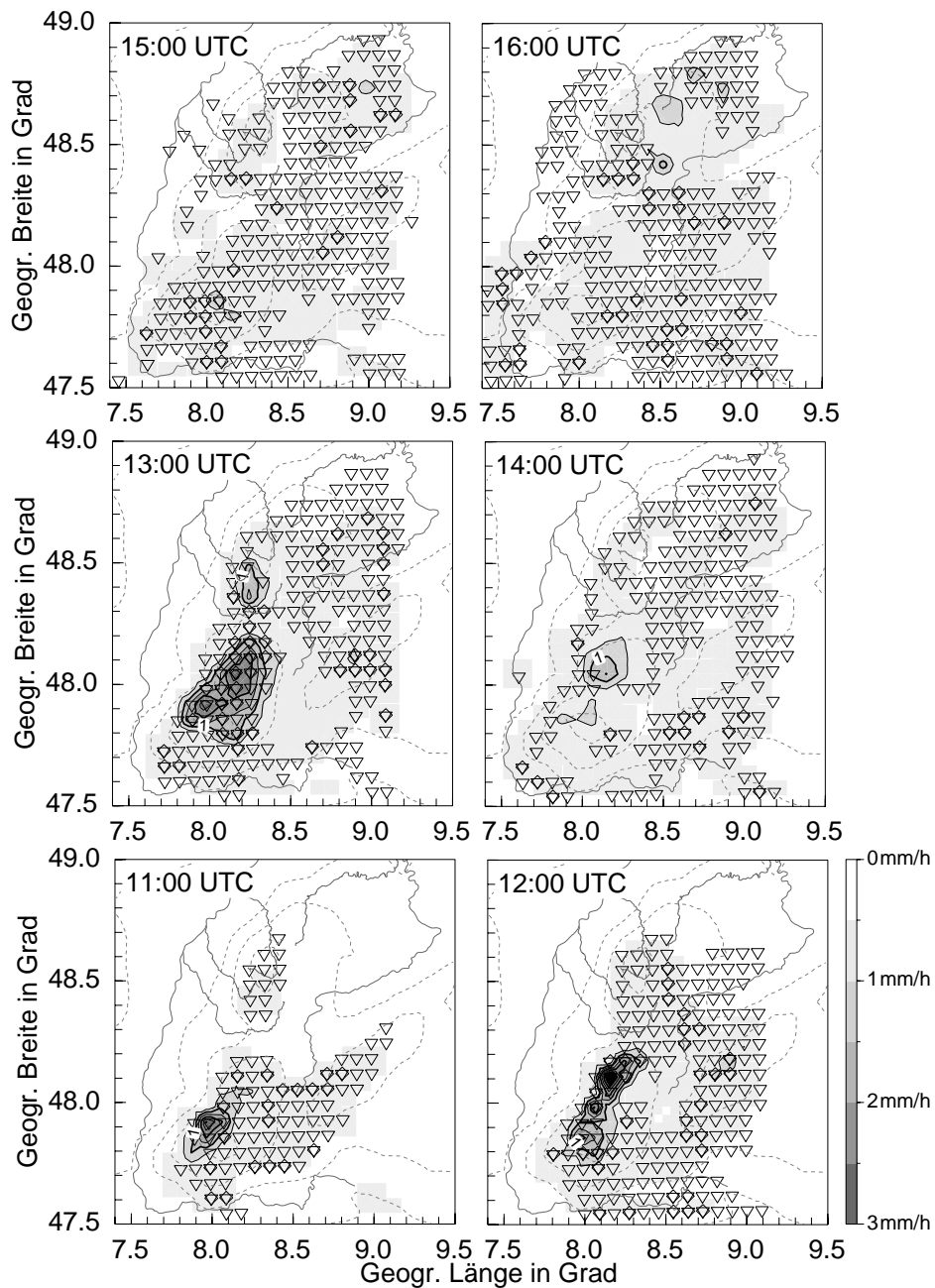


Abbildung 50: Simulierte konvektive Niederschlagsraten und Konvektionstypen am 19.06.2002 analog Abb. 49 bei reduzierter Feuchte in den antreibenden Daten.

korrekt wiedergegeben zu werden, statt dessen ist das Hauptniederschlagsgebiet weiter südlich im höheren Teil des Schwarzwalds platziert. Nach 14 UTC tritt zwar noch großflächig konvektive Bewölkung auf, signifikanter Niederschlag fällt aber kaum noch. Das tatsächlich vorhandene Regengebiet im südlichen Schwarzwald in diesem Zeitraum fehlt im Modellergebnis. Die Ursache hierfür liegt nicht an der fehlenden Auslösung - das Initialisierungsschema des LM löst während des gesamten betrachteten Zeitraums an allen Gitterpunkten Konvektion aus. Ein sehr wichtiger Faktor in der Parametrisierung ist neben der thermischen Schichtung der Atmosphäre der Massenfluss an der Wolkenbasis. Ein großer Wert von M_u^{WB} ist die Voraussetzung für die Simulation von signifikanten Niederschlagsmengen wie z. B. im Gebiet des Südschwarzwalds bis 11 UTC (Abb. 51). Bei kleinen Massenflüssen wie im gesamten Schwarzwald zwischen 15 und 16 UTC fallen, obwohl großräumig Konvektion vorhanden, nur sehr geringe Regenmengen kleiner 0.5 mm h^{-1} . Der Massenfluss M_u^{WB} repräsentiert nicht die alleinig relevante

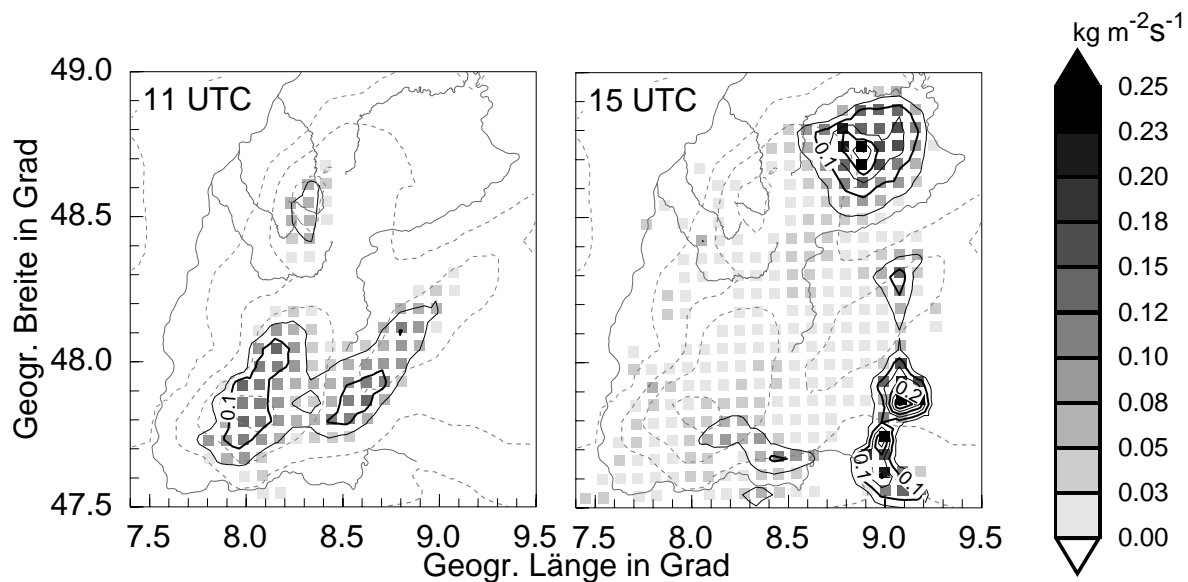


Abbildung 51: Konvektiver Massenfluss an der vom LM ermittelten Wolkenbasis, gemittelt über den vorhergehenden Zeitraum von einer Stunde. Simulation für den 19.06.2002 mit reduzierter Feuchte.

Größe für die Niederschlagsbildung, wie an dem Gebiet zwischen Neckar und Enz um 15 UTC sichtbar ist (nordöstlicher Bereich in Abb. 51 rechts). Dort treten große Werte des Massenflusses auf, trotzdem fällt nur wenig Regen. Parameter wie die Temperatur und Feuchte des Luftpakets an der Wolkenbasis, die als weitere Eingangsgrößen für das Wolkenchema fungieren, und die thermische Schichtung der Atmosphäre sind hier ebenfalls wichtige Faktoren. Nur wenn auch genügend Feuchte bereitgestellt wird,

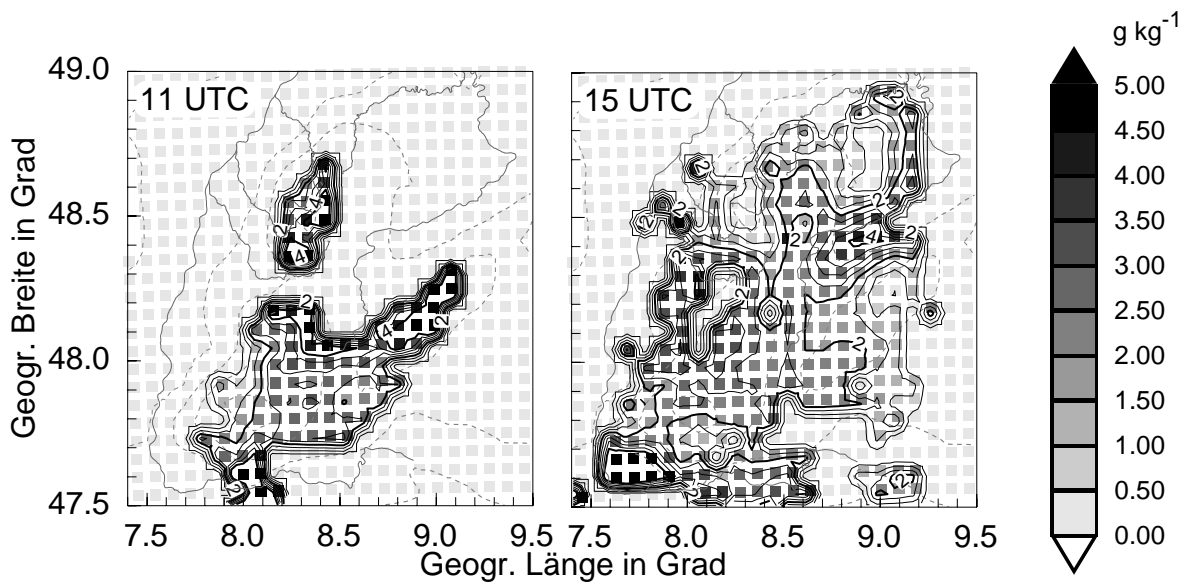


Abbildung 52: Differenz zwischen der spezifischen Feuchte eines gehobenen Luftpakets und der Umgebung an der vom LM ermittelten Wolkenbasis, gemittelt über den vorhergehenden Zeitraum von einer Stunde. Simulation für den 19.06.2002 mit reduzierter Feuchte.

kann ein großer Massenfluss auch zu großen Niederschlägen führen. Zwischen Neckar und Enz befindet sich zwischen 14 und 15 UTC gerade ein Minimum der Feuchte an der Wolkenbasis, so dass dort der große Massenfluss kaum Feuchte transportiert. Wenn umgekehrt zwar die Luftpakete eine hohe Feuchte aufweisen, wie zum Zeitpunkt 15 UTC in weiten Teilen des Schwarzwalds, M_u^{WB} aber gering ist, sind kaum Niederschläge zu verzeichnen. Der Massenfluss und, über die in Gleichung 26 formulierte Schließungsbedingung, die Feuchtekonvergenz in der Grenzschicht sind entscheidende Parameter im Tiedtke-Schema.

7.2.3 Überprüfung von Modellergebnissen

Die Eignung von Verfahren, Modellresultate anhand von Messungen zu überprüfen, hängt von der zu validierenden Größe ab (Damrath, 2002). Feuchte- und Temperaturprofile des Modells beschreiben den atmosphärischen Zustand eines Gebiets, das je nach Gitterweite eine Fläche von etwa 50 km^2 umfasst. Radiosondenprofile dagegen stellen eine Punktmessung dar, bei der die Messsonde zudem verdriftet und eine endliche Messzeit besitzt. Durch die meist relativ geringe Heterogenität der meteorologischen Felder auf der Längenskala der Gitterweite erscheint hier der Vergleich von

Modell und Messung noch sinnvoll. Weit problematischer gestaltet sich die Validierung von Größen, die als Gradient oder Divergenz definiert sind. Der Massenfluss an der Wolkenbasis folgt nach Gleichung 26 aus der vertikalen Integration der Advektion der spezifischen Feuchte und der Divergenz des turbulenten Transports von q . Die Advektion ist über Flugzeugmessungen bestimmbar, wenn die Flugabschnitte in der gleichen Höhe liegen, nicht zu weit voneinander entfernt sind und die Hauptkomponente des Horizontalwindes nicht in die Flugrichtung orientiert ist. Die vertikale Auflösung ist auf die Anzahl der Flugniveaus, von denen meist nicht mehr als drei in der Grenzschicht liegen, beschränkt. Der latente Wärmefluss kann ebenfalls aus Flugzeugmessungen bestimmt werden, ist aber zeitlich und räumlich sehr variabel (siehe Kapitel 4). Die Bestimmung mittels der *eddy*-Korrelations-Methode erfordert eine Mindestlänge des Flugwegs von größer 20 km, um statistisch signifikant zu sein. Aus den daraus resultierenden wenigen Datenpunkten kann kein vertikales Profil und damit auch keine Divergenz des turbulenten Transports abgeleitet werden. Die Überprüfung der Schließungsbedingung mittels Flugzeugmessungen in der vorliegenden Auflösung ist daher nicht möglich.

Die in den nächsten Kapiteln folgenden Ausführungen, die Änderungen am Tiedtke-Schema betreffen, werden daher auf den Vergleich zwischen den Modellergebnissen bei einer unveränderten und modifizierten Form der Parametrisierung und einen qualitativen Vergleich mit den Messungen beschränkt. Außerdem wird aufgrund der realistischeren Darstellung in allen weiteren Modellläufen die reduzierte Feuchte an das LM übergeben.

7.3 Spezifische Feuchte im GME

Über den Einzelfall eines VERTIKATOR-Intensivmesstages hinaus ist für andere nicht-operationelle Simulationen von Interesse, ob die deutliche Feuchteüberschätzung des GME am 19.06.2002 nur zufällig auftritt oder als Folge einer systematischen Abweichung. Für diese Untersuchung wurden die Sommermonate Juni, Juli und August des Jahres 2004 herangezogen. In diesem Zeitraum sind die Vertikalprofile der spezifischen Feuchte von 14 Radiosondenstationen in Deutschland verfügbar (Abb. 53). Für jedes Profil wurde die Höhe der Grenzschicht aus der Position der Grenzschichtinversion bestimmt (Kap. 3.2). Um Messung und Modell vergleichbar zu machen, erfolgt eine Interpolation der Radiosondenhöhen auf das LM-Gitter. Nach der Mittelung der spezifischen Feuchte über den Höhenbereich der Grenzschicht ergibt jedes Profil einen Wert. Aus den auf das LM-Gitter übertragenen GME-Vorhersagen werden die jeweils zu den Stationen benachbarten Gitterpunkte herausgesucht. Das Profil der Feuchte

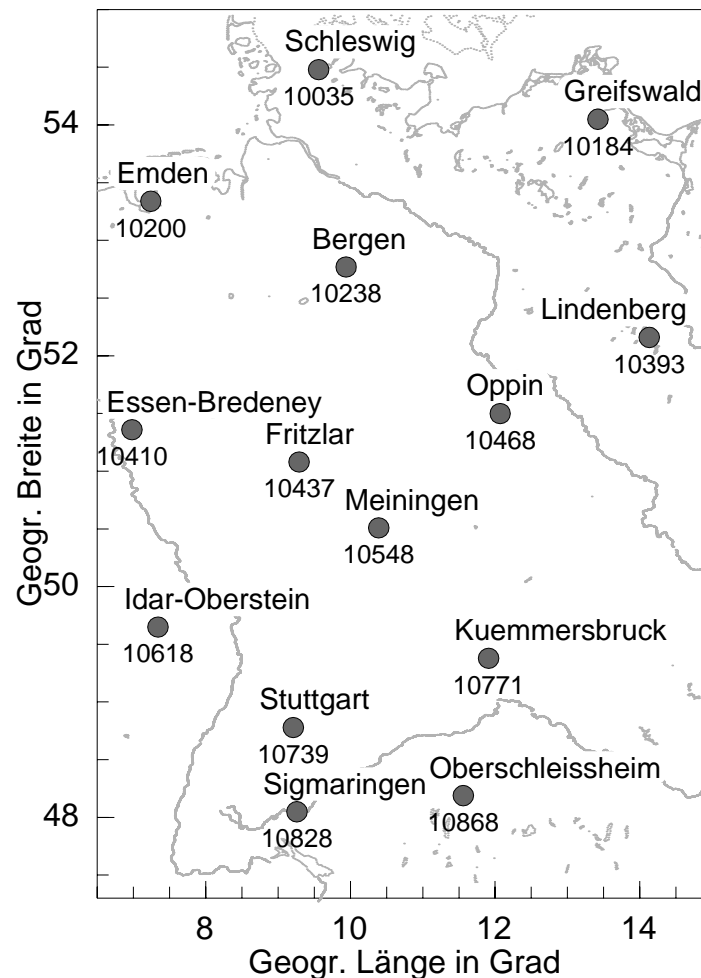


Abbildung 53: Ort und WMO-Kennzeichnung von Radiosondenstationen, die in die Berechnung der Verteilungen in Abb. 54 eingeflossen sind.

wird hier ebenfalls auf die Grenzschichthöhe begrenzt und gemittelt. Insgesamt liegen zwischen dem 01.06. und 31.08.2004 an allen Stationen 1046 Aufstiege für den 12 Uhr Termin vor, die eine entsprechende Anzahl Differenzen zwischen der Radiosondenmessung und dem korrespondierenden Modellwert liefern. Die Ergebnisse enthalten, bedingt durch den langen dreimonatigen Zeitraum, eine Vielzahl verschiedener Wetterlagen. Es wäre daher durchaus möglich, dass sich etwaige wetterabhängige und gegenläufige Tendenzen gerade ausgleichen. Bei den Differenzen der potentiellen Temperatur gleichen sich positive und negative Abweichungen (Abb. 54 unten) in etwa aus, die Verteilung besitzen aber eine positive Schiefe, das Modell ist in der PBL also leicht zu warm. In den Häufigkeitsverteilungen der Feuchtedifferenzen zwischen Modell und Messung zeichnet sich eine überraschend klare Tendenz ab. Unabhängig vom be-

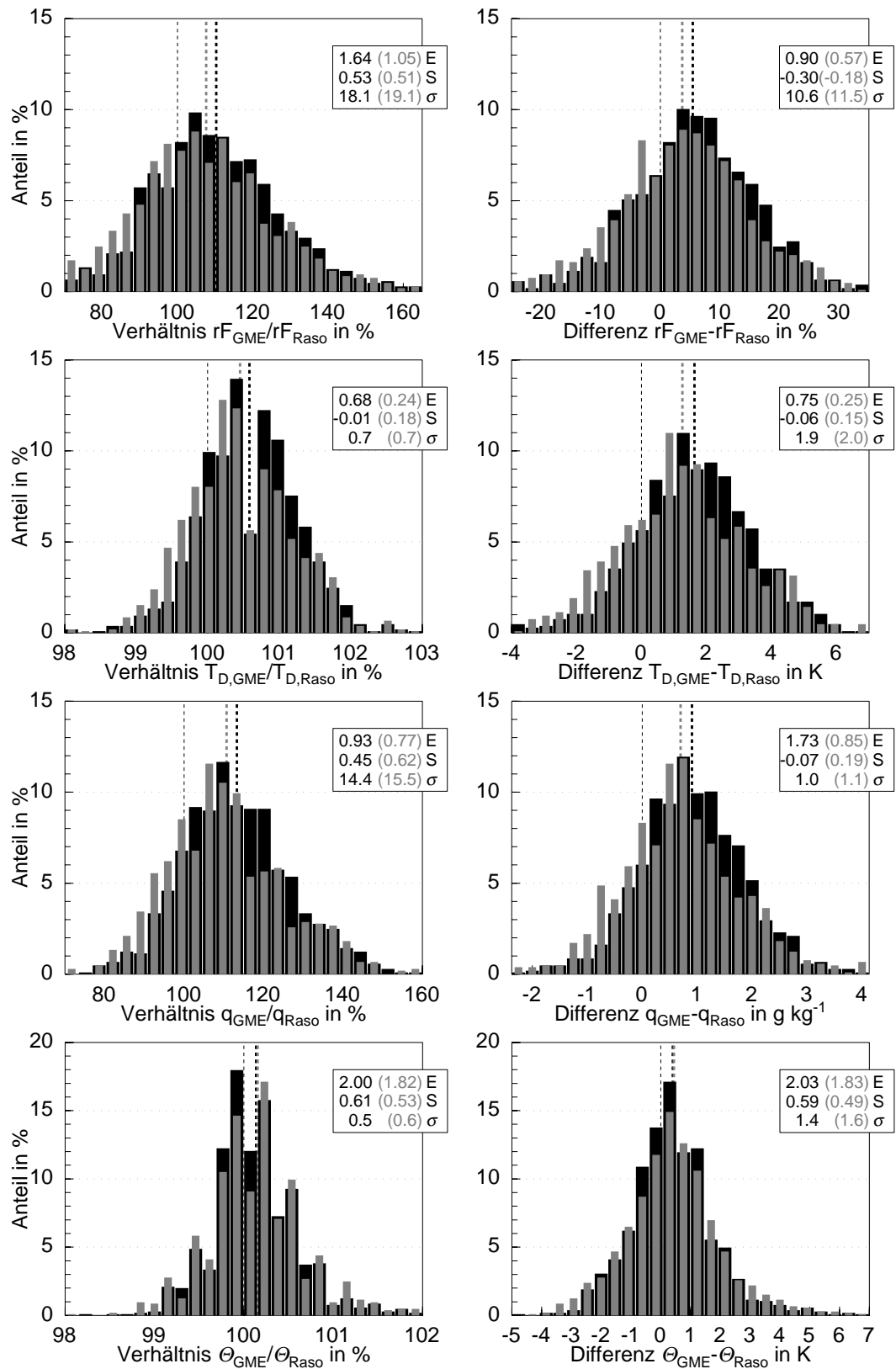


Abbildung 54: Verteilungsfunktion für Verhältnis (links) bzw. Differenz (rechts) zwischen GME und Radiosonden bei potentieller Temperatur, spezifischer Feuchte, Taupunkt und relativer Feuchte (von unten). Die Verteilungen in schwarz stehen für die 12 h, die in grau für die 36 h Vorhersage des GME. Im Kasten sind der Exzess (E), die Schiefe (S) und die Standardabweichung der Verteilungen aufgeführt. Ihr Mittelwert wird durch die gestrichelten Linien angegeben. Der dargestellte Zeitraum umfasst 1046 Aufstiege in den Monaten JJA 2004.

trachteten Feuchtemaß, also sowohl bei spezifischer Feuchte, Taupunkt und relativer Feuchte, sind die Vorhersagen des GME für den Bereich der Grenzschicht in 70 bis 80 % aller Fälle zu feucht (Abb. 54). Der Mittelwert bei der spezifischen Feuchte liegt bei $\Delta q = q_{\text{GME}} - q_{\text{Raso}} = +1 \text{ g kg}^{-1}$. Auch Differenzen $\Delta q \geq 2 \text{ g kg}^{-1}$, wie sie am 19.06.2002 auftreten, sind keine Ausnahmereignisse. Eine Summation der Verteilungsklassen (nicht gezeigt) zeigt, dass dies immerhin 10 % der Fälle betrifft. Bei einem Viertel aller Werte ist die Abweichung größer als 20 %. Als Konsequenz tritt bei Hebungsvorgängen wie der Konvektion (bei ansonsten gleichen Bedingungen) früher, das heißt in einem niedrigeren Niveau, Kondensation auf, und aufgrund der höheren spezifischen Feuchte steht auch mehr Wasserdampf zur Verfügung, der kondensieren kann. Entsprechend sind tageszeitlich frühere und stärkere Entwicklungen der Konvektion, deren Parametrisierung maßgeblich von der Feuchte in der Grenzschicht abhängig ist, im Modell begünstigt. Kaum Unterschiede bestehen zwischen der 12-stündigen und 36-stündigen Vorhersage des GME. Die Feuchte wächst daher im weiteren Verlauf der Simulationen nicht weiter an.

Beim Vergleich zwischen Ausgaben eines Regionalmodells wie dem LM und Messungen muss der große Einfluss der Antriebsdaten berücksichtigt werden. Die Verwendung unkorrigierter GME-Vorhersagen für nicht-operationelle Läufe erscheint wenig sinnvoll, gerade wenn konvektive Ereignisse Gegenstand der Untersuchung sind. In einem operationellen Regionalmodell kann die systematische Abweichung durch die Assimilation lokaler Messdaten ausgeglichen werden; für Fallstudien, die oft allein auf den Antriebsdaten des großskaligen Modells aufbauen, ist dagegen eine deutlich überschätzte Feuchte höchst problematisch. Die einfache Feuchtekorrektur mit einer konstanten Reduzierung der spezifischen Feuchte auf das Niveau der gemessenen Werte hat in dem hier untersuchten Einzelfall für einen VERTIKATOR-Intensivmesstag deutlich realistischere Ergebnisse erzielt. Bei Verwendung größerer Modellgebiete und damit meist zwangsläufig inhomogeneren Feuchteverteilungen ist der Erfolg dieser Näherung aber

zweifelhaft. Möglicherweise wäre für zukünftige Rechnungen der Einsatz von operativen LM-Daten als Randdatensatz sinnvoller, da in ihnen, unter anderem durch die stärkere Einbeziehung von Messungen, derartig große Abweichungen nicht auftreten.

8 Implementierung einer neuen Initialisierung

Konvektionsparametrisierungen von der Art des im LM verwendeten Tiedtke-Schemas sind i. A. aus zwei Teilen aufgebaut (Tiedtke, 1989). In der einleitenden Phase findet zunächst die Initialisierung statt. Für jeden Gitterpunkt wird unter Einsatz stark vereinfachter Formulierungen entschieden, ob eine Auslösung von Konvektion erfolgt. Erst im zweiten Teil geschieht dann, im Falle des LM mit mehreren Iterationsschritten, die eigentliche Integration der Parametrisierungsgleichungen (Anhang B). In der Initialisierung werden wichtige Entscheidungen getroffen, die den Hauptteil des Schemas maßgeblich mitbestimmen:

- Entscheidung über das Vorhandensein von Konvektion in einem Gitterpunkt
- Entscheidung über die Art der Konvektion (flach oder hochreichend)
- Bestimmung der Eigenschaften eines Luftpakets an der Wolkenbasis als Eingangsgrößen für das Wolkenschema

Über die Auslösung von Konvektion wird über einen einfachen Ansatz mit der adiabatischen Hebung eines Luftpakets ohne Berücksichtigung von Vermischungsvorgängen (Entrainment) entschieden (Doms und Schättler, 1999). Erreicht ein aus der bodennahen Schicht gestartetes Luftpaket Sättigung und besitzt gleichzeitig Auftrieb, wird dieses Niveau als Wolkenbasis festgelegt und Konvektion definiert. Die Größenordnung der Komponenten der Feuchtekonvergenz in der Atmosphäre entscheidet über die Art der Konvektion. Überwiegt der turbulente Beitrag in Gleichung (26), so wird flache Konvektion, ansonsten hochreichende Konvektion angenommen.

Das bisher verwendete Verfahren ist sehr ökonomisch bezüglich der benötigten Rechenleistung, physikalisch aber sehr stark vereinfachend. Jakob und Siebesma (2003) schlagen ein neues Modell für die Auslösebedingung vor, das für das globale Wettervorhersagemodell des EZMWF (Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersagen) entwickelt wurde. Statt auf dem Auftrieb eines Luftpakets beruht es auf der Vertikalwindgeschwindigkeit im Aufwind als entscheidendes Kriterium. Die Autoren konnten zeigen, dass die von ihnen propagierten Änderungen sowohl das Auftreten und den Typ der Konvektion als auch den Massenfluss an der Wolkenbasis stark beeinflussen, obwohl der Hauptteil der Parametrisierung gleich bleibt.

8.1 Verändertes Verfahren

Im Mittelpunkt des neu implementierten Initialisierungsschemas steht die Annahme, dass sich Wolken nur aus den stärksten Aufwinden der Grenzschicht entwickeln, welche im ersten Teil der Dissertation eingehend untersucht wurden. Im Ansatz von Jakob und Siebesma (2003) ist die genaue Definition dieser für die Konvektion verantwortlichen Aufwinde u (von *engl.* updraft) nicht notwendig. Es genügt ihnen einen Flächenanteil a_u zuzuweisen, da der Massenfluss an der Wolkenbasis M_u^{WB} bei bekannter Aufwindgeschwindigkeit w_u mit

$$M_u^{\text{WB}} = \rho a_u w_u \quad (27)$$

bestimmbar ist. Der Massenfluss selbst findet, nach Abschluss der Initialisierung, Eingang in die Integration der Parametrisierungsgleichungen. Für den Flächenanteil wird ein fester Wert gewählt, der von Jakob und Siebesma (2003) mit $a_u = 0.03$ angesetzt wird.

Die Identifikation von Konvektion geschieht wie auch in der ursprünglichen Formulierung des Initialisierungsschemas über die Hebung eines Luftpakets. Luft mit der Temperatur und Feuchte der Umgebung zuzüglich eines Temperaturzuschlags von 0.5 K wird gehoben, solange Auftrieb vorhanden ist. Das Erreichen von Sättigung definiert die Wolkenbasis. Statt der ursprünglichen „undiluted parcel method“, also der Hebung ohne Berücksichtigung von Einmischungsvorgänge, kommt ein einfaches „entraining plume model“ zum Einsatz. Es definiert über

$$\frac{\partial \psi_u}{\partial z} = -\varepsilon(\psi_u - \bar{\psi}) \quad (28)$$

die vertikalen Änderungen der konservativen Größen $\psi = \{h, q_{\text{ges}}\}$. Das Entrainment, also die Vermischung mit der Umgebungsluft, mit der Rate ε bestimmt die Abnahme von feucht-statischer Energie $h = c_p T + gz + L_V q$ und Gesamtfeuchte q_{ges} mit der Höhe. Letztere setzt sich gemäß $q_{\text{ges}} = q + q_l$ aus der spezifischen Feuchte q und dem Wolkenwasser q_l zusammen. Bei pseudoadiabatischen Prozessen ist die feucht-statische Energie eine Erhaltungsgröße. Die Entrainmentrate wird als umgekehrt proportional zur Höhe über Grund z

$$\varepsilon = \frac{c_\varepsilon}{z} \quad \text{für } z > 0 \quad (29)$$

mit der Konstanten $c_\varepsilon = 0.55$ angenommen (Jakob und Siebesma, 2003).

Die Entscheidung, ob ein Luftpaket in eine höher gelegene Schicht aufsteigen kann, wird im ursprünglichen Modell über den Auftrieb getroffen. Dieser spielt im neuen Sche-

ma indirekt ebenfalls eine wichtige Rolle, das eigentliche Kriterium stellt aber das Vorhandensein einer positiven Vertikalgeschwindigkeit, also eines Aufwindes, dar. Die Hebung des Luftpakets erfolgt so lange, wie ein positives w berechnet wird. Die Änderung der Vertikalwindgeschwindigkeit mit der Höhe wird nach Simpson und Wiggert (1969) parametrisiert durch

$$w_u \frac{\partial w_u}{\partial z} = -c_1 \varepsilon w_u^2 + c_2 g \frac{\theta_{V,u} - \bar{\theta}_V}{\bar{\theta}_V} \quad (30)$$

mit den Konstanten $c_1 = 2$ und $c_2 = 1/3$. Der zweite Term auf der rechten Seite mit der virtuellen potentiellen Temperatur θ_V stellt eine Vergrößerung der Vertikalgeschwindigkeit durch den Auftrieb des Luftpakets dar. Als Randbedingung für die unterste Modellschicht k wird die Standardabweichung von w gewählt

$$w_u(k) = \sigma_w. \quad (31)$$

Diese folgt aus der empirischen Beziehung

$$\sigma_w = 1.2 \sqrt[3]{u_*^3 + 0.6 w_*^3 \frac{z}{z_i}} \quad (32)$$

mit dem konvektiven Skalierungsfaktor w_* und der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = \sqrt{-\overline{u'w'_0}}$ (Holtslag und Moeng, 1991). Die konservativen Größen werden im Aufwindmodell über die Addition eines Zuschlags initialisiert, der vom Fluss an der Oberfläche $\overline{w'\psi'_0}$ abhängt

$$\psi_u(k) = \bar{\psi}(k) + b \frac{\overline{w'\psi'_0}}{\sigma_w}, \quad (33)$$

wobei der Vorfaktor $b = 1$ gewählt wird (Jakob und Siebesma, 2003). Gleichung (33) ersetzt den konstanten Temperaturzuschlag von 0.5 K, der in der ursprünglichen Form der Parametrisierung den Auftrieb des Luftpakets gegenüber der Umgebung bewirkt. Im Gegensatz zur originalen Schließung sind die Gleichungen, welche die vertikalen Änderungen des Aufwindes bezüglich seines Massenflusses und seiner thermodynamischen Eigenschaften beschreiben, entkoppelt.

Die Feststellung der Wolkenbasis folgt analog zum bisherigen Modell aus dem Auftreten von Übersättigung. Bei ebenfalls positiver Vertikalwindgeschwindigkeit im Niveau von WB wird Konvektion an einem Gitterpunkt initialisiert. Oberhalb dieses Niveaus bildet sich Wolkenwasser. Durch die Freisetzung latenter Wärme erhöht sich die Temperaturdifferenz zur Umgebung, was wiederum nach Gleichung (30) die Vertikalwindgeschwindigkeit verstärkt (Abb. 55). Das Maximum der berechneten Vertikalwindgeschwindigkeit findet sich typischerweise im oberen Drittel der Wolke. Verliert das Paket seinen Auftrieb, so reduziert sich entsprechend auch w , bis bei Erreichen von

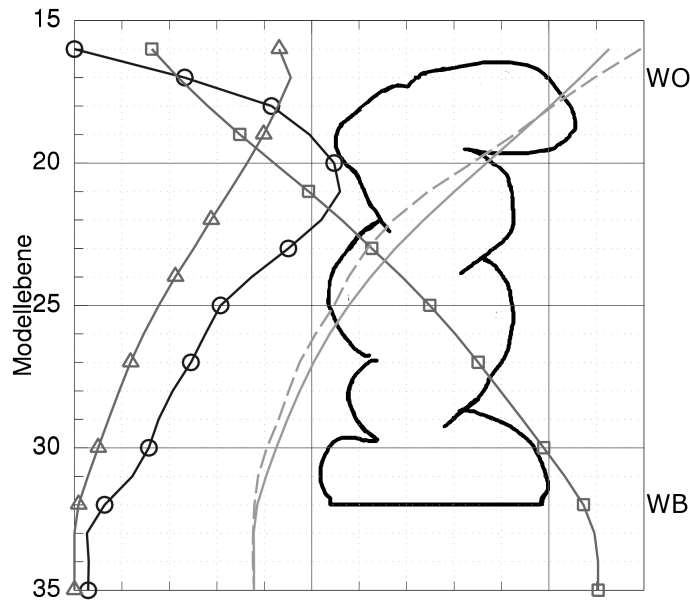


Abbildung 55: Schematische Darstellung der Parameter Aufwindgeschwindigkeit (Kreise), spezifische Feuchte (Quadrate), Wolkenwasser (Dreiecke) sowie Temperatur (hellgrau) im aufsteigenden Luftpaket sowie die Temperatur der Umgebung (hellgrau gestrichelt).

$w \leq 0$ der Oberrand der Wolke definiert wird.

Die wesentlichen Änderungen in der Initialisierung der Konvektion liegen zum einen in dem variablen, mit skaligen Größen verknüpften Temperaturzuschlag für den Auftrieb des Luftpakets, der den konstanten Additionswert von 0.5 K überflüssig macht. Zusätzlich ersetzt die explizite Berechnung des Massenflusses aus der Vertikalgeschwindigkeit in Gleichung (27) die Schließung durch die Feuchtekonvergenz über Gleichung (26). Die Entscheidung über die Art der Konvektion entfällt daher ebenfalls und wird unabhängig von der Feuchtekonvergenz über die Differenz des Drucks p zwischen Wolkenbasis WB und Wolkenobergrenze WO als zweckmäßigen Parameter gefällt.

$$p^{\text{WB}} - p^{\text{WO}} = \begin{cases} > 200 \text{ hPa} & \text{hochreichende Konvektion} \\ \leq 200 \text{ hPa} & \text{flache Konvektion} \end{cases} \quad (34)$$

Die neue Schließung besitzt damit eine größere physikalische Relevanz. Es muss betont werden, dass der Hauptteil der Parametrisierung, also die Integration des Wolkenmodells, sich nicht verändert, sondern ausschließlich die Initialisierung des Schemas und die Schließungsbedingung. Der neue Algorithmus liefert folgende Größen an das Konvektionsschema: die Existenz von Konvektion, welche von der Oberfläche aus angetrieben

wird, eine erste Schätzung der Wolkenhöhe, auf der die Entscheidung über die Art der Konvektion beruht und die Eigenschaften des Aufwindes an der Wolkenbasis, also die Eingangsgrößen für das Wolkenmodell.

8.2 Auswirkungen

Die Auswirkungen des neuen Initialisierungsschemas werden anhand einer Fallstudie für den 19.06.2002 analysiert. Dabei wird jeweils das LM mit Original- und mit veränderter Parametrisierung verglichen. Um Einflüsse einer Interpolation auszuschließen, erfolgt die Untersuchung direkt auf dem gedrehten Modellgitter. Das neue Schema hängt unter anderem von der Wahl mehrerer Konstanten ab: vom Entrainmentparameter c_ε in Gleichung (29), c_1 , c_2 in (30) und b in (33). Die Parametrisierung reagiert erwartungsgemäß mit verringerter (vergrößerter) Konvektionsaktivität bei größerem (kleinerem) c_ε , während die Variation von c_1 und c_2 darauf nur geringen Einfluss hat. Die Verringerung von c_1 , womit auch der Einfluss des Entrainments auf die vertikale Änderung von w_u abnimmt, und ein stärkerer Auftrieb durch die Vergrößerung von c_2 führt aber ähnlich wie ein kleineres c_ε zu größeren Aufwindgeschwindigkeiten und damit Massenflüssen an der Wolkenbasis. Die Abhängigkeit von diesen Größen wurde bereits von Jakob und Siebesma (2003) untersucht, daher wird hier nicht mehr näher darauf eingegangen. Eine weitere maßgebende Konstante ist der Flächenanteil a_u der starken Aufwinde, da dieser Parameter über Gleichung (27) den Massenfluss an der Wolkenbasis mitbestimmt. Nachfolgend werden die Auswirkungen des neuen Initialisierungsschemas auf die Auslösung von Konvektion, die Wolkenhöhe und die Eigenschaften der Aufwinde an der Wolkenbasis betrachtet.

Die grundlegende Entscheidung, welche über die Konvektionsparametrisierung getroffen werden muss, ist die über das Auftreten von Konvektion. Neben dem Auftreten von der Oberfläche aus angetriebener Konvektion an einem bestimmten Gitterpunkt muss darüber hinaus die Wolkenhöhe bestimmt werden, aus der die Art der Konvektion folgt. Das neue Schema führt zu einer eindeutigen Reduzierung der Anzahl der Gitterpunkte, an denen durch die Initialisierung Konvektion festgestellt wird (Abb. 56 links). Im Originalschema sind praktisch im gesamten Modellgebiet die Bedingungen für die Auslösung von Konvektion erfüllt, so dass die Summe von flacher und hochreichender Konvektion während des gesamten betrachteten Zeitraums nahe 100 % liegt. Beim neuen Schema liegt der Anteil an „konvektiven“ Gitterpunkten auch im Maximum der konvektiven Aktivität bei lediglich etwa 30 %, wobei die hochreichende Konvektion etwa im Verhältnis 2:1 überwiegt, was der Relation im

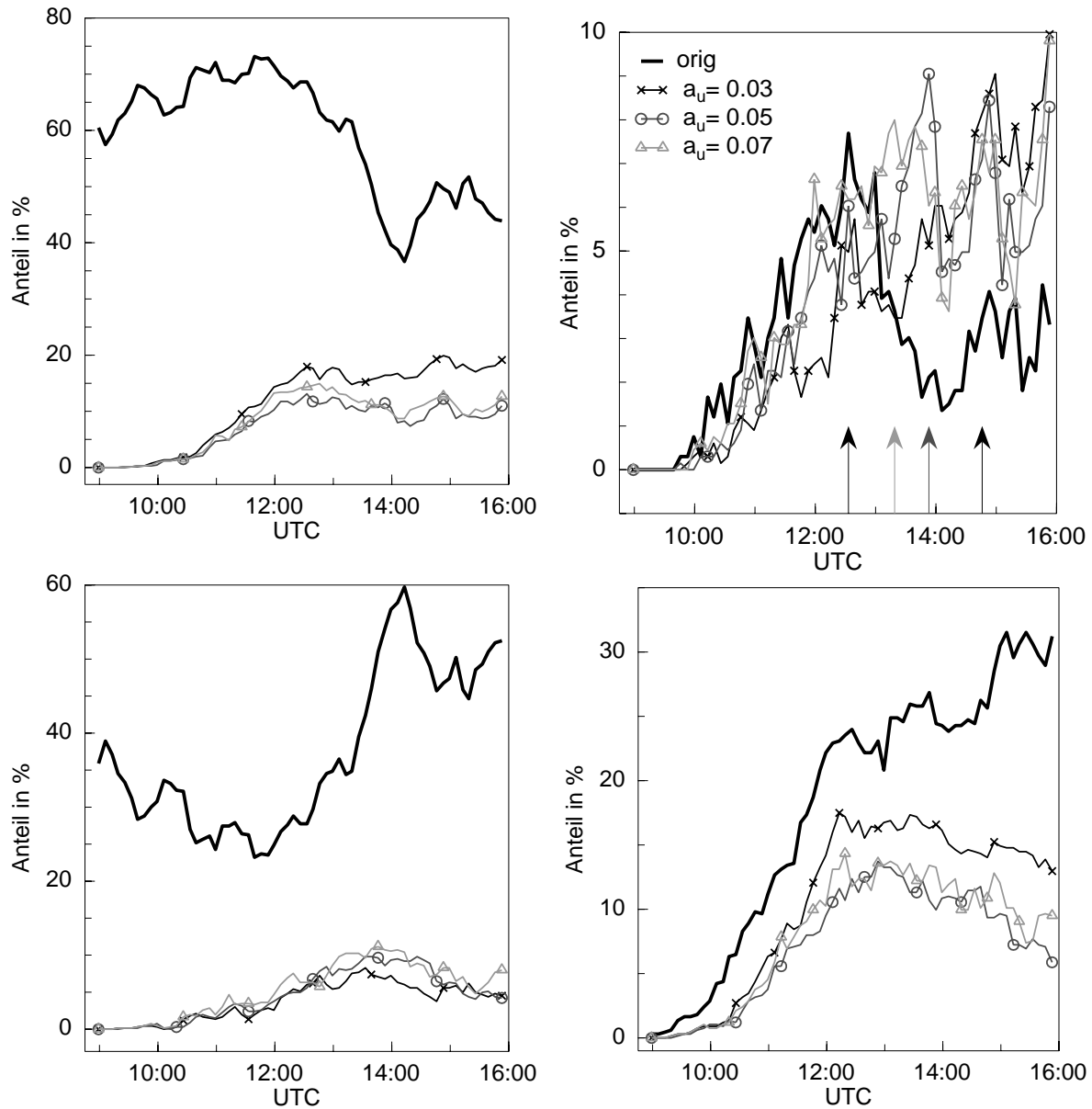


Abbildung 56: Anteil der Gitterpunkte, an denen das Konvektionsschema am 19.06.2002 Konvektion auslöst. Die linke Spalte zeigt den Schritt nach der Initialisierung, die rechte nach Abschluss des Konvektionsschemas jeweils für flache (unten) und hochreichende (oben) Konvektion. Verglichen wird das neue Initialisierungsschema mit verschiedenen Flächenanteilen (Symbole) mit dem Original-LM (dicke Linie). Die Pfeile markieren die Maxima der Kurven der hochreichenden Konvektion. Die Datenpunkte haben einen Abstand von 10 Modellzeitschritten.

alten Schema entspricht. Der neue Algorithmus wirkt sich daher bei beiden Arten der Konvektion ähnlich aus. Die Vertikalwindgeschwindigkeit verschwindet an vielen Gitterpunkten bereits vor Erreichen einer Wolkenbasis. Dadurch verringert sich die Zahl von „konvektiven“ Gitterpunkten im neuen Schema, während im Original durch den Temperaturzuschlag von 0.5 K und dem Fehlen von Entrainment an wesentlich mehr Punkten das Luftpaket aus der bodennahen Schicht weit genug aufsteigen kann und Sättigung erreicht. Die Variation des Flächenanteils der Aufwinde über den Parameter a_u wirkt sich am Vormittag nur gering aus, mit zunehmender Entwicklung vergrößert sich der Anteil der flachen Konvektion auf Kosten der hochreichenden bei einer Erhöhung von a_u . Die Gesamtzahl „konvektiver“ Gitterpunkte ändert sich dagegen nur unwesentlich. Der Durchlauf des kompletten Schemas führt zu drastischen Änderungen gegenüber der Initialisierungsphase. Im Originalschema bleibt nur ein Bruchteil der Punkte mit hochreichender Konvektion übrig, während die „flachen“ Gitterpunkte weniger stark reduziert werden. Auch im neuen Schema reduziert sich die Zahl der konvektiven Punkte, schließlich ist der Hauptteil der Parametrisierung gleich geblieben. Die Anteile von flacher und hochreichender Konvektion vertauschen sich annähernd, so dass die flache Konvektion überwiegt. Die Anzahl der Gitterpunkte mit hochreichender Konvektion ist gegenüber dem Original kleiner, nähert sich diesem aber mit zunehmendem Flächenanteil der Aufwinde in etwa an. Ein deutlicher Unterschied lässt sich am Auftreten des Maximums der konvektiven Entwicklung feststellen. Dieses wird im Original bereits gegen etwa 13 UTC erreicht, während im neuen Schema die größte Anzahl „konvektiver“ Gitterpunkte je nach Wahl von a_u etwa 30 bis 120 min später auftritt. Die Aktivität verschiebt sich dabei umso mehr zu späteren Tageszeiten, je geringer a_u ist.

Die Ursachen für die aufgezeigte Verteilung der Konvektion können anhand der Eigenschaften der Aufwinde an der Wolkenbasis näher untersucht werden. Die Vertikalwindgeschwindigkeit kann allerdings nicht mit jener des Originalschemas verglichen werden, da diese dort nicht berechnet wird und auch nicht aus dem Massenfluss bestimmt werden kann, da neben w_u auch a_u in Gleichung (27) nicht bekannt ist. Die am häufigsten auftretende Vertikalwindgeschwindigkeit liegt bei etwa 0.6 m s^{-1} (Abb. 57). Das Maximum von w_u^{WB} verschiebt sich im Tagesverlauf von 0.4 m s^{-1} zu einem größten Wert von 0.65 m s^{-1} . Dieser wird am frühen Nachmittag erreicht, zu der Zeit an der auch an den meisten Gitterpunkten Konvektion auftritt (Abb. 56).

Beide Parametrisierungen bestimmen den Massenfluss an der Wolkenbasis als notwendige Eingangsgröße für das Wolkenmodell. Dies ermöglicht einen direkten Ver-

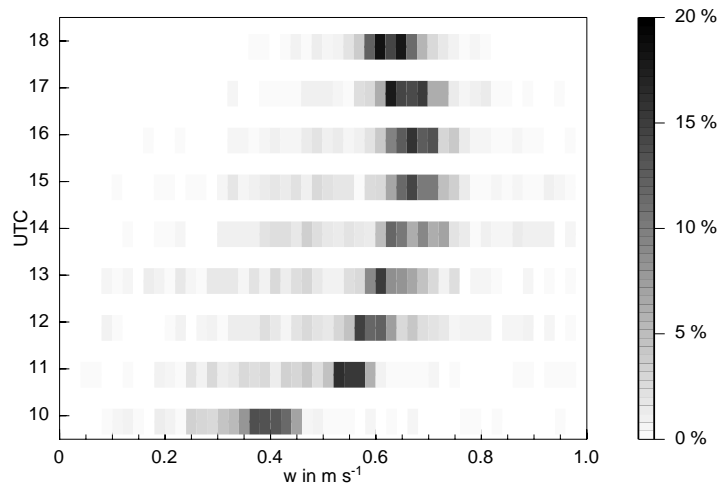


Abbildung 57: Verteilung der Aufwindgeschwindigkeiten an der Wolkenbasis WB zu verschiedenen Zeiten. Die Verteilungen haben eine Schrittweite von 0.02 m s^{-1} und stammen aus der Simulation mit $a_u = 0.05$. Je dunkler der Grauton, desto mehr „konvektive“ Gitterpunkte liegen innerhalb eines Geschwindigkeitsintervalls, wie durch den Graukeil rechts angezeigt.

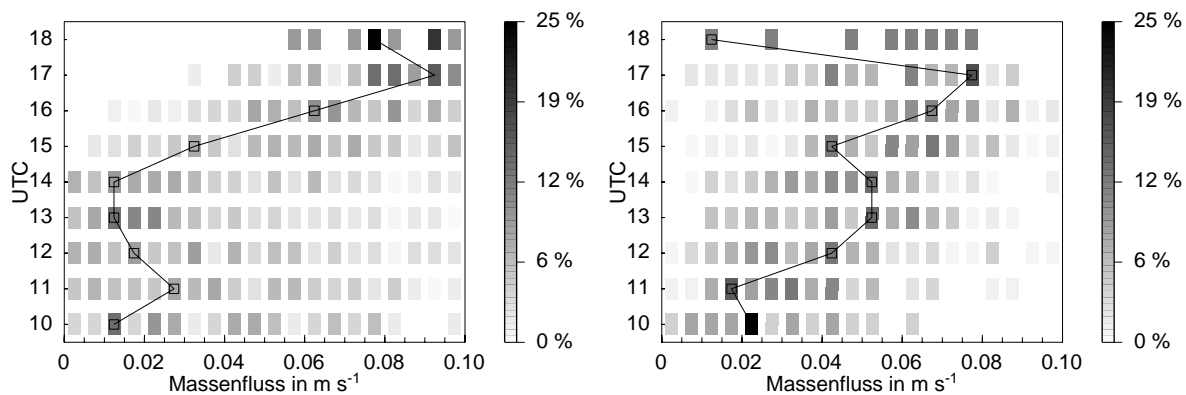


Abbildung 58: Verteilungsfunktion des Massenflusses an der Wolkenbasis für Original-LM (links) und Simulation mit $a_u = 0.05$ (rechts) zu verschiedenen Zeiten. Die Grauwerte repräsentieren den Anteil an allen „konvektiven“ Gitterpunkten. Die Linie markiert die Position des Verteilungsmaximums.

gleich. Die Verteilung von M_u^{WB} zeigt hierbei Unterschiede sowohl in der Position und zeitlichen Entwicklung des Maximums, als auch in ihrer Breite (Abb. 58). Im neuen Schema scheint der Massenfluss, den die Initialisierung an das Wolkenmodell weiter gibt, im Mittel etwas stärker zu sein. Bei genauerer Untersuchung aller Zeitpunkte zeigt sich jedoch, dass das Maximum der Verteilung bei der originalen Parametrisierung bis etwa 12 UTC bei höheren Werten liegt (Abb. 59a). Der Massenfluss im neuen Modell ist sehr stark vom Flächenanteil der Aufwinde abhängig, was auf der linearen Abhängigkeit zwischen beiden über Gleichung (27) beruht. Für $a_u = 0.03$ liegt das Maximum der Verteilung etwa bei der Hälfte des Originalschemas, dessen Werte bei $a_u = 0.07$ fast erreicht werden.

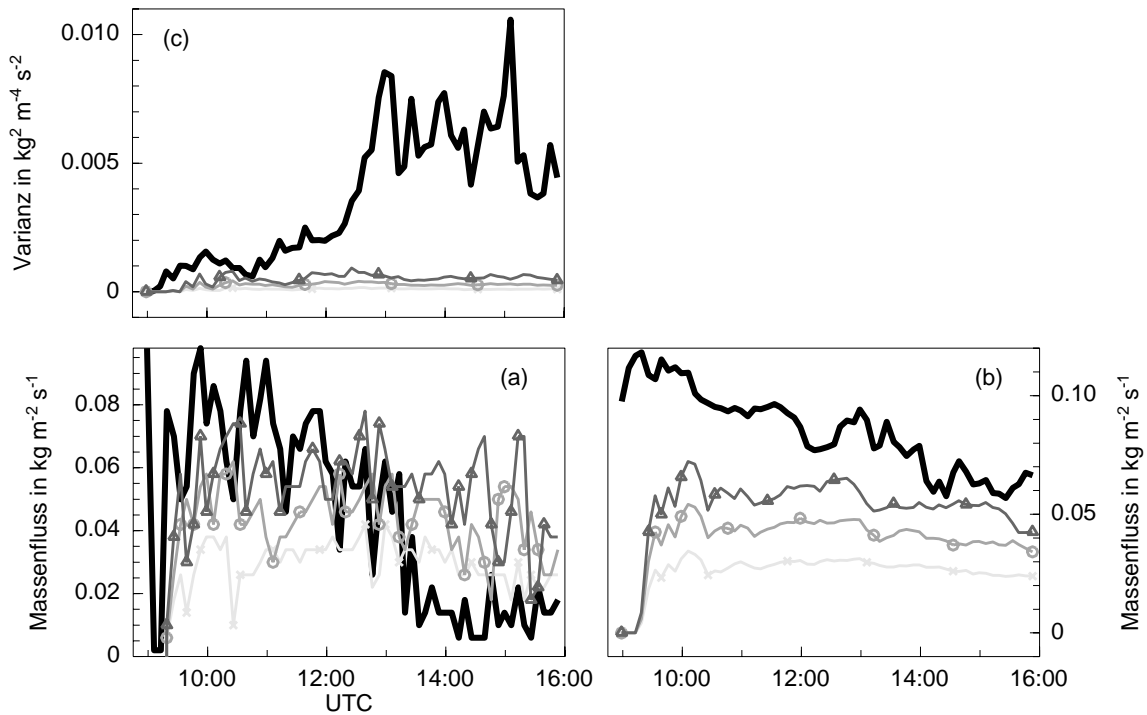


Abbildung 59: Maximum der Verteilungsfunktion des Massenflusses an der Wolkenbasis (a), der über alle „konvektiven“ Gitterpunkte gemittelte Massenfluss (b) sowie die Varianz von $\overline{M}_u^{\text{WB}}$ (c) für Original-LM (schwarz) und neue Parametrisierung (grau) zu verschiedenen Zeiten.

Noch deutlicher tritt dieser Zusammenhang beim über alle Gitterpunkte gemittelten Massenfluss an der Wolkenbasis $\overline{M}_u^{\text{WB}}$ hervor (Abb. 59b). Dieses Mittel liegt bei der neuen Parametrisierung im ganzen betrachteten Zeitraum deutlich unterhalb des Originals, nimmt aber mit steigendem a_u zu. Dadurch werden auch zeitliche Variationen

im mittleren Massenfluss verstärkt, die bei $a_u = 0.03$ nach Einsetzen der Konvektion nur sehr schwach auftreten. Eine Abnahme von \overline{M}_u^{WB} , wie sie im Tagesverlauf des Originalschemas vorhanden ist, tritt nicht auf. Der Mittelwert bleibt relativ konstant, was auch eine deutlich niedrigere Varianz bedeutet (Abb. 59c). Die sehr großen Werte im Originalschema am Nachmittag werden durch die dann geringe Anzahl von „konvektiven“ Gitterpunkten verursacht, so dass bei der kleinen Wertemenge eine große relative Schwankungsbreite auftritt. Die dargestellten Größen werden von der hochreichenden Konvektion dominiert, die Graphiken unter Ausschluss der flachen Konvektion sind daher sehr ähnlich (nicht dargestellt). Lediglich Abbildung 59b weicht hier etwas ab. Im Originalschema steigt der mittlere Massenfluss an der Basis der hochreichenden Konvektion ähnlich dem neuen Schema erst später an und erreicht nicht bereits um 9 UTC hohe Werte. Dieser frühe Beitrag stammt fast ausschließlich von der flachen Konvektion, die im neuen Schema erst deutlich später einsetzt.

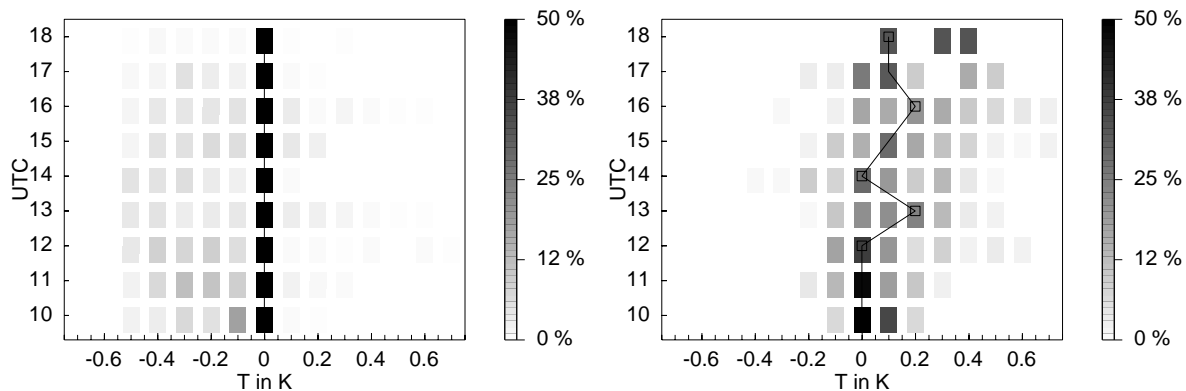


Abbildung 60: Relative Häufigkeit der auftretenden Differenzen zwischen der virtuellen Temperatur von Luftpaket und Umgebung an der Wolkenbasis für Original-LM (links) und Simulation mit $a_u = 0.05$ (rechts) an Gitterpunkten mit hochreichender Konvektion zu verschiedenen Zeiten. Die schwarze Linie markiert die Position der Verteilungsmaxima, die in Abb.61 wiedergegeben sind.

Eine weitere für die Parametrisierung interessante Eigenschaft ist die Temperatur der Wolkenbasis. Die Differenz der virtuellen Temperatur von aufsteigendem Luftpaket und der Umgebung bestimmt den Auftrieb im originalen Schema und entscheidet damit über die Auslösung von Konvektion an einem Gitterpunkt. Im neuen Schema ist der Auftrieb ebenfalls eine wichtige Größe, da er über Gleichung (30) die Änderung der Vertikalgeschwindigkeit mitbestimmt. Die Verteilungen der auftretenden Temperaturdifferenzen zeigen deutliche Unterschiede zwischen den beiden Parametrisierungen.

Im ursprünglichen Schema liegt der mit Abstand am häufigsten vorkommende Temperaturunterschied im Bereich von $\Delta T^{\text{WB}} \pm 0.05$ K, die Verteilung ist somit sehr eng und zeigt nur sehr wenige positive Anteile (Abb. 60). Werte mit einer Differenz kleiner -0.5 K treten aufgrund des verwendeten Temperaturzuschlags und der Auftriebsbedingung an der Wolkenbasis nicht auf. Über die Hälfte der Gitterpunkte, an denen die Parametrisierung Konvektion feststellt, wären somit mit einem Temperaturzuschlag kleiner als 0.5 K nicht konvektiv. Das Maximum der Verteilung der Temperaturdiffe-

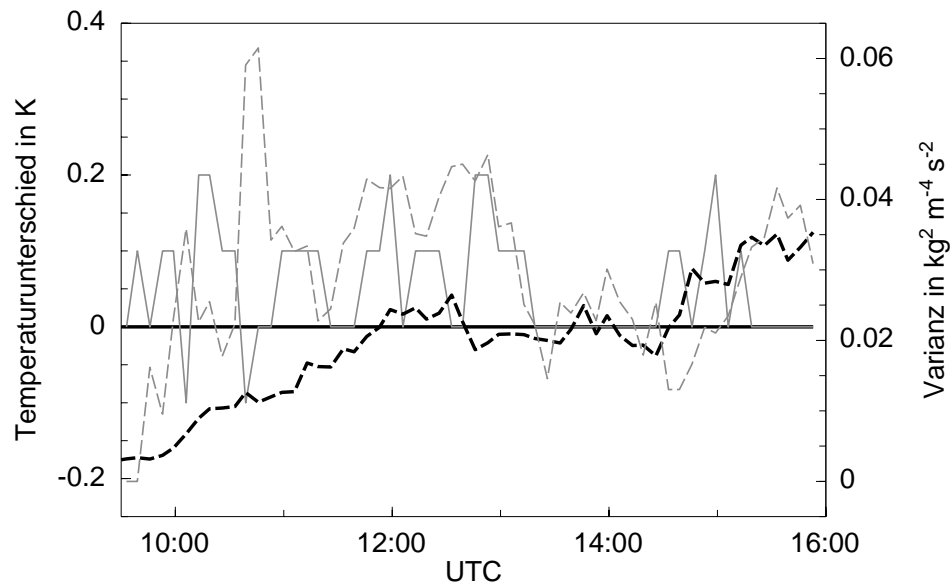


Abbildung 61: Maximum der Verteilungsfunktion der Temperaturdifferenz an der Wolkenbasis (durchgezogene Linie) sowie der Varianz von ΔT^{WB} (gestrichelt) für Original-LM (schwarz) und Simulation mit $a_u = 0.05$ (grau) zu verschiedenen Zeiten.

renz ändert sich während des gesamten betrachteten Zeitraums nicht, während es im neuen Schema zwischen -0.2 und $+0.3$ K schwankt. Die Temperaturdifferenzen zeigen beim neuen Schema viel größere Variationen. Die Verteilung ist deutlich breiter, was in einer größeren Varianz resultiert (Abb. 61). Erst am späten Nachmittag steigt die Varianz im ursprünglichen Schema auf die gleiche Größenordnung an, was analog zu den Ausführungen zum Massenfluss erklärbar ist. Nicht alle Luftpakete, die in der neuen Initialisierung an der Wolkenbasis ankommen, besitzen noch einen eigenen Auftrieb. Sie steigen nur noch durch den unterhalb der Basis gewonnenen Eigenimpuls mit ihrer Vertikalwindgeschwindigkeit $w > 0$ weiter auf. Vormittags liegt das Maximum der Verteilung im negativen Bereich, später größtenteils im positiven. Dies geht einher mit dem im Tagesverlauf zunehmenden fühlbaren Wärmestrom an der Erdoberfläche, der bis etwa 14 UTC im Modell stetig zunimmt, sich danach aber kaum noch ändert (nicht

gezeigt). Dieser bestimmt über Gleichung (33) maßgeblich den initialen Temperaturzuschlag des Luftpakets, so dass sein Wert auch die Verteilung der Temperaturdifferenzen beeinflusst.

Eine entscheidende Rolle im neuen Schema spielt die aus der Initialisierung

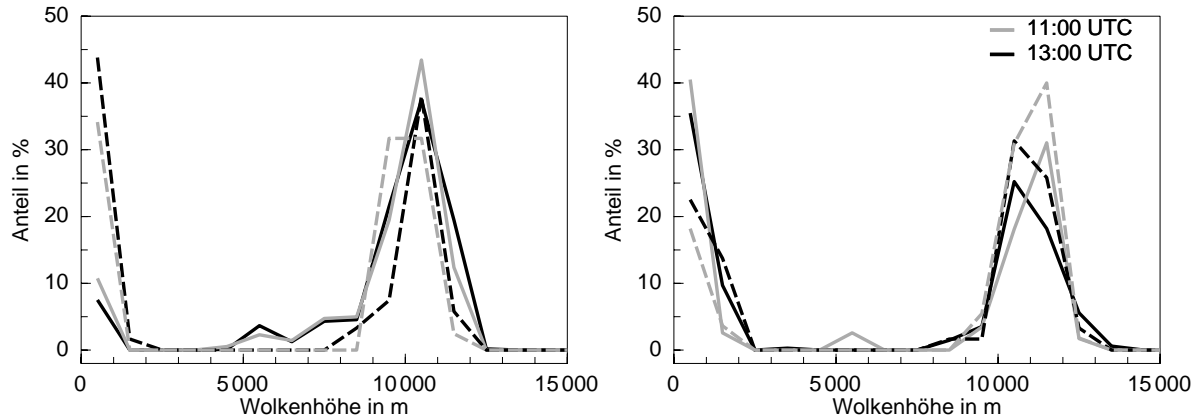


Abbildung 62: Verteilungsfunktion der Wolkenhöhe an allen „konvektiven“ Gitterpunkten für Original-LM (durchgezogene Linien) und Simulation mit $a_u = 0.05$ (gestrichelt) zu verschiedenen Zeiten. Links ist die Wolkenhöhe, die nach der Initialisierung des Schemas bestimmt wird, rechts die endgültige Höhe nach abgeschlossener Parametrisierung dargestellt.

abgeleitete Wolkenhöhe. Im ursprünglichen Schema wird sie nur für die Bestimmung des Entrainmentparameters ε_u der hochreichenden Konvektion in Gleichung (B.24.1) benötigt und über eine ausschließlich thermodynamische Bedingung bestimmt (Arakawa und Schubert, 1974). Im neuen Schema wird die Wolkenobergrenze festgelegt, wenn eine negative Aufwindgeschwindigkeit auftritt. Die Wolkenhöhe folgt daher aus einem dynamischen Kriterium direkt aus der Parametrisierung. Aus ihr leitet sich über Gleichung (34) die Art der Konvektion ab, so dass die Feuchtekonvergenz für diese Entscheidung nicht mehr benötigt wird. Die Wolkenhöhen $WH = WO - WB$ an den „konvektiven“ Gitterpunkten sind unabhängig vom Initialisierungsschema nach dem ersten Parametrisierungsschritt sehr ähnlich (Abb. 62 links). Die Verteilungen zeigen jeweils zwei Maxima. Der Anteil flacher Wolken mit einer vertikalen Erstreckung kleiner 2000 m liegt bei etwa 10 % im ursprünglichen und deutlich höher im neuen Schema mit 35 bis 45 % aller „konvektiven“ Gitterpunkte. Der Anteil flacher Bewölkung vergrößert sich mit zunehmender Entwicklungszeit. Nach einer Lücke zwischen $WH = 2000$ m bis 5000 m folgt ein Bereich mit etwa 15 % der Wolken im ursprünglichen Schema, die Höhen zwischen 5000 und 9000 m besitzen. Im neuen Schema gibt es keine Wolken dieser Höhenklasse, jedoch ist der Hauptteil der hochreichenden Konvektion in beiden

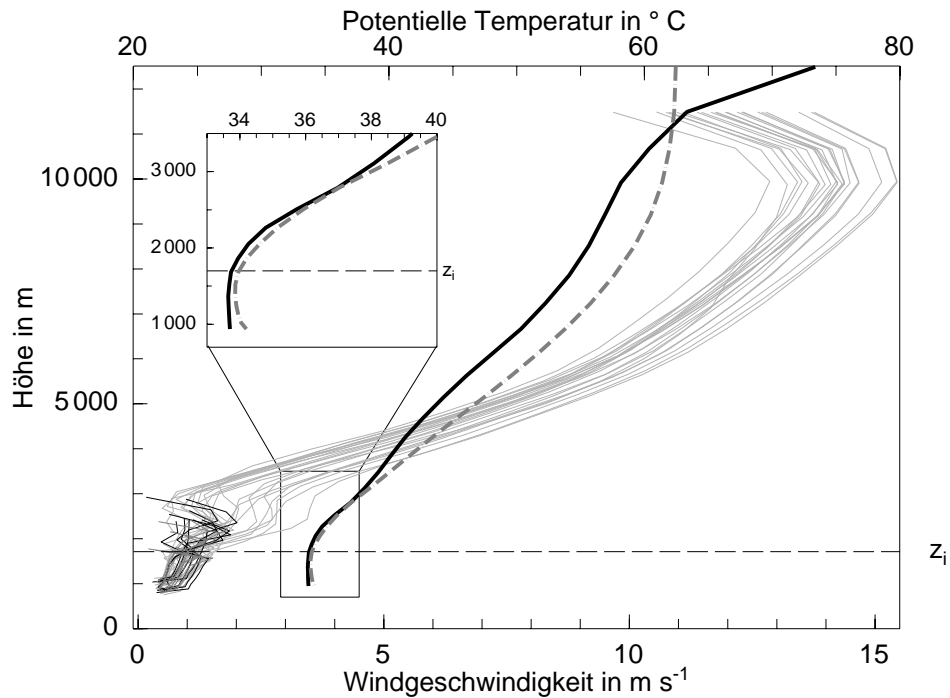


Abbildung 63: Profile der vertikalen Windgeschwindigkeit w_u an allen „konvektiven“ Gitterpunkten für den Zeitpunkt 11 UTC. Wolken mit einer Obergrenze kleiner 4000 m sind schwarz, höhere Wolken grau dargestellt. In dick und schwarz die gemittelte Temperatur aller Vertikalprofile sowie in grau und strich-punktiert die gemittelte Temperatur in allen aufsteigenden Luftpaketen. In der kleinen Abbildung ist der eingerahmte Bereich hervorgehoben.

Schemata um ein Maximum zwischen 10 bis 11 km Höhe gruppiert, das mehr als die Hälfte der Gitterpunkte repräsentiert. Oberhalb dieses Niveaus befindet sich im Modell die Tropopause (Abb. 63). Dort steigt die Umgebungstemperatur schnell an, wodurch sich jede Aufwärtsbewegung abschwächt. Das Luftpaket verliert seinen Auftrieb und die vorhandene Vertikalgeschwindigkeit baut sich rasch ab. Der Auftriebsterm und damit die vertikale Temperaturschichtung in der Atmosphäre spielen daher auch im neuen Schema eine entscheidende Rolle. In der neutral geschichteten Grenzschicht (kleines Bild in Abb. 63) ist die mittlere Temperaturerhöhung des Luftpakets gering, der Auftriebsterm liefert daher nur einen schwachen Beitrag zur Vertikalwindgeschwindigkeit, die in diesem Bereich nur leicht zunimmt. Zudem baut sich der initiale Zuschlag zu h und damit auch die potentielle Temperatur des Luftpakets durch das in Gleichung (28) definierte Entrainment beständig ab, so dass an vielen Gitterpunkten die stabile Schicht oberhalb WB nicht überwunden werden kann. Die Aufwindgeschwindigkeit w_u wird in-

nerhalb der Temperaturinversion negativ und am betreffenden Gitterpunkt wird flache Konvektion festgestellt. Reicht der in der Grenzschicht aufgebaute Impuls jedoch aus, um die weniger stabil geschichtete mittlere Troposphäre zu erreichen, erhöht sich die Temperatur der Luftpakete aufgrund der bei der Kondensation frei werdenden latenten Wärme deutlich gegenüber jener der Umgebung. Dieser zusätzliche Auftrieb bewirkt eine kontinuierliche Zunahme der Vertikalgeschwindigkeit und damit einen ungehinderten Aufstieg bis zur Tropopause (Abb. 63). Daher existieren auch keine Wolken mit mittleren Höhen, wie sie im ursprünglichen Schema in Erscheinung treten. Die abgeleiteten Wolkenhöhen ändern sich zeitlich nur sehr langsam, da sich auch Änderungen in der thermischen Schichtung der Atmosphäre nur langsam vollziehen.

Nach dem kompletten Durchlauf der Parametrisierung unterscheiden sich die Verteilungen in ihrer Form praktisch nicht mehr (Abb. 62), wie sich auch die Zahl der Gitterpunkte mit hochreichender Konvektion im Mittel nicht stark unterscheidet. Der Hauptteil des Tiedtke-Schemas dominiert hierbei also sehr stark. Trotzdem treten Unterschiede bei den Anteilen der Konvektionstypen auf, die sich verglichen mit den Initialbedingungen gerade umkehren; der Anteil der flachen Konvektion ist im neuen Schema deutlich kleiner als im ursprünglichen, dafür ist der Anteil der hochreichenden Konvektion leicht erhöht. Im alten Schema wird an praktisch allen Punkten im Initialschritt Konvektion festgestellt. An den meisten Punkten bleibt dort die zunächst festgestellte flache Konvektion auch nach der vollständigen Parametrisierung erhalten. Ein größerer Teil als im neuen Schema der zuerst mit hochreichender Konvektion eingestuft Gitterpunkte, der nicht die dazu notwendigen Kriterien erfüllt, wird im Hauptteil zu flacher Konvektion zurückgestuft. Dies ist wohl eine Folge des im Mittel größeren Massenflusses an der Wolkenbasis, wodurch mehr Gitterpunkte im Hauptteil des Schemas zumindest die Bedingungen für flache Konvektion erfüllen.

Die wichtigsten Größen der Initialisierung sind jene, die in den unveränderten Hauptteil des Tiedtke-Schemas eingehen. Dies betrifft die Anzahl und Position der „konvektiven“ Gitterpunkte sowie den Massenfluss an der Wolkenbasis. Bei Anwendung der neuen Parametrisierung verändern sich diese Parameter:

- Die Initialisierung löst an deutlich weniger Gitterpunkten Konvektion aus. Dies gilt grundsätzlich für beide Konvektionstypen, besonders stark aber bei flacher Konvektion. Der Tagesgang nach der Initialisierung ist ähnlich dem Verlauf nach der kompletten Parametrisierung und nicht so uniform wie im ursprünglichen Schema.
- Nach Durchlauf der kompletten Parametrisierung ist die Anzahl von Gitterpunk-

ten mit hochreichender Konvektion vergleichbar, das Vorkommen flacher Konvektion aber etwas seltener.

- Es gibt eine zeitliche Verschiebung auf spätere Tageszeiten für das Einsetzen sowohl der flachen als auch der hochreichenden Konvektion. Bei letzterer beträgt die Differenz 30 bis 120 min, je nach Wahl des Parameters a_u .
- Der Massenfluss an der Wolkenbasis ist deutlich niedriger und wegen des Zusammenhangs über Gleichung (27) stark von der Wahl von a_u abhängig.

Eine eindeutige Antwort darauf, wie sich diese Änderungen auf das Gesamt-Modell auswirken, ist schwierig. Änderungen eines oder mehrerer Parameter im Konvektionsschema führt über die Gleichungen (B.11) bis (B.13) zu Veränderungen der skaligen Variablen. Der Einfluss einer speziellen Größe lässt sich nur schwierig trennen oder quantifizieren. Am besten lassen sich die Auswirkungen des neu implementierten Initialisierungsschemas am konvektiven Niederschlag festmachen, da das Tiedtke-Schema diesen selbst „produziert“, den aber ebenfalls mit fortschreitender Simulationsdauer die Änderungen im Gesamt-Modell zunehmend beeinflussen. Für die Untersuchung

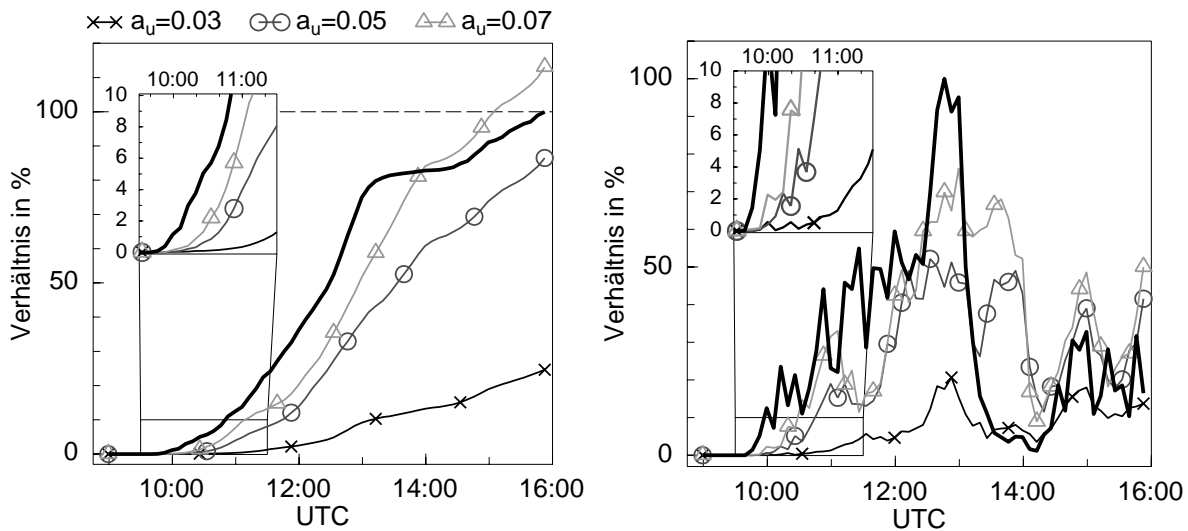


Abbildung 64: Akkumulierter Niederschlag zwischen 9 und 16 UTC (links) mit neuen Initialisierungsschemata (Grautöne) relativ zu Original-LM (schwarz) am 19.06.2002 und analog dazu die summierten Regenraten, also dem Niederschlag zwischen zwei Zeitschritten an allen Gitterpunkten (rechts). Beide Größen liegen alle 400 s vor, da das Tiedtke-Schema nur jeden 10. Zeitschritt ausgeführt wird.

wird der Niederschlag über alle Gitterpunkte des in Abb. 65 gezeigten Ausschnitts

des Modellgebiets summiert und ins Verhältnis zum im ursprünglichen Schema gefallenen Regen gesetzt (Abb. 64 links). Die berechnete Regenmenge hängt stark von der Wahl des Parameters a_u ab. Je größer er ist, desto mehr nähert sich der berechnete Massenfluss dem des Originalschemas an. Umso näher liegt auch der Niederschlag am ursprünglichen Schema, der Zusammenhang ist dabei annähernd linear und nimmt um etwa 45 Prozentpunkte zu wenn a_u um 0.02 steigt (Tab. 6). Die simulierte Nie-

a_u	0.03	0.05	0.07
Niederschlag	24.6	71.3	113.1

Tabelle 6: Akkumulierter Niederschlag in % im Modellgebiet zum Zeitpunkt 16 UTC im Verhältnis zum Original-LM am 19.06.2002. Die Prozentwerte entsprechen den Endpunkten der Kurven im linken Teil von Abbildung 64.

derschlagsaktivität am 19.06.2002 besteht unabhängig vom Initialisierungsschema aus zwei Phasen. Die erste Phase beginnt etwa um 10 UTC, in ihr nimmt die Intensität kontinuierlich zu und erreicht ein Maximum zwischen 12:30 und 14 UTC. In der anschließenden Phase beruhigt sich die Schauerstätigkeit zunächst und nimmt am späteren Nachmittag wieder leicht zu. Die Form der Kurven und damit der grundlegende Ablauf unterscheiden sich nicht, wohl aber die Position und Höhe des Intensitätsmaximums (Abb. 64 rechts). Die Unterschiede in der zeitlichen Entwicklung lassen sich gut an den Regenraten erkennen, die der Steigung der links abgebildeten Graphen entsprechen. Auch hier spalten sich die Kurven in Abhängigkeit von a_u auf, für $a_u = 0.07$ wird annähernd das ursprüngliche Schema erreicht. Am frühen Nachmittag zwischen 13 und 14 UTC bricht die Aktivität zusammen und erholt sich etwa 2 Stunden später. Allerdings gibt es zwei wesentliche Unterschiede; zum einen dauert der Niederschlag für die größeren Werte von a_u etwa eine Stunde länger an, zum anderen setzt der Niederschlag erst drei Aufrufe des Tiedtke-Schemas oder 19 min später ein (kleine Ausschnitte in Abb. 64) und die Intensität steigert sich zu Beginn langsamer, die Kurven weisen beim neuen Schema daher eine geringere Steigung auf. Bis 12 UTC fällt deutlich weniger Niederschlag im Vergleich zum Originalschema (Abb. 65 verglichen mit Abb. 50). Der meiste Regen fällt wie auch im Original zwischen 12 und 14 UTC, wobei sich die Position der Niederschlagsgebiete kaum unterscheidet, lediglich die Intensität ist etwas geringer. Eine merkliche Änderung liegt in der Dauer des Niederschlags. Auch nach 14 UTC tritt im Südschwarzwald, wenn auch im geringeren Umfang als in der realen Entwicklung (Kap. 7.2.2), Konvektion und Regenbildung auf, während es im Original

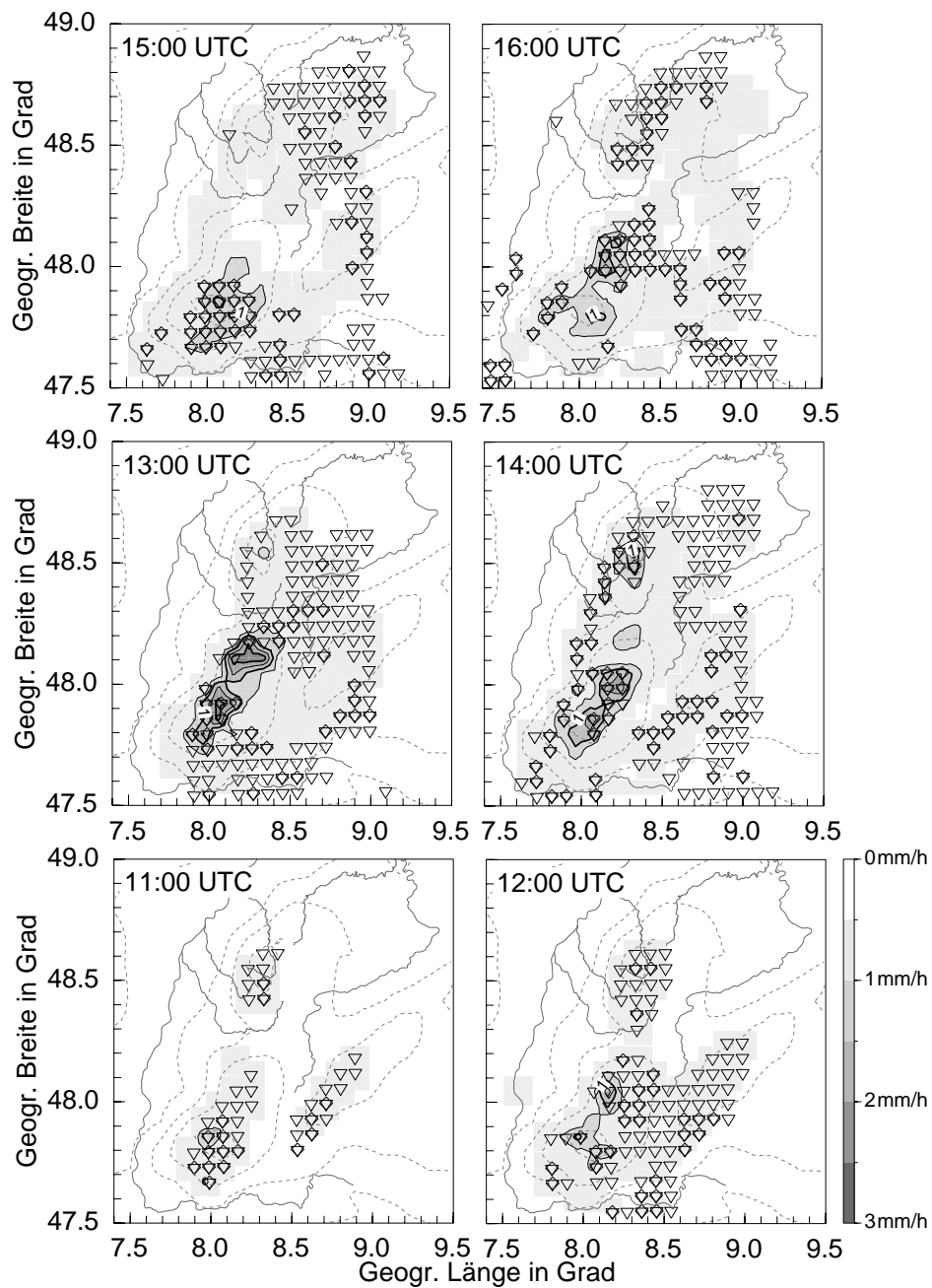


Abbildung 65: Simulierte konvektive Niederschlagsraten und Konvektionstypen am 19.06.2002 mit neuem Initialisierungsschema. Die Isolinien zeigen den bis zum angegebenen Zeitpunkt gefallenen Regen in mm/h. Dreiecke stehen für hochreichende, Rauten für flache Konvektion zur jeweiligen Zeit.

zwar noch verbreitet Konvektion gibt, aber kaum noch Regen fällt. Überhaupt ist wie oben bereits festgestellt die absolute Zahl „konvektiver“ Gitterpunkte merklich niedriger, vor allem am späteren Nachmittag. Die Konvektion bleibt im neuen Schema auf kleinere Bereiche beschränkt, und ist kein großflächiges Phänomen.

Zusammenfassung In diesem Kapitel wurde ein neu implementiertes Initialisierungsschema für die Konvektionsparametrisierung des LM vorgestellt, welche die bisherige „undiluted parcel method“ durch ein dynamisches Kriterium ersetzt und Entrainment berücksichtigt. Sowohl quantitativ als auch in ihrer zeitlichen Entwicklung verändern sich die Parameter, welche die Initialisierung für den Hauptteil des Tiedtke-Schemas bereitstellt. Für die Anzahl und Art der „konvektiven“ Gitterpunkte sowie den Massenfluss an der Wolkenbasis gilt:

- In der neuen Parametrisierung entwickelt sich zu Beginn an weniger Punkten hochreichende Konvektion, die intensivste Phase um die Mittagszeit dauert aber länger an.
- Der Massenfluss ist vor allem vom Flächenanteil der stärksten Aufwinde a_u abhängig. Aber auch für große Werte dieses Parameters ist er im Mittel kleiner als im ursprünglichen Schema.

Der Schwellenwert für das Auftreten von Konvektion liegt etwas höher und das Intensitätsmaximum wird auf einen späteren Zeitpunkt verschoben. Dies beeinflusst direkt den im Schema berechneten Niederschlag, der als fester Prozentsatz des aufwärts gerichteten Massenflusses bestimmt wird. Dadurch wird die Regenmenge ebenfalls von a_u bestimmt, während deren zeitliche Entwicklung mit der Anzahl „konvektiver“ Gitterpunkte verknüpft ist. Das neue Verfahren bewirkt somit eine zeitliche Verschiebung der Hauptniederschlagstätigkeit in die Zeit nach dem lokalen Mittag und eine Lokalisierung der Konvektion, im Gegensatz zur großflächigen Auslösung mit der ursprünglichen Parametrisierung. Die Position der konvektiven Zellen ändert sich dabei aber nicht.

9 Neues Verfahren für die konvektive Entwicklungszeit

In der bisherigen Formulierung der Tiedtke-Parametrisierung kann Konvektion an einem Gitterpunkt stattfinden, sobald die hinreichenden Bedingungen dafür, also dass ein gehobenes Luftpaket das Kondensationsniveau erreicht und die in der Schließungsbedingung definierte Feuchtekonvergenz vorliegt, erfüllt sind (Anhang B.1.3). Sobald konvektive Bewölkung detektiert wird, kann aus dieser im Modell auch Niederschlag fallen, der im wesentlichen proportional zum Wolkenwassergehalt ist (Gleichung B.14), welcher wiederum von der Kondensation im gehobenen Luftpaket sowie Entrainment und Detrainment abhängt. Auftreten von Konvektion und Niederschlagsbildung erfolgen somit fast immer gleichzeitig.

Völlig unberücksichtigt bleibt bei dieser Form der Parametrisierung dagegen, dass eine Wolke eine bestimmte Zeit benötigt, um das Stadium der Niederschlagsbildung zu erreichen. Es liegt daher nahe im Modell eine Verzögerung einzubauen, welche die notwendige Entwicklungszeit bis zur Bildung von Regen berücksichtigt. Diese Latenzzeit kann keine Konstante sein, da die Entwicklung einer Wolke von vielen Faktoren beeinflusst wird, unter anderem von der thermischen Schichtung der Atmosphäre, ihrem Feuchte- und Aerosolgehalt, der Zusammensetzung des Aerosols, der solaren Strahlung und synoptisch-skaligen Bewegungen. In den folgenden Abschnitten wird die Eignung der Labilitätsenergie als Maß für die Geschwindigkeit der konvektiven Entwicklung diskutiert und darauf aufbauend eine zeitliche Verzögerung präsentiert, welche die endliche Entwicklungszeit von Bewölkung parametrisiert. Den Abschluss bildet eine Analyse der Folgen für die Konvektions- und Niederschlagsbildung im Modell.

9.1 CAPE als Indikator für die Entwicklungsgeschwindigkeit

9.1.1 Labilitätsenergie und CAPE

Von entscheidendem Interesse für die Wettervorhersage sind neben den großräumigen synoptischen Bedingungen mesoskalige, nichthydrostatische Prozesse. Für das Verständnis und die Beschreibung derartiger Abläufe wie z. B. der Feuchtekonvektion sind Aufwärtsbewegungen ein entscheidender Parameter. Die vertikalen Schichtungseigenschaften der Atmosphäre geben eine wichtige Auskunft darüber, ob Aufwinde beschleunigt oder gedämpft werden und bis zu welcher Höhe und mit welcher Intensität Vertikalbewegungen stattfinden. Die Labilitätsenergie oder CAPE beschreibt, wie viel

potentielle Energie in der thermischen Schichtung der Atmosphäre vorhanden ist und bei Feuchtkonvektion in kinetische Energie umgesetzt werden kann. Damit ist sie ein Maß für die Labilität der Atmosphäre bezüglich Hebung.

Die CAPE (*engl. Convective Available Potential Energy*) ist definiert als die Arbeit, die an einem aufsteigenden Luftpaket zwischen zwei Schichten verrichtet wird (z. B. Emanuel, 1994). Diese Arbeit ergibt sich aus dem Produkt des archimedischen Auftriebs und der überwundenen Höhendifferenz. Da die thermischen Eigenschaften der Atmosphäre und damit der Temperaturgradient mit der Höhe variieren, folgt die CAPE aus der Integration der Differenz der Temperatur des gehobenen Luftpakets T^{LP} und der Umgebung \bar{T} :

$$\text{CAPE} = R \int_{\text{NFK}}^{\text{EL}} \frac{T^{\text{LP}} - \bar{T}}{p} dp \quad (35)$$

mit dem Druck p als Höhenkoordinate und der Gaskonstante R beziehungsweise über die äquivalente Formulierung

$$\text{CAPE} = \int_{\text{NFK}}^{\text{EL}} \frac{T^{\text{LP}} - \bar{T}}{\bar{T}} d\phi = g \int_{\text{NFK}}^{\text{EL}} \frac{T^{\text{LP}} - \bar{T}}{\bar{T}} dz \quad (36)$$

mit dem Geopotential $\phi = gz$ oder der Höhe z und der Schwerebeschleunigung g . Zwischen dem Niveau freier Konvektion (NFK mit $T^{\text{LP}} > \bar{T}$) und dem Gleichgewichtsniveau (*engl. Equilibrium Level* mit $T^{\text{LP}} = \bar{T}$) besitzt das Luftpaket eine höhere Temperatur als die Umgebung und beschleunigt dementsprechend in der Vertikalen, wobei es die Energie dafür aus der CAPE bezieht. Die CAPE gibt an, wie viel potentielle Energie durch Konvektion in kinetische Energie umgewandelt und damit verfügbar gemacht werden kann. Die maximal erreichbare Aufwindgeschwindigkeit w_{max} folgt aus

$$w_{\text{max}} = \sqrt{2 \cdot \text{CAPE}}. \quad (37)$$

Verrichtet ein vertikal ausgelenktes Luftpaket keine Arbeit oder muss Arbeit aufgewandt werden um eine Vertikalbewegung auszuführen, so ist die $\text{CAPE} \leq 0$ und die Atmosphäre stabil geschichtet. Ist die CAPE größer Null, so spricht man von einer latent labilen Schichtung und unterscheidet anhand des CAPE-Wertes zwischen verschiedenen Labilitätsgraden (Tab. 7). Um die von der CAPE wiedergegebene potentielle Instabilität zu aktivieren, muss das Luftpaket zuerst vom Boden und über sein Hebungskondensationsniveau (HKN) aufsteigen, um das NFK erreichen. Die hierfür

CAPE in J kg^{-1}	Schichtung
≤ 0	stabil
0 – 1000	schwach instabil
1000 – 2500	moderat instabil
2500 – 4000	sehr instabil
> 4000	extrem instabil

Tabelle 7: Typische CAPE-Werte für verschiedene Schichtungsarten (NOAA, 2004).

notwendige Energie wird als CIN definiert (*engl. Convective INhibition*). Die Berechnung der aktuellen CAPE erfolgt aus vorliegenden skaligen Modellvariablen und ist ohne großen Rechenaufwand möglich. Sie stellt aber nur die maximal für Konvektion zur Verfügung stehende Energie dar, da mehrere dämpfende Einflüsse unberücksichtigt bleiben. Weder Effekte aufgrund des Gehalts an Flüssigwasser, der Aerodynamik, der Existenz von Entrainment noch von Vertikalbewegungen auf einer größeren Skala, welche die CAPE und damit die Beschleunigung des Luftpakets abschwächen können, sind in ihrer Definition enthalten (Zamg, 2004).

Für die Berechnung der CAPE wird gelegentlich statt dem NFK eine andere untere Integrationsgrenze gewählt, dies kann

- das Hebungs- (HKN) oder Kumuluscondensationsniveau (KKN), oder
- ein fester unterer Rand, z. B. die Erdoberfläche (sog. SBCAPE = *Surface Based CAPE*) sein;
- für die MLCAPE (*Mixed Layer CAPE*) werden Temperatur und Feuchte der unteren 100 hPa gemittelt und als Startwert für die Hebungskurve verwendet.

Das EL als obere Integrationsgrenze ist jedoch für alle Arten gleich.

In einem thermodynamischen Diagramm repräsentiert die Fläche zwischen der Umgebungstemperatur, gegeben durch die Temperatur der Radiosonde, und der Hebungskurve eines Luftpakets vom Boden aus, die CAPE bzw. CIN (Abb. 66). Das Luftpaket kühlt sich bei Hebung ausgehend von der Temperatur in Bodennähe adiabatisch ab und erreicht beim Schnitt mit der Linie des Sättigungsmischungsverhältnisses am Boden sein HKN. Ab dieser Höhe findet Kondensation statt und die Temperatur des Luftpakets folgt der gekrümmten Feuchtadiabaten. Oberhalb der Grenzschicht befindet sich häufig eine Temperaturinversion. Der Temperaturanstieg führt dazu, dass

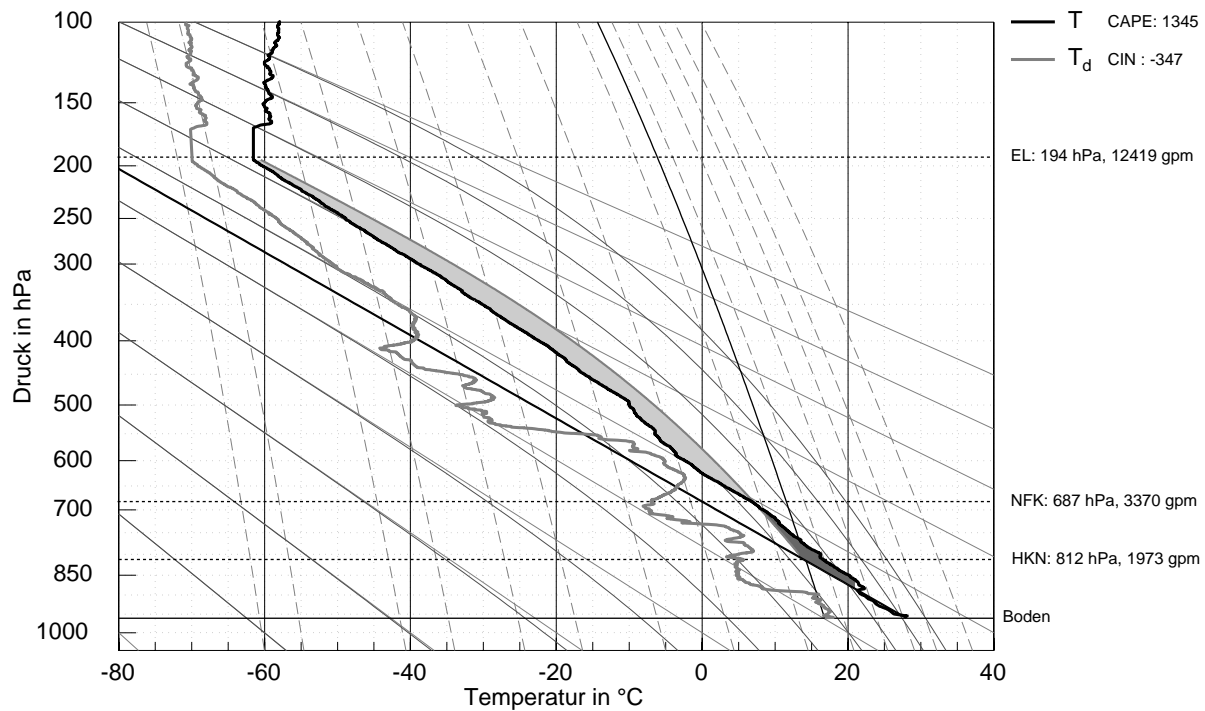


Abbildung 66: Radiosondenaufstieg in Horb, 19.06.2002, 12 UTC im Stüvedigramm. Die schwarze und graue Kurve zeigen Temperatur \bar{T} und Taupunkt \bar{T}_d der Sonde, die hell- und dunkelgrauen Flächen die daraus abgeleitete CAPE bzw. CIN.

die Hebungskurve links der Umgebungstemperatur liegt. Die eingeschlossene Fläche entspricht der CIN. Erst ab dem NFK, wenn die Temperatur des gehobenen Luftpakets größer als die der Umgebung ist, steigt das Paket aus eigenem Antrieb weiter auf (eingeschlossene Fläche entspricht der CAPE) und erreicht im EL wieder eine niedrigere Temperatur als die der Radiosonde. Im hier verwendeten Stüvedigramm mit der Vertikalkoordinaten p^{R/c_p} sind die von den Temperaturkurven eingeschlossenen Flächen nicht direkt proportional zu CAPE und CIN.

9.1.2 Neue CAPE-Berechnung im LM

Im LM erfolgt die Berechnung der CAPE mit zwei wesentlichen Änderungen. Zum einen gibt es eine feste untere Integrationsgrenze, welche auf die zweitunterste Modellebene festgelegt ist, zum anderen wird analog zur Berechnung des Auftriebs ein Zuschlag von 0.5 K zur Temperatur des Luftpakets addiert. Dadurch ist der berechnete Wert der CAPE i. A. deutlich größer als der konventionell über Gleichung (35) bestimmte (Abb. 67). Die tatsächlich aus Radiosondenprofilen an den Stationen Freistett, Horb und Stuttgart bestimmten Werte werden auch aufgrund der unterschiedlichen Berech-

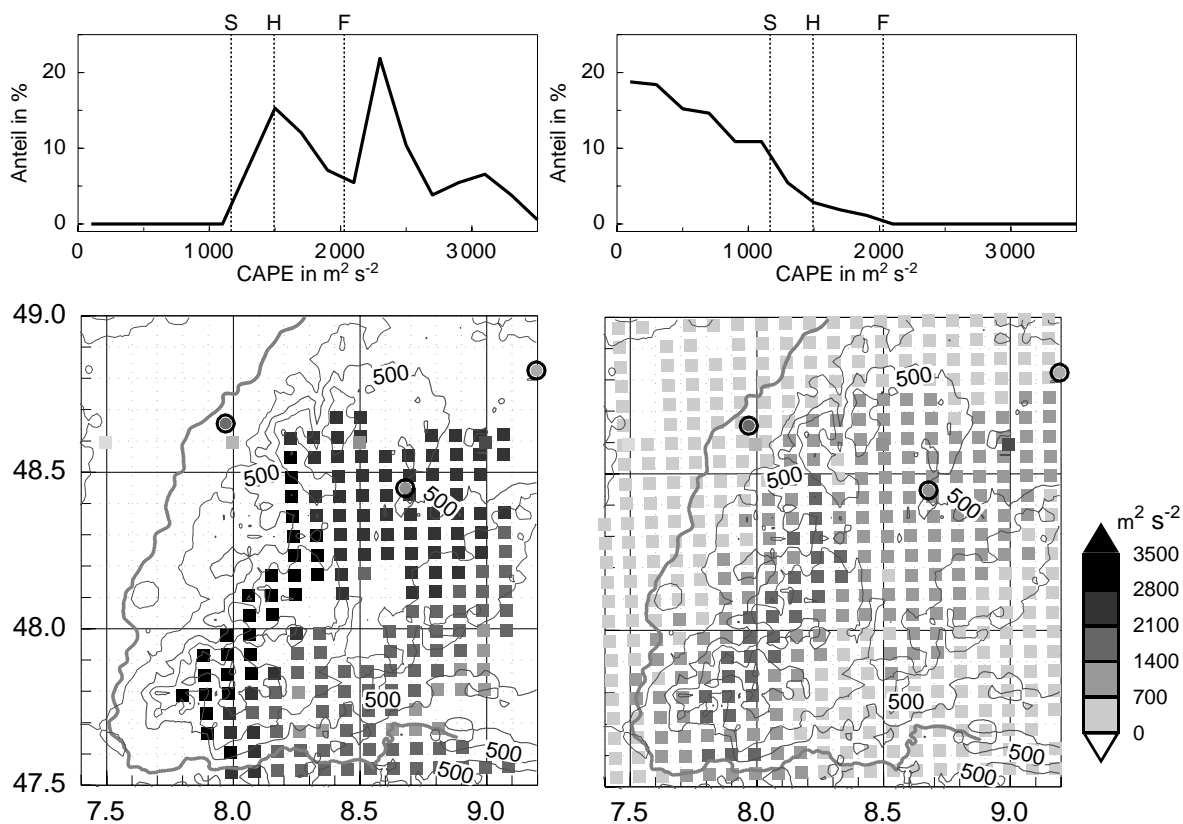


Abbildung 67: Modell-CAPE an jedem Gitterpunkt (Quadrante, untere Reihe) sowie ihre Verteilungsfunktion (oben) zum Zeitpunkt 12 UTC, 19.06.2002. Links der im LM standardmäßig, rechts mit Gleichung (35) berechnete Wert der CAPE. Die Kreise geben die aus Radiosondenaufstiegen in Horb (H), Freistett (F), und Stuttgart (S) bestimmten CAPE-Werte zur gleichen Zeit wieder (außer für die Radiosonde Stuttgart (östlichster Punkt), die nur für 11 UTC vorliegt), die auch in der oberen Abbildung durch vertikale Linien gekennzeichnet sind.

nungsmethoden stark überschätzt. Bisher dient die CAPE im Modell ausschließlich als Parameter einer alternativen Schließungsbedingung. Zur besseren Vergleichbarkeit zwischen Modell und Messungen wurde die Berechnung des NFK sowie der CAPE über Gleichung (35) im LM implementiert. Die so bestimmte CAPE erreicht zum Zeitpunkt 12 UTC am 19.06.2002 Werte bis 2000 J kg^{-1} , was in der Größenordnung der aus den Temps abgeleiteten CAPE liegt. Mit der standardmäßigen Berechnung reichen die Werte dagegen bis über 3000 J kg^{-1} ; außerdem findet die Kalkulation nur an Gitterpunkten mit Konvektion statt. Die neue Berechnung wird unabhängig davon für jeden Punkt durchgeführt und ist damit überall verfügbar.

9.1.3 CAPE-abhängige Verzögerung

Die CAPE ist eine Größe, welche die potentielle für die Konvektion vorhandene Energie in Verbindung mit der atmosphärischen Schichtung wiedergibt; es kann daher angenommen werden, dass sie zumindest zum Teil auch ein Maß für die Entwicklungszeit eines konvektiven Systems darstellt. Es gibt keine Studien, die einen Zusammenhang zwischen der CAPE und beispielsweise der Dauer für die Entwicklung einer Gewitterwolke herstellen. Es ist jedoch physikalisch eindeutig, dass bei größerer CAPE mehr Energie vorhanden ist, um ein aufsteigendes Luftpaket zu beschleunigen; damit erreicht eine idealisierte Wolke schneller eine größere vertikale Ausdehnung und ihr Entwicklungsprozess verkürzt sich⁶.

Die neue Parametrisierung stützt sich auf die Annahme, dass sich Wolken um so schneller entwickeln und damit Niederschlag produzieren können, je höher die CAPE ist. Infinitesimale Entwicklungszeiten für sehr große Werte der CAPE bzw. eine völlig gehemmte Konvektion bei geringen CAPE-Werten ist jedoch sicherlich nicht sinnvoll, da das Vorhandensein potentieller Energie i. A. nicht die singuläre Ursache für Konvektion darstellt. Die Entwicklungs- bzw. Verzögerungszeit t^V , bis eine konvektive Wolke ein Stadium erreicht hat, in dem sie Niederschlag produziert, wird daher folgendermaßen definiert:

$$t^V = \begin{cases} t_1^V & \text{CAPE} < C_1^V \\ \frac{t_2^V - t_1^V}{C_2^V - C_1^V} \cdot \text{CAPE} + \frac{t_1^V C_2^V - t_2^V C_1^V}{C_2^V - C_1^V} & C_1^V \leq \text{CAPE} \leq C_2^V \\ t_2^V & \text{CAPE} > C_2^V \end{cases} \quad (38)$$

Die CAPE-Werte C_1^V und C_2^V stellen die Randwerte dar, unter- bzw. oberhalb derer sich t^V nicht mehr ändert, dazwischen wird ein linearer Zusammenhang angenommen (Abb. 68). Ist die Konvektionswolke an einem Gitterpunkt jünger als durch t^V vorgegeben, so wird die Konversionsrate von Wolken- in Regenwasser $g_P = 0$ gesetzt und es fällt kein Niederschlag. Bei älteren Wolken mit $t^{\text{Wolke}} > t^V$ wird das ursprüngliche Parametrisierungsschema eingesetzt und Regen gebildet.

9.2 Alter der Bewölkung

Um beurteilen zu können, ob die Bewölkung eine für die Bildung von Niederschlag ausreichende Entwicklung durchlaufen hat, muss ihr Alter t^{Wolke} bekannt sein. Dazu kann

⁶Bei gleichzeitiger Erfüllung der mikrophysikalischen Voraussetzungen; diese werden jedoch bei der Konvektionsparametrisierung, anders als bei der Bestimmung skaliger Niederschläge, nur sehr oberflächlich behandelt.

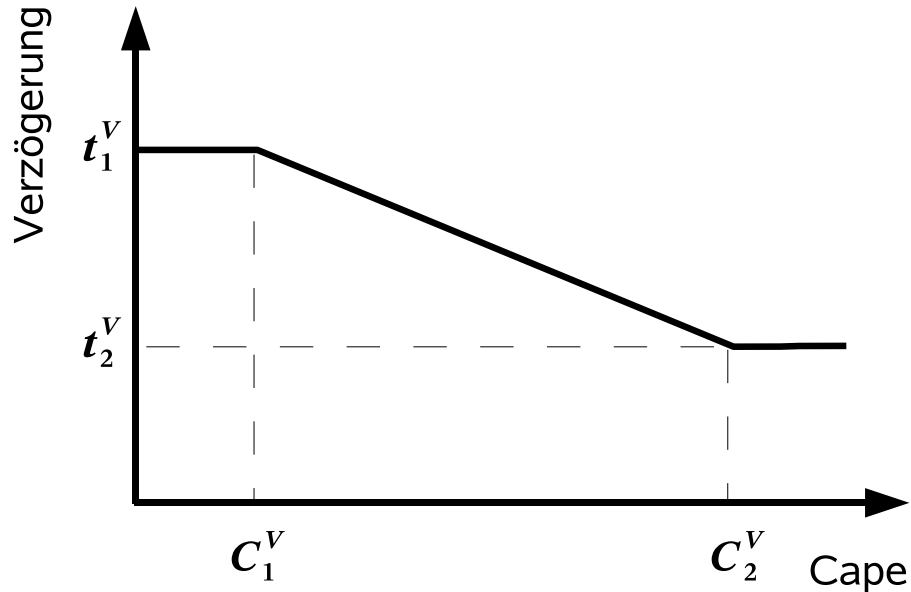


Abbildung 68: Verzögerungszeit für die Entwicklung von konvektivem Niederschlag in Abhängigkeit der CAPE wie durch Gleichung (38) formuliert.

das Alter im Modell trivial durch die Addition der Zeit zwischen zwei Zeitschritten, zu denen das Tiedtke-Schema aufgerufen wird (im LM $\Delta t^{Ti} = 400$ s) bestimmt werden, und zwar so oft wie am selben Gitterpunkt hochreichende Konvektion auftritt

$$t^{\text{Wolke}} = n \Delta t^{Ti}, \quad (39)$$

mit n als Anzahl der „konvektiven“ Zeitschritte. Die Entwicklung muss sich jedoch nicht auf eine statische Position beschränken. Sowohl eine horizontale Verlagerung mit der großräumigen Strömung als auch die Aktivierung umgebender Gitterpunkte bei sich ausdehnenden Systemen ist möglich. Diese Verlagerung muss bei der Bestimmung des Wolkenalters berücksichtigt werden. Eine einfache Mustererkennung erfasst im ersten Schritt zusammengehörige Gitterpunkte und verfolgt ihre Verlagerung. Die Arbeitsschritte gliedern sich wie folgt:

- A1. Abfrage jedes Gitterpunktes ob an ihm hochreichende Konvektion vorhanden ist (Abb. 69a). Der erste Punkt mit Konvektion erhält das Alter $t_1 = 1$.
- A2. Sobald ein solcher Punkt gefunden ist, werden seine 4 nächsten Nachbarn kontrolliert, die noch nicht untersucht wurden, angedeutet durch die Pfeile in der Abbildung. Weisen einer oder mehrere von ihnen ebenfalls Konvektion auf, so

erhalten sie das gleiche Alter wie der erste Gitterpunkt, in diesem Fall also eins (Abb. 69b).

- A3. Ausgehend von den neuen Punkten wird die weitere Umgebung untersucht (Abb. 69c), solange bis keine neuen Konvektionspunkte mehr gefunden werden. Dann wird die Suche am nächsten Punkt der Reihe fortgesetzt, bis das gesamte Gitternetz abgesucht wurde.

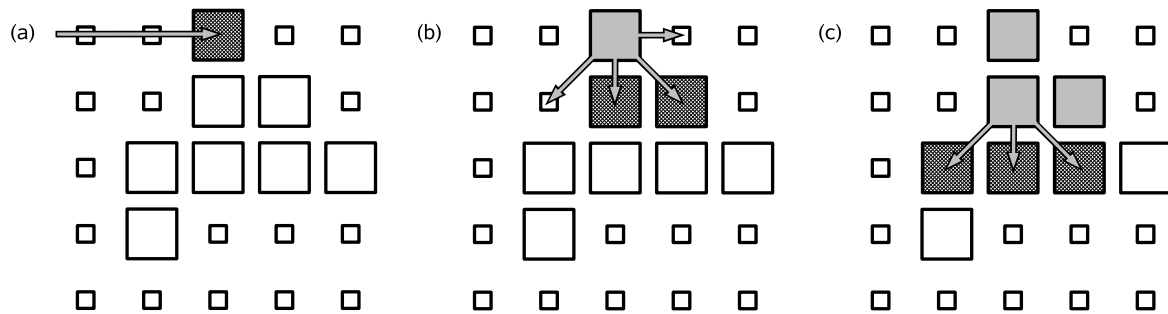


Abbildung 69: Schematische Darstellung der Suche nach zusammenhängenden Bereichen hochreichender Konvektion. Die Quadrate stellen die Gitterpunkte des Modells dar; kleine repräsentieren Punkte ohne oder mit flacher Konvektion, große entsprechend solche mit hochreichender Konvektion.

- B1. beim nächsten Aufruf der Parametrisierung nach Ablauf von Δt^{Ti} wird zunächst die Schnittmenge zwischen den konvektiven Gitterpunkten des jetzigen und des vorangegangenen Zeitschritts gebildet. Punkte, die zu beiden Zeiten hochreichende Konvektion aufweisen, werden als dem gleichen System zugehörig betrachtet und erhalten den Zeitstempel $t_1^{(\text{neu})} = t_1^{(\text{alt})} + \Delta t^{Ti}$ (Abb. 70a). Von diesen Punkten aus wird die Umgebung getestet. Alle Punkte in diesem Bereich mit hochreichender Konvektion erhalten ebenfalls das Alter $t_1^{(\text{neu})}$ zugeordnet (auch wenn an ihnen im vorherigen Zeitschritt noch keine Konvektion vorlag).
- B2. Anschließend werden die restlichen Punkte untersucht, alle neuen konvektiven Einzelpunkte oder Bereiche erhalten das Startalter $t_2 = 1$ (Abb. 70b).

Berühren sich zwei Bereiche, die ein unterschiedliches Alter besitzen, so wird davon ausgegangen, dass die beiden konvektiven Systeme verschmelzen und zusammen das höchste Alter beider Ausgangsbereiche besitzen.

Mit diesem Algorithmus zur Mustererkennung und -verfolgung ist das Alter der

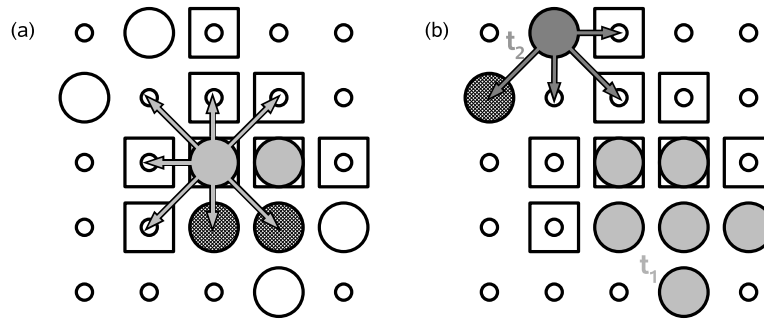


Abbildung 70: Suchschema für den nächsten Zeitschritt. Die Gitterpunkte werden durch die Kreise repräsentiert, große wiederum mit hochreichender Konvektion. Zusätzlich sind die Positionen konvektiver Punkte aus dem vorherigen Zeitschritt als Quadrate markiert. Ist dort auch jetzt Konvektion zu finden, erhalten diese Punkte und ihre Umgebung das Alter t_1

Bewölkung jedes Gitterpunktes bestimmt, wobei auch die mögliche horizontale Verlagerung von Konvektion berücksichtigt wird. Dadurch ist die Zeit definiert, zu der an einem Gitterpunkt konvektiver Niederschlag entstehen darf.

9.3 Wolkenwasser

Das im Tiedtke-Schema verwendete Wolkenmodell basiert auf der Berechnung der vertikalen Änderungen des an der Wolkenbasis vom Initialisierungsschema übergebenen Massenstroms und des Wolkenwassergehalts. Der Massenfluss im Aufwind M_u selbst wird nur durch Entrainment und Detrainment, der Wolkenwassergehalt sowie die Feuchte und Temperatur zusätzlich durch Kondensation, Verdunstung und der Bildung von Niederschlag modifiziert. An einem typischen konvektiven Gitterpunkt wächst M_u in der unteren Wolkenhälfte vor allem aufgrund dynamischen Entrainments (B.24.3) an (Abb. 71). Die turbulenten Mischungsbeiträge ändern M_u selbst nicht (da die in Gleichung B.24.1 auftretenden Konstanten ε_u und δ_u gleich sind), können jedoch die transportierten Größen betreffen, wenn in Aufwind und Umgebung unterschiedliche Werte beispielsweise der Feuchte vorliegen. Kondensation in der Wolke erzeugt einen Wolkenwasserfluss ($M_u l$), von dem wiederum ein Teil als Niederschlag ausfällt (M_p). Im oberen Teil der Wolke wird jegliches Entrainment ausgeschlossen (B.24.1 und B.24.3), so dass die Massenflüsse von q und l und der daran gekoppelte Regen durch turbulente Ausmischung schnell mit der Höhe abnehmen. Im Gegensatz zu den Massenflüssen im Aufwind, die innerhalb der Wolke nur positive Werte annehmen, ist der abwärts gerichtete Massenfluss im Abwind negativ definiert (B.23)

und in der gesamten Wolke höhenkonstant ($\epsilon_d = \delta_d$). Unterhalb der Wolkenbasis wird Niederschlag verdunstet, so dass der Niederschlagsfluss lokal kleiner Null werden kann. Aus der Höhenänderung der Massenflüsse und dem Niederschlag leitet sich die konvektive Feuchtetendenz ab (B.13). Sie ist im größten Teil der Wolke negativ, der Atmosphäre wird also durch die Konvektion Feuchtigkeit entzogen und zum einen am Oberrand der Wolke, zum anderen über Niederschlagsverdunstung wieder zugeführt. Der größte Teil jedoch fällt als Niederschlag aus.

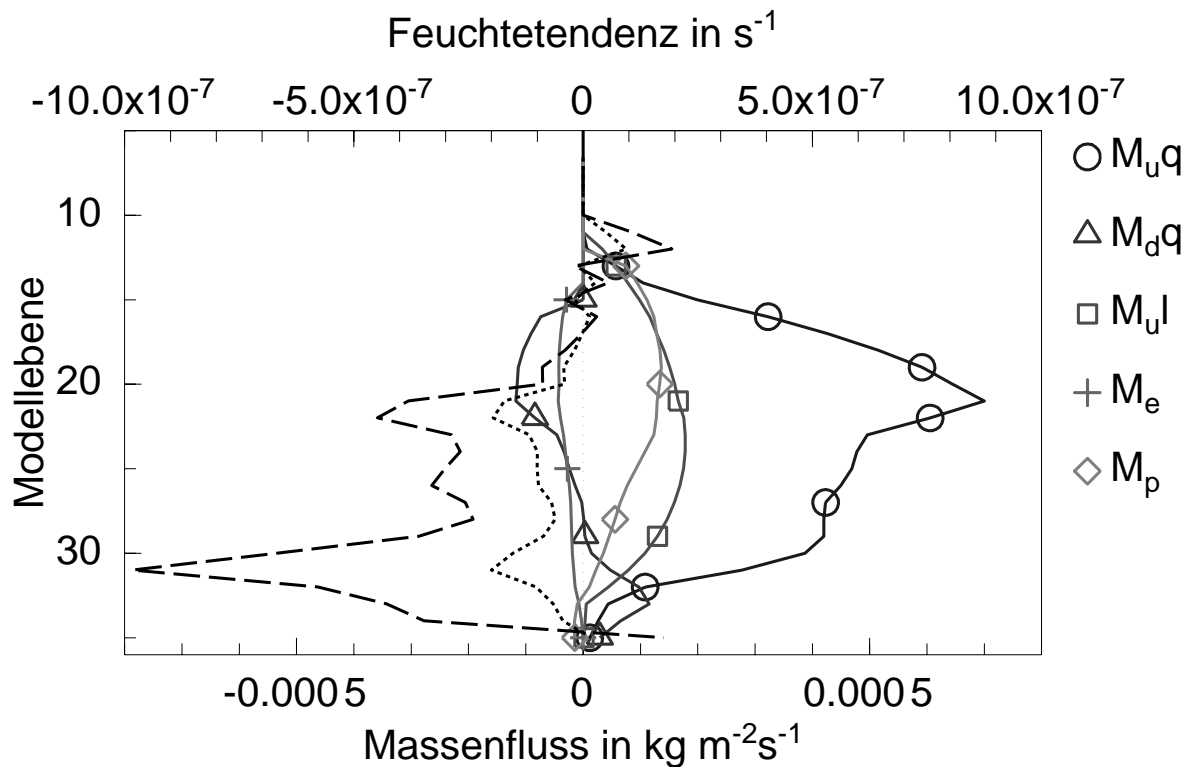


Abbildung 71: Beispiel für die Massenflüsse M im Tiedtke-Schema an einem konvektiven Gitterpunkt bei einem unveränderten Schema, d. h. bei erlaubter Niederschlagsbildung. Es treten Massenflüsse von Feuchte (q) in Aufwinden (Indices u) und Abwinden (Index d), von Wolkenwasser (l) sowie Niederschlag (p) und Verdunstung im Abwind (e) auf. Die fein gestrichelte Linie stellt die Höhenänderung der summierten Massenflüsse und damit über Gl. (B.13) die konvektive Feuchtetendenz (gestrichelt) dar.

Um die Entwicklungszeit einer Wolke zu berücksichtigen, soll die Bildung von Niederschlag nicht erlaubt sein, bis die Wolke ein gewisses Alter erreicht hat. Der Massenstrom der Feuchte M_{uq} ist von dieser Maßnahme nicht betroffen, da er nur vom Massenfluss an der Wolkenbasis und den Mischungsbeiträgen abhängt. Das bei der

Kondensation entstehende Wolkenwasser erfährt dagegen ohne Niederschlagsbildung ($M_p = 0$) keine Reduzierung mehr, sondern wächst auf dem Weg durch die Wolke kontinuierlich an (Abb. 72). Der aus den Aufwinden ausfallende Niederschlag bedingt außerdem die Bildung der Abwinde. Ohne Regen verschwinden daher auch die mit den Abwinden verknüpften Massenflüsse M_dq und M_e . In der Summe wirken sich diese

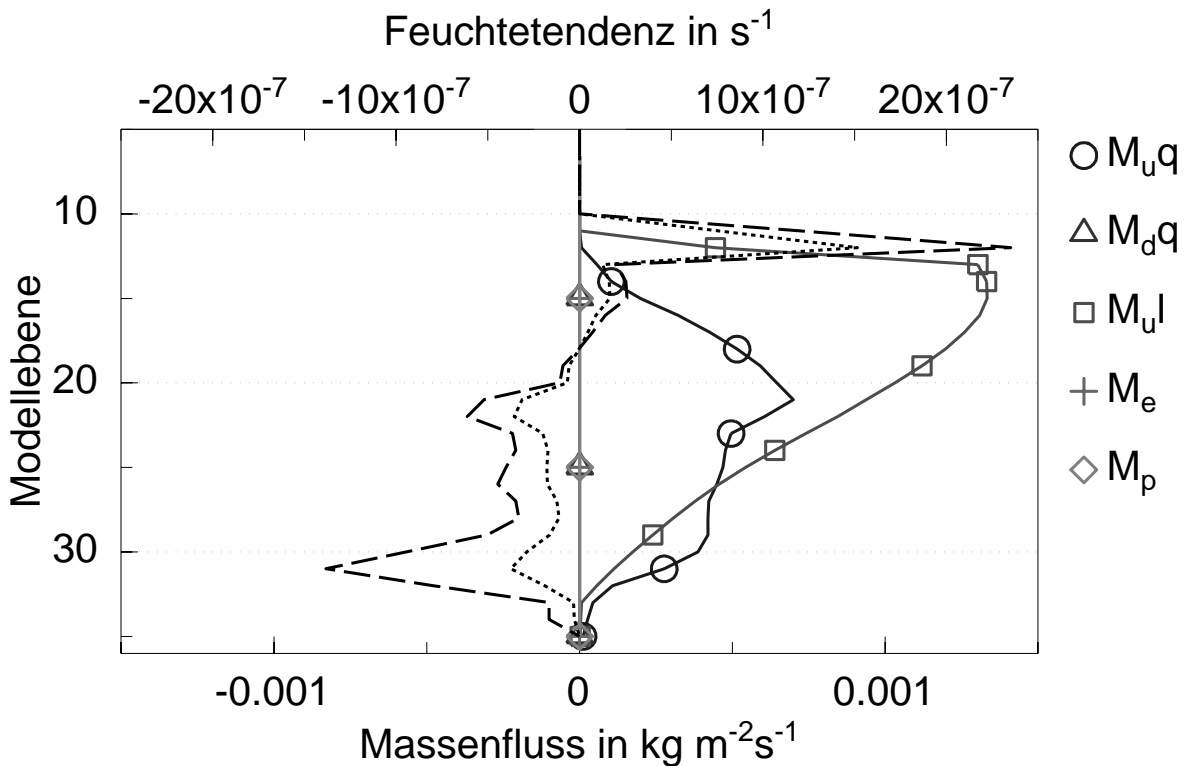


Abbildung 72: Massenflüsse M im veränderten Tiedtke-Schema während der Verzögerung in der keine Niederschlagsbildung erlaubt ist ($g_p = 0$). Gleiche Legende wie in Abb. 71. Man beachte die im Vergleich zum vorherigen Bild unterschiedliche Skalierung der Abszissen.

Veränderungen gegenüber dem niederschlagsbildenden Wolkenmodell in wesentlichen Punkten aus:

1. Im unteren und vor allem mittleren Teil der Wolke wird der Atmosphäre mehr Feuchtigkeit entzogen, da keine Verdunstung in den Abwinden mehr stattfindet.
2. Aus Kontinuitätsgründen führt das dynamische Detrainment am Oberrand der Wolke und der darüber liegenden Schicht das gesamte gebildete Wolkenwasser wieder der Atmosphäre zu (Gl. B.24.4). Ein sehr großer, da nicht abgeregneter Wolkenwassergehalt verursacht dementsprechend einen großen positiven Beitrag

zur Feuchtetendenz. Die spezifische Feuchte kann daher innerhalb eines Zeitschritts und begrenzt auf zwei Schichten stark anwachsen. Eine derart limitierte Feuchteinjektion ist einerseits physikalisch fragwürdig, andererseits führt sie zu einer starken Dämpfung der Konvektionstätigkeit im Modell in den späteren Zeitschritten. Die initiale Entscheidung über den Konvektionstyp wird anhand der Feuchtekonvergenz in der gesamten Atmosphäre gefällt (Anhang B.2); die hohe Feuchte verursacht verstärkte horizontale Divergenz und damit nur noch flache Konvektion.

Folglich muss bei verzögertem Einsetzen des Niederschlags ein zusätzlicher Prozess eingeführt werden, welcher das überproportionale Anwachsen des Wolkenwassers begrenzt. Mögliche neue Parametrisierungsansätze sind (Abb. 73):

A. *Verdunstung von Wolkenwasser in Abwinden*

Es wird angenommen, dass sich Abwinde auch ohne die Anwesenheit von Niederschlag formieren und in ihnen statt Regen Wolkenwasser verdunstet; dies widerspricht allerdings den Beobachtungen.

B. *Verstärktes Detrainment*

Es wird angenommen, dass sich die Entmischung am Oberrand der Wolke über einen größeren vertikalen Bereich vollzieht oder in einer sich entwickelnden Wolke das Detrainment von Wolkenwasser in allen Wolkenschichten stark erhöht ist. Die Vergrößerung des Detrainmentparameters wird über eine separate Proportionalitätskonstante n_l definiert: $\delta_u^l = n_l \delta_u$.

C. *Speicherung von Wolkenwasser*

Das bei der Hebung kondensierte Wolkenwasser wird nicht über die ganze Wolke gehoben und im oberen Teil freigesetzt, sondern verbleibt im jeweiligen Niveau, in dem es entsteht. Dieses Wasser wird an den nächsten konvektiven Zeitschritt übergeben. Das Flüssigwasser der Wolke existiert also über mindestens Δt^{Ti} Zeitschritte hinweg. Ist die Verzögerung über mehrere Zeitschritte aktiv, wird das Wolkenwasser akkumuliert. Gibt es in einem folgenden Schritt keine Konvektion mehr, verdunstet dieses gespeicherte Wolkenwasser.

Diese Varianten erfüllen den Zweck, den ungehinderten Aufbau von Flüssigwasser in der Wolke im Falle veränderter Niederschlagsbildung zu verlangsamen, während sich der Massenfluss $M_u q$ nicht verändert. Im Falle des vergrößerten Detrainmentparameters ist der Grad der Reduzierung von der Wahl der Proportionalitätskonstanten abhängig.

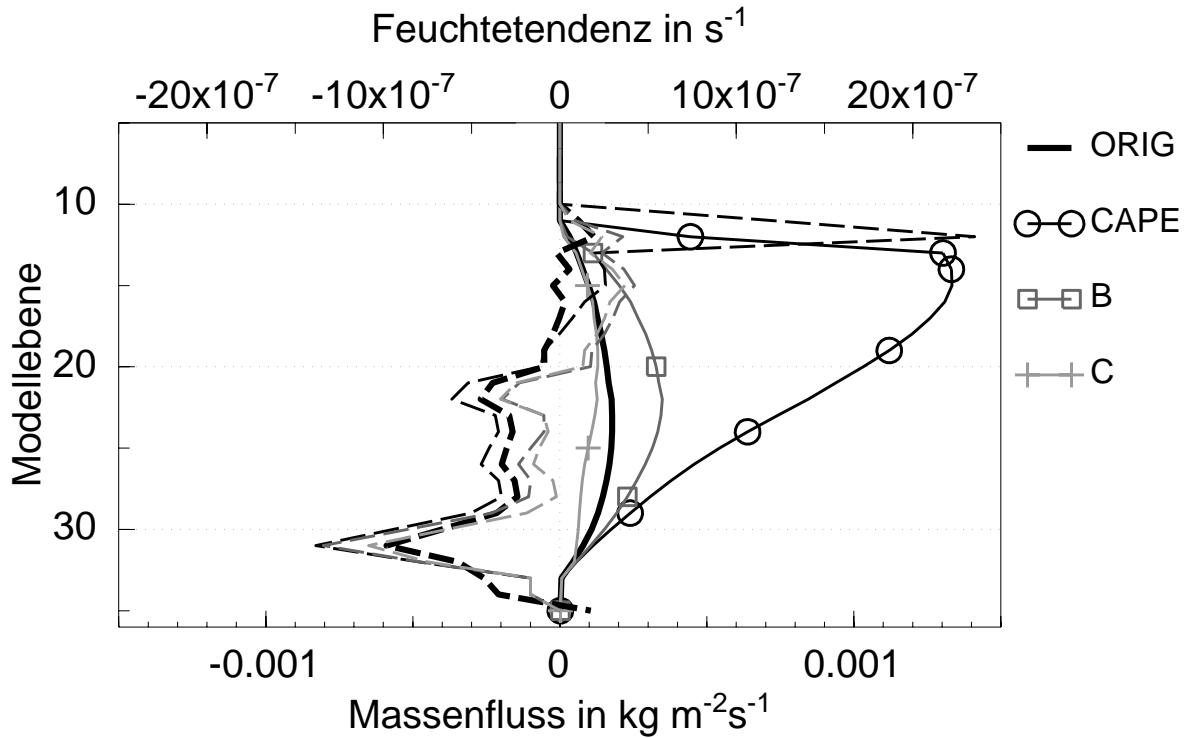


Abbildung 73: Massenflüsse des Wolkenwassers M_{ul} im Tiedtke-Schema bei ausgesetzter Niederschlagsbildung und bei verschiedenen Parametrisierungen: CAPE, B, C = ohne Niederschlag; B = zusätzlich verstärktes Detrainment mit $n_l = 10$; C = zusätzlich gespeichertes Wolkenwasser. Zum Vergleich das unveränderte, regenbildende Schema (ORIG). Die gestrichelten Linien zeigen die insgesamt resultierende konvektive Feuchtetendenz.

Für $n_l = 10$ erreicht der maximal erreichte Wolkenwassergehalt etwa das Doppelte des Originalschemas. Nur in der untersten Schicht ändert sich M_{ul} wie auch im Falle einer Speicherung von Wolkenwasser nicht. Für C nimmt der Gehalt an Flüssigwasser in der Mitte der Wolke langsamer zu als im ursprünglichen Schema, da ausschließlich das in der jeweiligen Schicht gebildete Wasser Berücksichtigung findet. Entsprechend unterscheidet sich auch die konvektive Feuchtetendenz von der ursprünglichen. In den untersten Schichten vergrößert sich der Betrag der Tendenz bei allen geänderten Parametrisierungen, da bei allen der Wolkenwassergehalt in diesem Bereich, allerdings unterschiedlich stark, zunimmt, die kompensierenden Abwinde jedoch fehlen. In der Mitte der Wolke liefert das Wolkenwasser nur noch einen geringen Anteil zur Tendenz, entsprechend niedriger fallen hier die Beträge aus. Der deutlichste Unterschied zeichnet sich im oberen Drittel ab: bei den Parametrisierungen B und C wird die Tendenz

schon in einem niedrigeren Niveau positiv und behält dieses Vorzeichen bei gleichzeitig erhöhten Beträgen im ganzen Bereich bei. Somit wird der unteren Atmosphäre etwas mehr und der mittleren weniger Feuchte entzogen. Als Ausgleich steigt die Zufuhr in der oberen Atmosphäre an. Im Unterschied zur Version, in der nur die Regenbildung verboten ist, verteilt sich dieser Beitrag aber relativ gleichmäßig über mehrere Schichten.

9.4 Zeitliche Entwicklung des konvektiven Niederschlags

Eine Verzögerung der Niederschlagsbildung in Abhängigkeit der CAPE verändert unmittelbar die akkumulierte Regenmenge für den über Gleichung (38) definierten Zeitraum. Über diese begrenzte Zeit hinaus wird das Modell von den konvektiven Feuchte- und Temperaturtendenzen beeinflusst, deren Stärke und vertikale Verteilung bei der neuen Parametrisierung während der Verzögerung stark von der Behandlung des Wolkenwassergehalts abhängen. Ohne weitere Modifikation des Wolkenmodells wird bei verzögerter Konvektion viel Wasser in der oberen Atmosphäre freigesetzt. Die Folge ist eine starke Dämpfung der Konvektion, die sich auch in der Entwicklung des Nieder-

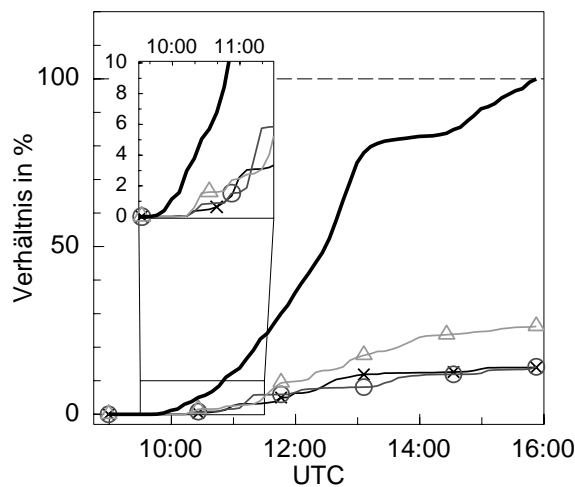


Abbildung 74: Akkumulierter Niederschlag zwischen 9 und 16 UTC am 19.06.2002 mit verzögerter Niederschlagsbildung (in Grau) und: 1.) ohne Parametrisierung des Wolkenwassergehalts (Simulationen C1 [\times] und C2 [\circ]); 2.) mit verstärktem Detrainment von Wolkenwasser (C3 mit $n_t = 10$ [\triangle]). Die Niederschläge sind relativ zum Original-LM (schwarz). Die Regensumme liegt alle 400 s vor, da das Tiedtke-Schema nur jeden 10. Zeitschritt ausgeführt wird. Die Parameter der Simulationen C sind in Tab. 9.4 aufgeführt. Die Summation wird über das in Abb. 76 gezeigte Teilgebiet ausgeführt.

schlags im Tagesverlauf und seiner Gesamtsumme widerspiegelt. Zu allen Zeitpunkten fällt relativ unabhängig von den Parametern der Simulation viel weniger Regen als im ursprünglichen Modell (Abb. 74).

Auch bei verstärktem Detrainment wird die Entwicklung hochreichender Konvektion aufgrund der großen Freisetzung von Feuchte in der mittleren und oberen Troposphäre stark gehemmt, die Niederschlagssummen steigen zwar, sind aber ebenfalls deutlich geringer als im ursprünglichen Modell. Bei einer Speicherung des Wolkenwas-

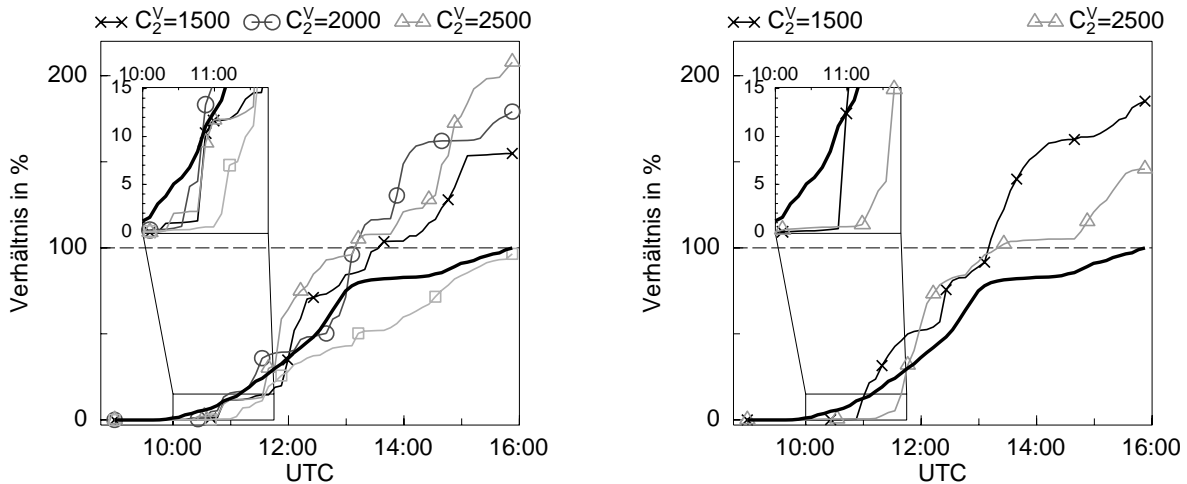


Abbildung 75: Akkumulierter Niederschlag analog Abb. 74 bei Speicherung des Wolkenwassergehalts. Simulationen C4 (\times), C5 (\circ), C6 (\triangle) und C7 (\square) links sowie C8 (\times) und C9 (\triangle) rechts.

sers während der Verzögerung fällt deutlich mehr Niederschlag aus. Neben den größeren Regenmengen sind deutliche Unterschiede im Tagesverlauf erkennbar. Die kontinuierliche Zunahme des Niederschlags mit Originalschema zwischen etwa 10 und 13 UTC ändert sich zu einer Stufenform, d. h. es gibt eine Konzentration auf mehrere, zeitlich voneinander getrennte Niederschlagsereignisse statt eines lang andauernden Regens. Die zeitliche Lage dieser intensiven Regenfälle wird durch die unterschiedliche Wahl des Parameters C_2^V beeinflusst. Die Werte der Parameter bei den verschiedenen Simulationen listet Tabelle 9.4 auf. Ein einfacher Zusammenhang zwischen Simulationen mit geänderten Parametern besteht erwartungsgemäß nicht. Die Entwicklung der Niederschlagssumme ähnelt sich bis auf eine zeitliche Verschiebung für $C_2^V = 1500 \text{ J kg}^{-1}$ (C4) und $C_2^V = 2500 \text{ J kg}^{-1}$ (C6), während bei $C_2^V \geq 2000 \text{ J kg}^{-1}$ (C5) die erste Niederschlagsperiode kürzer ausfällt. Die Konzentration der Niederschläge auf mehrere kurze Ereignisse folgt aus der Speicherung des Wolkenwassers. Der konvektive Niederschlag ist proportional zum Wolkenwassergehalt, damit fällt entsprechend mehr Nieder-

Simulation	C_2^V	t_2^V	t^{Ti}
C1	1500	30	10
C2	2500	30	10
C3	2000	30	10
C4	1500	30	10
C5	2000	30	10
C6	2500	30	10
C7	2500	10	10
C8	2500	30	1
C9	2500	30	1

Tabelle 8: Übersicht über die Parameter, die in den Simulationen C1 bis C9 variiert wurden. C_2^V in J kg^{-1} , t_2^V und t^{Ti} in Vielfachen des Modellzeitschrittes Δt .

schlag wenn sich durch die Akkumulation l vergrößert. Je größer C_2^V , desto länger ist die Verzögerung und desto mehr Wasser wird gespeichert, das anschließend abregnen kann. Zusätzlich werden die konvektiven Tendenzen verstärkt, die einen stabilisierenden Effekt auf die Atmosphäre haben. Nach einem solchen intensiven Ereignis folgt daher eine längere Pause mit konvektiver Inaktivität, bis sich wieder ein entsprechendes Potential aufgebaut hat. Die Gesamtmengen des Niederschlags bis 13 UTC liegen etwa in der Größenordnung des originalen Schemas. Danach wächst die Regenmenge ohne Verzögerung kaum noch, während das neue Schema weitere Konvektion und entsprechende Niederschlagsereignisse produziert. Teilweise verdoppeln sich die Gesamtsummen bis zum späten Nachmittag. Dies liegt vor allem an den „Ruheperioden“ zwischen den starken Konvektionseignissen, in denen eine geringere Bewölkung unter anderem wieder mehr Einstrahlung zulässt. Ein weiterer kritischer Parameter ist die Dauer der Verzögerung t_2^V . Im Fall der Simulation C7 ist $t_2^V = 10 \Delta t$. Damit beträgt die maximale Verzögerung nur einen konvektiven Zeitschritt. In der Folge verschwindet die Konzentration des Regens auf einzelne Ereignisse völlig und der Niederschlag fällt wie im Originalschema über einen langen Zeitraum verteilt.

Allen Simulationen mit der neuen Parametrisierung gemein ist die initiale Verzögerung. Der Niederschlag beginnt am Morgen in Abhängigkeit der verschiedenen Parameter 30 bis 60 min später als in der ursprünglichen Version des Tiedtke-Schemas (kleine Bildausschnitte in Abb. 75). Die Verzögerung unterdrückt Niederschlag, der an Gitterpunkten fällt, an denen die Konvektion nur ein oder zwei Zeitschritte existiert.

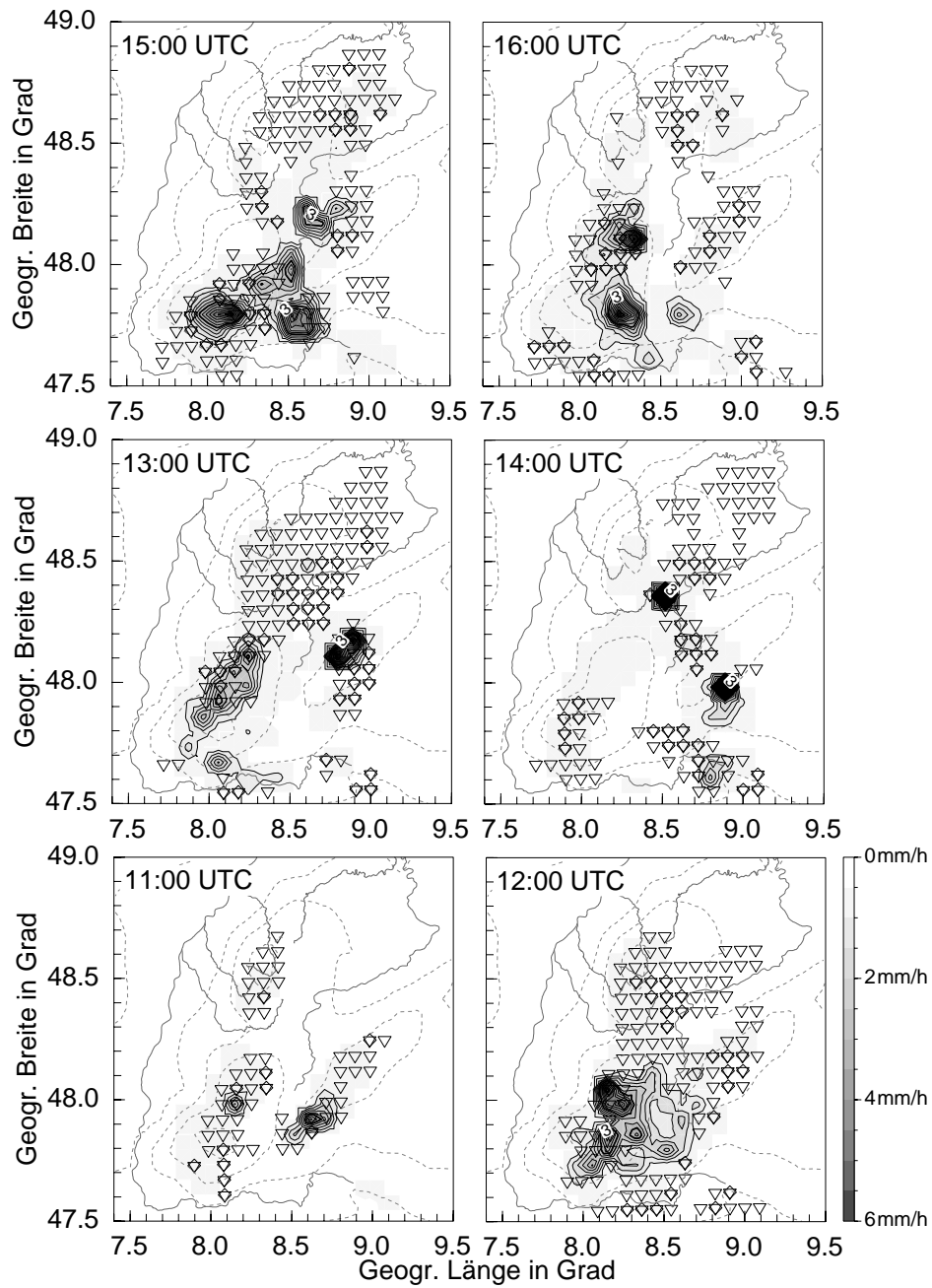


Abbildung 76: Simulierte konvektive Niederschlagsraten und Konvektionstypen am 19.06.2002 bei verzögerter Niederschlagsbildung. Die Isolinien zeigen den bis zum angegebenen Zeitpunkt gefallenen Regen in mm h^{-1} (Simulation C6). Dreiecke stehen für hochreichende Konvektion zum angegebenen Zeitpunkt.

Dies betrifft vor allem den Beginn der konvektiven Tätigkeit.

Die Speicherung des Wolkenwassers zwischen den Aufrufen der Konvektionsparametrisierung stellt einen starken Eingriff dar, da die Feuchtigkeit für diese Zeit dem Modell entzogen ist. Bei einer Verringerung von Δt^{Ti} auf den minimalen Wert, also der Berechnung der Konvektion bei jedem Zeitschritt, wird auch die Zeit verringert, bis gespeicherte Feuchtigkeit an Gitterpunkten, an denen keine Initialisierung mehr stattfindet, wieder freigesetzt wird. Dies verändert die Entwicklung der Niederschlagsbildung, die grundsätzlichen Charakteristika bleiben jedoch gleich. Die Akkumulation konzentriert sich auf zwei bis drei Zeitpunkte mit längeren Bereichen dazwischen, in denen wenig oder gar kein Niederschlag fällt (Abb. 75 rechts). Die weitere Verwendung des bisherigen Werts von $\Delta t^{Ti} = 10$, der aus Gründen der Rechenzeit gewählt wird, erscheint damit unproblematisch. An den Positionen der Niederschläge ändert sich im Vergleich zum Originalschema wenig, der meiste Regen fällt im Modell am Vormittag im südlichen Schwarzwald. Zusätzlich dazu treten auch im westlichen Teil der Schwäbischen Alb einige Konvektionswolken mit Niederschlag auf (Abb. 76). In den betroffenen Gebieten fällt in der gleichen Zeit aber mehr Regen, und die niederschlagsbildende Konvektion setzt sich auch nach 13 UTC fort. Im Südschwarzwald, wo tatsächlich am späten Nachmittag starke Niederschläge auftraten (Kap. 7.2.2), tritt damit für diesen Tagesabschnitt qualitativ eine Verbesserung der Simulation ein, das zu frühe Auftauchen niederschlagsbildender Konvektion am Morgen wird aber nur wenig verzögert.

9.5 Synthese der neuen Parametrisierungen

Die Änderungen an der Konvektionsparametrisierung, in Form der hier vorgestellten Latenzzeit in Abhängigkeit von der vorhandenen Labilitätsenergie und das modifizierte Initialisierungsschema aus Kap. 8, verursachen im betrachteten Fall jeweils eine geringe Verzögerung der ersten konvektiven Niederschlagsbildung in der Größenordnung von 20 bis 60 min. Bei der anschließenden Ausbildung der Konvektion verhalten sich die Schemata dagegen unterschiedlich. Dies spiegelt sich in der gegenläufigen Tendenz für die Gesamtsumme an gefallenem Regen wider, die bei geänderter Initialisierung ab- und bei Einbau der Verzögerung zunimmt. Unter diesen Gesichtspunkten ist es interessant, das Verhalten des Modells unter der gleichzeitigen Anwendung beider Parametrisierungen zu testen. Von beiden Verfahren dominiert das neue Initialisierungsschema eindeutig. Bei einem großen Flächenanteil der stärksten Aufwinde ($a_u = 0.07$) hat die Latenz der Konvektion praktisch keinen Einfluss mehr auf die Regenmenge und

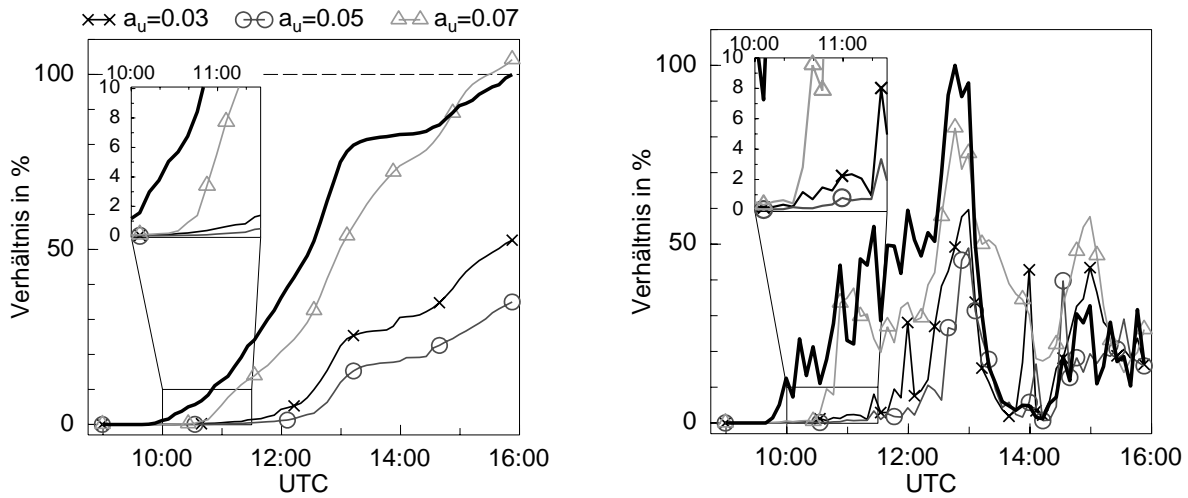


Abbildung 77: Akkumulierter Niederschlag und Regenraten am 19.06.2002 zwischen 9 und 16 UTC bei einer Kombination von verzögerter Niederschlagsbildung mit dem neuen Initialisierungsschema. Die Simulationen unterscheiden sich durch den Wert des Flächenanteil-Parameters (Tab. 9). IC1: $a_u = 0.03$ (\times); IC2: $a_u = 0.05$ (\circ); IC3: $a_u = 0.07$ (\triangle) (Tab. 9).

den Verlauf der Niederschlagsbildung (Abb. 77 verglichen mit Abb. 64). Bei niedrigeren Flächenanteilen addieren sich dagegen die Effekte beider Schemata bezüglich der anfänglichen Behinderung der Konvektion. Der erste markante Niederschlag fällt erst nach 12 UTC und damit über 90 bis 120 min später als im unveränderten Tiedtke-Schema. Das Niederschlagsereignis dauert etwa eine Stunde, danach folgt eine von der Latenzzeit abhängige Pause in der Entwicklung. Ähnlich dem ursprünglichen Modell fällt nach 14:30 UTC dann erneut Regen. Ein überraschender Effekt zeigt sich beim Vergleich der Graphen für $a_u = 0.03$ und $a_u = 0.05$. Statt der von der neuen Initialisierung bekannten Zunahme des Gesamtniederschlags bei wachsendem Flächenanteil der stärksten Aufwinde in der Grenzschicht und damit vergrößertem Massenfluss, sind

Simulation	C_2^V	t_2^V	a_u
IC1	2500	30	0.03
IC2	2500	30	0.05
IC3	2500	30	0.07

Tabelle 9: Übersicht über die Parameter in den Simulationen IC1 bis IC3.

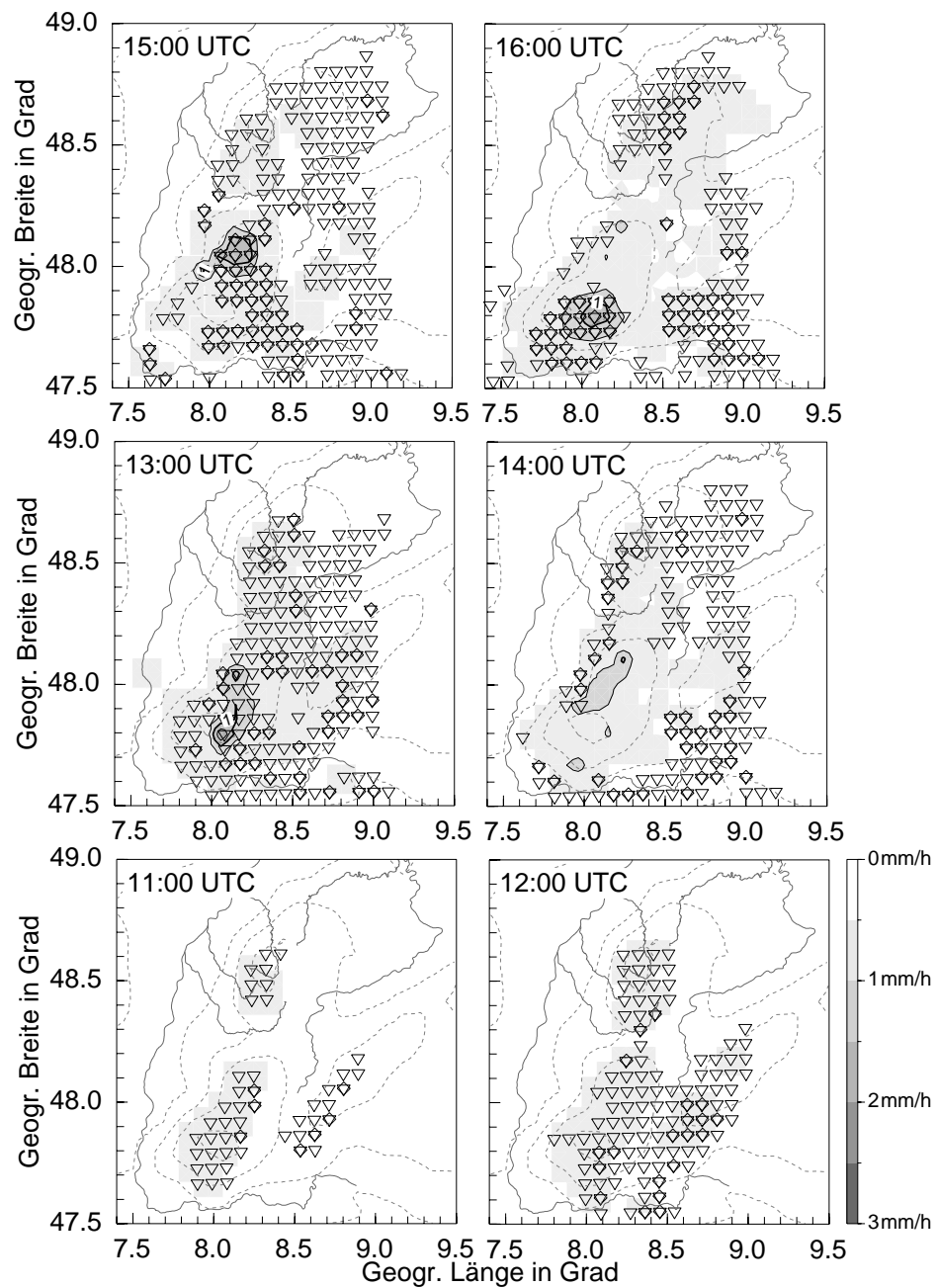


Abbildung 78: Simulierte konvektive Niederschlagsraten und Konvektionstypen analog Abb. 76 bei Kombination von neuem Initialisierungsschema und verzögerter Niederschlagsbildung (Simulation IC2).

hier die Ergebnisse gerade vertauscht. Für größeres a_u fällt später und weniger Niederschlag. Interessant ist hierbei auch, dass der Wert von $a_u = 0.05$ dem Anteil starker und gleichzeitig in großem Umfang Feuchte transportierender Aufwinde entspricht, die aus den Messungen in Kap. 6 abgeleitet wurden. Die maximale Verzögerung niederschlagsbildender Konvektion, die in der Realität erst nach 13 UTC eingesetzt hat, entsteht somit bei einer Kombination der veränderten Initialisierung und des neuen Verzögerungsschemas mit den beiden Parametern $C_2^V = 2500 \text{ J kg}^{-1}$ und $a_u = 0.05$. Konvektive Wolken treten bei Simulation IC2 im Bereich der Mittelgebirge bereits am Vormittag auf (Abb. 78). Für etwa zwei Stunden wird die Bildung von Niederschlag verhindert, der danach im südlichen Schwarzwald fällt. Eine Veränderung der Position kann mit keiner Kombination der Parametrisierungen oder Parameterwahl erreicht werden, hier spielen also andere Faktoren wie z. B. mesoskalige Windsysteme ebenfalls eine wichtige Rolle. Auch im weiteren Verlauf des Tages fallen im Südschwarzwald weitere Niederschläge, allerdings in deutlich geringeren Umfang als in den anderen Simulationen und in der Realität. Die Kombination der Parametrisierungen führt also nicht nur zu einer Verzögerung der Niederschlagsbildung, sondern dämpft auch die Regenmenge deutlich.

Zusammenfassung Mit der hier vorgestellten CAPE-abhängigen Verzögerung erhält die Parametrisierung die Möglichkeit, auf die potentiell vorhandene Energie der Schichtung zu reagieren. Ohne Berücksichtigung des Wolkenwassers erfährt die konvektive Aktivität eine sehr starke Dämpfung und in der Folge fällt viel weniger Niederschlag. Wird das Wolkenwasser jedoch gespeichert und steht nach dem Ende der Verzögerung für die Niederschlagsbildung bereit, so teilt sich die zeitlich kontinuierliche Niederschlagsverteilung bei unverändertem Schema in mehrere zeitlich abgegrenzte Ereignisse, deren Häufigkeit und Intensität von der Dauer der Verzögerung abhängen. Die tageszeitliche Entwicklung konvektiver Niederschlagsbildung wird durch die Latenzzeit in der Größenordnung von 30 bis 60 min verzögert. Bei einer Kombination mit dem neuen Initialisierungsschema reduziert sich die Regenmenge und es ergibt sich je nach Wahl der Parameter eine weit stärkere Verschiebung. Diese beträgt bis zu zwei Stunden und entspricht damit der tatsächlichen Entwicklung in dieser Fallstudie weit besser entspricht.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stehen einerseits die Struktur und Transporteigenschaften konvektiver Turbulenz in der planetarischen Grenzschicht und deren tageszeitliche Entwicklung. Sie werden anhand umfangreicher boden- und luftgestützter Daten analysiert, die im Rahmen des VERTIKATOR-Projekts erfasst wurden. Sehr hohe Grenzschichten bereits am frühen Nachmittag bilden sich nur bei Aktivierung einer noch vom Vortag vorhandenen Residualschicht. Verschiedene Faktoren im Bergland begünstigen eine beschleunigte Integration dieser Residualschicht. Die Temperaturdifferenz zwischen morgendlicher Grenz- und Residualschicht ist niedriger, da die bodennahe Luftschicht nachts weniger abkühlt als in der Ebene. Prozesse, die zusätzlich zum fühlbaren Wärmestrom am Boden die Grenzschicht am Tag erwärmen, spielen im Bergland eine größere Rolle. Einen weiteren großen Beitrag zu einer raschen Entwicklung im Schwarzwald liefern thermische Windsysteme, bei deren Anwesenheit die Mischungsschicht im Tagesverlauf stärker anwächst als die Höhenänderung der unterliegenden Orographie. Im Gegensatz zu einem langsam nach Osten hin zunehmenden Grenzschichtoberrand, eine Situation die an den meisten Messtagen zu finden ist, entstehen an der Westflanke des Schwarzwalds große Höhenunterschiede der Grenzschicht über geringe horizontale Distanzen. Bei gleichzeitiger östlicher Grundströmung kann warme Luft aus der Grenzschicht in das Rheintal advehieren und dort das Wachstum der PBL dämpfen. Diese komplizierten kleinräumigen Effekte liegen unterhalb der Auflösung operationeller Wettervorhersagemodelle und tragen zu den oft ungenauen Vorhersagen von Feuchtkonvektion und Niederschlägen im Bergland und seiner Umgebung bei.

Die konvektiven Strukturen in der Grenzschicht und ihre Transporteigenschaften werden auf verschiedene Arten untersucht. Aus den traditionell über die Mittelung über einen Flugabschnitt gewonnenen Resultaten lässt sich vor allem die erhöhte Variabilität der Eigenschaften und Transporte im Bergland ableiten. Diese zeigt sich vor allem beim latenten Wärmefluss und in geringerem Maße auch beim turbulenten Transport von Spurenstoffen, darunter den erstmals durch luftgestützte Messungen quantifizierten turbulenten Stickoxidfluss. Dieser erreicht im Rheintal Werte bis 0.9 ppb m s^{-1} . Beim fühlbaren Wärmestrom wirkt sich die Orographie kaum auf die Schwankungsbreite aus, wohl aber auf das Vertikalprofil der Flüsse. Diese werden bereits in der Mitte der Grenzschicht negativ. Auch in den Spektren meteorologischer Parameter zeigt sich im Produktionsbereich eine deutliche Abhängigkeit von der Höhe. Im unteren Drittel der Grenzschicht dominiert der Einfluss der Erdoberfläche die konvektiven Strukturen. Sowohl im Bergland als auch in der Ebene wächst ihre horizontale Ausdehnung mit der

Höhe schnell an, wobei die mittlere Größe mit dem Abstand zur Oberfläche anwächst. Im oberen Teil der Grenzschicht nimmt die Bedeutung der Austauschbegrenzung durch die Inversion am Oberrand der PBL zu. Über dem Rheintal verringert sich das Wachstum der Strukturen, im Bergland stagniert ihre Größe. Im Mittel ist die Wellenlänge mit der größten spektralen Energie im Spektrum der Vertikalwindgeschwindigkeit im Schwarzwald um etwa $\lambda_{\max} = 0.4 z_i$ geringer, wobei jedoch eine große Streubreite der individuellen Werte vorliegt.

Aus der direkten Untersuchung konvektiver Strukturen, die sich mit der Vertikalwindgeschwindigkeit als Indikator aus den Zeitreihen der Messungen erfassen lassen, ergibt sich eine dominierende Rolle feuchter Aufwinde und trockener Abwinde am turbulenten Transport. Sie weisen die größten vertikalen Windgeschwindigkeiten auf und haben zusammen einen Anteil von etwa 80 % am Feuchtetransport. Im oberen Teil der PBL entstehen im Flachland, vor allem durch das Zusammenwachsen kleinerer Elemente, größere Strukturen als im Gebirge. Die größten auftretenden vertikalen Windgeschwindigkeiten in den Aufwinden unterscheiden sich im Mittel kaum, aber das Geschwindigkeitsmaximum liegt im Schwarzwald tiefer. Die positive Korrelation zwischen w' und θ' verschwindet bereits in der Mitte der Grenzschicht. Der turbulente Feuchtetransport ist dagegen, auch hier besonders im oberen Teil der Grenzschicht, im Bergland stärker. Die Feuchteflüsse in den Konvektionselementen sind mit Werten über $0.5 \text{ m s}^{-1} \text{ g kg}^{-1}$ doppelt so groß wie über dem Flachland. Aufwinde, deren Geschwindigkeit oberhalb $0.7 \overline{w'}/w_*$ liegt, zeichnen sich durch besonders hohe Werte vom $\overline{w'm'}$ aus. Sie nehmen etwa 5 % der Gesamtfläche der Grenzschicht ein. Eine wichtige Rolle spielen die konvektiven Strukturen auch beim Vertikaltransport von Spurenstoffen. Sie vermischen, besonders im höher belasteten Rheintal, Stickoxide nach oben, weg von den Quellorten, und im Gegenzug Ozon hin zur Senke am Boden. Neben den deutlich größeren latenten Flüssen, die im Bergland auftreten, zeichnet sich das Mittelgebirge durch eine größere Variabilität aus, sobald der durch den Einfluss der Oberfläche dominierte untere Bereich der PBL verlassen wird.

Die angeführten Resultate liefern ein umfassendes Bild der Eigenschaften konvektiver Strukturen über Flachland und Mittelgebirge. Mit der Konvektion werden große Mengen Energie in Form von fühlbarer und latenter Wärme vertikal bewegt. Überwinden einzelne starke Aufwindstrukturen den stabil geschichteten Oberrand der Grenzschicht, können sie sich unter Umständen zu Wolken weiterentwickeln. Aufwinde können daher auch als Kriterium für die Initialisierung von Konvektion in der entsprechenden Parametrisierung numerischer Modelle dienen.

Das neu implementierte Initialisierungsschema, das in der Konvektionsparametrisierung des LM die bisherige Schließung ersetzt, beeinflusst stark die Simulation von Konvektion. Durch die Benutzung der Vertikalwindgeschwindigkeit und eines festgelegten Flächenanteils der stärksten Aufwinde von 5 %, der durch die Resultate der Grenzschichtanalyse belegt wird, können der Massenfluss an der Wolkenbasis und die Wolkenhöhe als Eingangsgrößen der eigentlichen Parametrisierung bestimmt werden. Diese Größen sowie die Anzahl und Art der Gitterpunkte, an denen Konvektion ausgelöst wird, unterscheiden sich quantitativ als auch in ihrer zeitlichen Entwicklung stark von den Ergebnissen des ursprünglichen Schemas. Die Auslösung hochreichender Konvektion findet an weniger Punkten statt und der simulierte Massenfluss ist im Mittel kleiner. Dies bewirkt einerseits eine Lokalisierung der Konvektion, während in der ursprünglichen Parametrisierung die Auslösung großflächig stattfindet. Andererseits reduziert sich die konvektive Niederschlagsmenge, da diese an den Massenfluss gekoppelt ist. Insgesamt erhöht sich der Schwellenwert für das Auftreten von Konvektion und ihr Intensitätsmaximum verschiebt sich tageszeitlich später in die Zeit nach dem lokalen Mittag. Die neue Initialisierung verändert aber weder die Position der simulierten konvektiven Zellen noch den charakteristischen zeitlichen Verlauf der konvektiven Aktivität, die im Modell ein kontinuierlicher Prozess ist.

Wolken durchlaufen verschiedene Entwicklungsstadien, bevor sie Niederschlag generieren. Eine Berücksichtigung der dafür nötigen Zeit bewirkt eine Intensivierung der Konvektion bei gleichzeitiger Verkürzung der Dauer einzelner konvektiver Ereignisse. Als Kriterium für die Dauer dieser Entwicklungsphase eignet sich die CAPE, da sie ein Parameter für die Energie ist, welche für die Konvektion potentiell zur Verfügung steht. Bei einer Verzögerung des Niederschlags in Abhängigkeit von der CAPE sammelt sich Wolkenwasser an. Bei später erlaubter Regenbildung fällt daher mehr Wasser aus, und die ursprünglich zeitlich kontinuierliche Niederschlagsverteilung zerfällt in mehrere abgegrenzte Ereignisse, deren Häufigkeit und Intensität von der Dauer der Verzögerung abhängen. Das Einsetzen konvektiven Niederschlags am Vormittag verschiebt sich durch die Implementierung der Latenzzeit lediglich in der Größenordnung von 30 min. Bei einer Kombination mit dem neuen Initialisierungsschema verschiebt sich, je nach Wahl der Parameter, die tageszeitliche Entwicklung weit stärker. Die maximale Verzögerung beträgt bis zu zwei Stunden und entspricht damit den tatsächlichen Gegebenheiten in der untersuchten Fallstudie weit besser. Allerdings fällt der simulierte Niederschlag weitgehend im mittleren und südlichen Schwarzwald. Die in der Realität im Nordschwarzwald aufgetretene so genannte „Murgtalzelle“ kann in der derzeitige ope-

rationellen Auflösung des LM auch mit den neuen Schemata nicht reproduziert werden. Als Nebeneffekt reduziert sich die Regenmenge, so dass die Niederschläge am späteren Nachmittag unterschätzt werden. Eine Verbesserung tritt aber bei den bekannten Problemen des tageszeitlich zu frühen Einsetzens der simulierten Konvektion und des zu stark in die Fläche verteilten Niederschlags ein.

Bei nicht-operationellen Modellstudien wie im vorliegenden Fall muss der große Einfluss der Antriebsdaten berücksichtigt werden. Besonders bei der Untersuchung konvektiver Ereignisse kann die unkorrigierte Verwendung von GME-Vorhersagen an den Rändern zu großen Abweichungen von den Beobachtungen führen. Der Vergleich mit Radiosondenmessungen offenbart eine systematische Überschätzung der Feuchte in der Grenzschicht im GME, die besonders bei Simulationen mit Regionalmodellen, in die keine assimilierten Messdaten einfließen, zu einer überschätzten konvektiven Aktivität führt. Bereits eine einfache Anpassung an die Messungen führt zu einer deutlichen Verbesserung des Ergebnisses.

Ausblick Während die experimentelle Analyse der Grenzschicht, der hierbei wichtigen Parameter und Strukturen einen großen Datensatz und entsprechend verschiedene meteorologische Situationen umfasst, bauen die Aussagen über die Auswirkungen des veränderten Initialisierungsschemas und der Einführung einer Latenzzeit nur auf die Auswertung einer Fallstudie. Die Betrachtungen über die direkten Folgen, wie die Reduzierung des Massenflusses oder die Lokalisierung der Auslösung können sicherlich generalisiert werden, da sie relativ unabhängig von anderen Faktoren sind. Die Bedeutung der Änderungen auf Parameter wie den konvektiven Niederschlag, der ja im Hauptteil der Parametrisierung immer noch von der Feuchtekonvergenz bestimmt wird, muss dagegen anhand weiterer Fallstudien mit abweichenden meteorologischen Bedingungen untersucht werden. Das geänderte Konvektionsschema hat auch Auswirkungen auf die mittleren Niederschlagssummen, die tageszeitliche Entwicklung der Konvektion oder die Wolkenbedeckung, die noch nicht untersucht wurden. Geeignete Datensätze sind vom COPS-Experiment zu erwarten, das im Rahmen eines Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungs-Gemeinschaft 2007 durchgeführt wird. Es hat sich aber gezeigt, dass sich das Tiedtke-Schema weiter entwickeln lässt und bestimmte Schwachpunkte, gerade unter Einsatz experimentell gewonnener Erkenntnisse, verbessert werden können. Die weitere Verbesserung der immer noch nötigen Parametrisierung der Konvektion in numerischen Wettervorhersagemodellen ist die Voraussetzung dafür, die Feuchtkonvektion auch quantitativ besser zu erfassen und vorherzusagen.

Literatur

- Adrian, G. und D. Frühwald, 2002: Design der neuen Modellkette GME/LM, *Promet*, 27, 106–110.
- Affre, C., A. Carrara, F. Lefebvre, A. Druilhet, J. Fontan und A. Lopez, 1999: Aircraft measurement of ozone turbulent flux in the atmospheric boundary layer, *Atmos. Environ.*, 33, 1561–1574.
- 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. und W. H. Schubert, 1974: Interaction of a Cumulus Cloud Ensemble with the Large-Scale Environment, Part I, *J. Atmos. Sci.*, 674–701.
- Baker, R. D., B. H. Lynn, A. Boone, W.-K. Tao und J. Simpson, 2001: The influence of soil moisture, coastline curvature, and land-breeze circulations on sea-breeze-initiated precipitations, *J. Hydrometeor.*, 2, 193–211.
- Banta, R. M., 1990: The role of mountain flows in making clouds, in: Blumen, W. (Hrsg.), *Atmospheric Processes over complex terrain*, Meteorol. Monographs, AMS, Boston.
- Barthlott, C., 2003: Flugübersicht zu den Schwarzwaldmessungen, *Institutsbericht*, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Barthlott, C., U. Corsmeier, C. Meißner, F. Braun und C. Kottmeier, 2006: The influence of mesoscale circulation systems on triggering convective cells over complex terrain, *Atmos. Res.*, 81, 150–175.
- Bechtold, P., J. P. Chaboureau, A. Beljaars, A. K. Betts, M. Kohler, M. Miller und J. L. Redelsperger, 2004: The simulation of the diurnal cycle of convective precipitation over land in a global model, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 130, 3119–3137.
- Bertram, I., A. Seifert und K. Beheng, 2004: The evolution of liquid water/ice contents of a midlatitude convective storm derived from radar data and results from a cloud-resolving model, *Met. Z.*, 13, 221–232.
- Betts, A. K., 1986: A new convective adjustment scheme. Part I: Observational and theoretical basis, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 112, 677–709.

- Caughey, S. J. und S. G. Palmer, 1979: Some Aspects of Turbulence through the Depth of the Convective Boundary Layer, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 105, 811–827.
- Corsmeier, U., R. Behrendt, P. Drobinski und C. Kottmeier, 2004: The MISTRAL and its effect on air pollution transport and vertical mixing, *Atmos. Res.*, 74, 275–302.
- Corsmeier, U., R. Hankers und A. Wieser, 2001: Airborne Turbulence Measurements in the Lower Troposphere onboard the Research Aircraft Dornier 128-6, D-IBUF, *Met. Z.*, 10, 315–329.
- Corsmeier, U., N. Kalthoff, B. Vogel, M. U. Hammer, F. Fiedler, C. Kottmeier, A. Volz-Thomas, S. Konrad, K. Glaser, B. Neining, M. Lehning, W. Jaeschke, M. Memmesheimer, B. Rappenglück und G. Jakobi, 2002: Ozone and PAN Formation Inside and Outside of the Berlin Plume – Process Analysis and Numerical Process Simulation, *J. Atmos. Chem.*, 42, 289–321.
- Cotton, W. R., G. D. Alexander, R. Hertenstein, R. L. Walko, R. L. McAnelly und M. Nicholls, 1995: Cloud venting - A review and some new global annual estimates, *Earth–Sci. Rev.*, 39, 169–206.
- Damrath, U., 2002: Verifikation von Wettervorhersagen, *Promet*, 28, 8–16.
- Deardorff, J. W., 1970: Preliminary Results from Numerical Integrations of the Unstable Planetary Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1209–1211.
- Doms, G., 1993: Parametrisierung von Wolken- und Niederschlagsprozessen in numerischen Wettervorhersagemodellen, *Promet*, 3, 72–79.
- Doms, G., A. Gassmann, E. Heise, M. Raschendorfer, C. Schraff und R. Schrodin, 2002: Parameterization Issues in the Non-Hydrostatic NWP-Model LM, *Deutscher Wetterdienst, Abteilung Meteorologische Analyse und Modellierung*.
- Doms, G. und U. Schättler, 1999: The nonhydrostatic limited-area model LM (Lokal-Modell) of DWD. Part I: Scientific Documentation, *German Weather Service (DWD), Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung*.
- Doms, G., U. Schättler und J. P. Schulz, 2003: Kurze Beschreibung des Lokal-Modells LM und seiner Datenbanken auf dem Datenserver (DAS) des DWD, *German Weather Service (DWD), Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung*.
- Eisenmann, M., 2004: *Güte quantitativer Niederschlagsvorhersagen mit dem Lokal-Modell unter konvektiven Bedingungen*, Diplomarbeit im Fach Meteo-

- rologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Emanuel, K. A., *Atmospheric Convection*, Oxford University Press, New York, 1994.
- Fiedler, F., 1999: Grenzschicht der Atmosphäre, Vorlesung im Wintersemester 1999/2000, Universität Karlsruhe, unveröffentlicht.
- Fiedler, F., I. Bischoff-Gauß, N. Kalthoff und G. Adrian, 2000: Modeling of transport and dispersion of SF₆ in the Freiburg-Schauinsland area, *J. Geophys. Res.*, 105 D1, 1599–1610.
- Fiedler, F., C. Kottmeier, K. Kuntze, K. Schmidt, U. Corsmeier und N. Kalthoff, 2002: *VERTIKATOR-Feldexperiment "Konvektion Schwarzwald" Operationsplan*, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Finke, U. und T. Hauf, 1996: The Characteristics of Lightning Occurrence in Southern Germany, *Beitr. Phys. Atmos.*, 69, 361–374.
- Greenhut, G. K. und S. J. S. Khalsa, 1982: Updraft and Downdraft Events in the Atmospheric Boundary Layer over the Equatorial Pacific Ocean, *J. Atmos. Sci.*, 39, 1803–1818.
- Greenhut, G. K. und S. J. S. Khalsa, 1987: Convective Elements in the Marine Atmospheric Boundary Layer. Part I: Conditional Sampling Statistics, *J. Clim. Appl. Meteor.*, 26, 813–822.
- Grossman, R. L., 1984: Bivariate conditional sampling of moisture flux over the tropical ocean, *J. Atmos. Sci.*, 41, 3238–3253.
- Grunwald, J., 1996: *Messung und Analyse turbulenter Wärmeflüsse in der konvektiven, atmosphärischen Grenzschicht über inhomogenen Landoberflächen*, Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Guichard, F., J. C. Petch, J. L. Redelsperger, P. Bechtold, J. P. Chaboureau, S. Cheinet, W. Grabowski, H. Grenier, C. G. Jones, M. Kohler, J. M. Piriou, R. Tailleux und M. Tomasini, 2004: Modelling the diurnal cycle of deep precipitating convection over land with cloud-resolving models and single-column models, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 130, 3139–3172.

- Hartmann, J., 1990: Airborne Turbulence Measurements in the Maritime Convective Boundary Layer, Dissertation, School of Earth Sciences of The Flinders University of South Australia.
- Hartmann, J., C. Kottmeier und S. Raasch, 1997: Roll Vortices and Boundary Layer Development during a Cold Air Outbreak, *Boundary-Layer Meteorol.*, 84, 45–65.
- Hasel, M., 2002: *Konvektive Vertikaltransporte über den französischen Seealpen (ESCOMPTE-Experiment)*, Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Hasel, M., C. Kottmeier, U. Corsmeier und A. Wieser, 2005: Airborne measurements of turbulent trace gas fluxes and analysis of eddy structure in the convective boundary layer over complex terrain, *Atmos. Res.*, 74, 381–402.
- Heise, E., 2002a: Parametrisierungen, *Promet*, 27 (3/4), 130–141.
- Heise, E., 2002b: Three closure conditions for the mass flux convection parametrization, *Cosmo Newsletter*, 2, 137–143.
- Hofherr, T., 1999: *Gewitterhäufigkeit, Starkniederschlags- und Starkwindereignisse in Deutschland*, Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Holtslag, A. und C. Moeng, 1991: Eddy Diffusivity and Countergradient Transport in the Convective Atmospheric Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, 48, 1690–1698.
- Hu, Q., 1997: A Cumulus Parameterization Based on a Cloud Model of Intermittently Rising Thermals, *J. Atmos. Sci.*, 54, 2292–2307.
- Jakob, C. und A. Siebesma, 2003: A new subcloud model for mass-flux convection schemes: Influence on triggering, updraft properties, and model climate, *Mon. Weather Rev.*, 131, 2765–2778.
- Jensen, N. O. und D. H. Lenschow, 1978: An Observational Investigation of Penetrative Convection, *J. Atmos. Sci.*, 35, 1924–1933.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté, Y. Izumi, S. J. Caughey und C. J. Readings, 1976: Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, 33, 2152–2169.
- Kain, J. S. und J. M. Fritsch, 1993: Convective Parameterization for Mesoscale Models: The Kain-Fritsch Scheme, in: Emanuel, K. A. und D. J. Raymond

- (Hrsg.), *The representation of cumulus convection in numerical models*, Met. Monographs, AMS, Boston.
- Kalthoff, N., F. Fiedler, M. Kohler, O. Kolle, H. Mayer und A. Wenzel, 1999: Analysis of Energy Balance Components as a Function of Orography and Land Use and Comparison of Results with the Distribution of Variables Influencing Local Climate, *Theor. Appl. Climatol.*, 62, 65–84.
- Kalthoff, N., V. Horlacher, U. Corsmeier, A. Volz-Thomas, B. Kolahgar, H. Geiß, M. Möllmann-Coers und A. Knaps, 2000: Influence of valley winds on transport and dispersion of airborne pollutants in the Freiburg-Schauinsland area, *J. Geophys. Res.*, 105 D1, 1585–1597.
- Kalthoff, N., C. Kottmeier, J. Thürauf, U. Corsmeier, F. Said, E. Frejafon und P. E. Perros, 2005: Mesoscale circulation systems and ozone concentrations during ESCOMPTE: a case study from IOP 2b, *Atmos. Res.*, 74, 355–380.
- Kalthoff, N., C. Meißner, G. Adrian und M. Kunz, 2006: Initiation of shallow convection in the Black Forest mountains, *eingereicht bei Atmos. Res.*
- Kalthoff, N. und B. Vogel, 1992: Counter-current and channeling effect under stable stratification in the area of Karlsruhe, *Theor. Appl. Climatol.*, 45, 113–126.
- Klitch, M. A., J. F. Weaver, F. P. Kelly und T. H. V. Haar, 1985: Convective cloud climatologies constructed from satellite imagery, *Mon. Weather Rev.*, 113, 326–337.
- Klonecki, A. und H. Levy II, 1997: Tropospheric chemical ozone tendencies in CO-CH₄-NO_y-H₂O system: their sensitivity to variations in environmental parameters and their application to a global chemistry transport model study, *J. Geophys. Res.*, 102, 21221–21237.
- Kossmann, M. und F. Fiedler, 2000: Diurnal momentum budget analysis of thermally induced slope winds, *Met. Z.*, 75, 195–215.
- Kossmann, M., R. Vogtlin, U. Corsmeier, B. Vogel, F. Fiedler, H. J. Binder, N. Kalthoff und F. Beyrich, 1998: Aspects of the Convective Boundary Layer Structure over Complex Terrain, *Atmos. Environ.*, 32, 1323–1348.
- Kottmeier, C., 1991: Turbulenz in Atmosphäre und Ozean, Skriptum zur Vorlesung im Wintersemester 1990/91, Universität Bremen, unveröffentlicht.

- Kottmeier, C., U. Corsmeier, C. Barthlott und M. Hasel, 2004: VERTIKATOR - Teilprojekt 3: Vertikaltransporte durch hochreichende Konvektion, Abschlussbericht, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Kottmeier, C. und T. Hofherr, 1999: Häufigkeit von Gewittern, Starkniederschlägen und Starkwindsituationen in Deutschland aus Daten des Deutschen Wetterdienstes, in: *Beitrag zum Symposium Naturkatastrophen, Karlsruhe*.
- Kuo, H.-L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, 22, 40–63.
- Lemone, M. A., M. Y. Zhou, C. H. Moeng, D. H. Lenschow, L. J. Miller und R. L. Grossman, 1999: An observational study of wind profiles in the baroclinic convective mixed layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, 90, 47–82.
- Lenschow, D. H., J. Mann und L. Kristensen, 1994: How Long is Long Enough When Measuring Fluxes and Other Turbulence Statistics?, *J. Atmos. Ocean Technol.*, 11, 661–673.
- Lenschow, D. H. und P. L. Stephens, 1980: The Role of Thermals in the Convective Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, 19, 509–532.
- Mahrt, L., J. I. Macpherson und R. Desjardins, 1994: Observations of fluxes over heterogeneous surfaces, *Boundary-Layer Meteorol.*, 67, 345–367.
- Majewski, D., 1991: The Europa-Modell (EM) of the German Weather Service, in: *Seminar on numerical methods in atmospheric models*, Band 2, ECMWF.
- Meißner, C., N. Kalthoff, M. Kunz, U. Corsmeier und G. Adrian, 2006: Initialization of Deep Convection over Low Mountain Ranges, *eingereicht bei Atmos. Res.*
- Moeng, C.-H., 1984: A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 41, 2052–2062.
- Mühr, B., 1996: *Der Einfluss der Topographie auf die Niederschlagsverteilung in Baden- Württemberg*, Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Müller, D. und C. Kottmeier, 1982: The influence of soil characteristics on regional convection differences above Northern Germany, *Met. Rundschau*, 35, 84–91.

- Nicholls, S. und M. LeMone, 1980: The Fair Weather Boundary Layer in GATE: The Relationship of Subcloud Fluxes and Structure to the Distribution and Enhancement of Cumulus Clouds, *J. Atmos. Sci.*, 37, 2051–2067.
- NOAA, 2004: Convective Indices, <http://www.crh.noaa.gov/lax/science/CONVECTIVE%20INDICES.htm>.
- Rabin, R. M., S. Stadler, P. Wetzel, D. J. Stensrud und M. Gregory, 1990: Observed effects of landscape variability on convective clouds, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 71, 272–280.
- Raymond, D. J. und M. H. Wilkening, 1980: Mountain-induced convection under fair weather conditions, *J. Atmos. Sci.*, 37, 2693–2706.
- Schädler, G., 1990: Triggering of atmospheric circulations by moisture inhomogeneities of the Earth's surface, *Boundary-Layer Meteorol.*, 51, 1–29.
- Schrieber, K., R. Stull und Q. Zhang, 1996: Distributions of surface-layer buoyancy versus lifting condensation level over a heterogeneous land surface, *J. Atmos. Sci.*, 53, 1086–1107.
- Seibert, P., F. Beyrich, S. Gryning, S. Joffre und P. Tercier, 2000: Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height, *Atmos. Environ.*, 34, 1001–1027.
- Simpson, J. und V. Wiggert, 1969: Models of precipitating cumulus towers, *Mon. Weather Rev.*, 97, 471–489.
- Stull, R. B., *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 670 p., 1988.
- Taylor, G. I., 1938: The Spectrum of Turbulence, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 164, 476–490.
- Thielen, J. und A. Gadian, 1996: Influence of different wind directions in relation to topography on the outbreak of convection in Northern England, *Ann. Geophys.*, 1078–1087.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parametrization in large-scale models, *Mon. Weather Rev.*, 117, 1779–1800.
- Wieser, A., 2004: *Messung turbulenter Spurengasflüsse vom Flugzeug aus*, Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe/Forschungszentrum Karlsruhe.

- Williams, A. G. und J. M. Hacker, 1992: The Composite Shape and Structure of Coherent Eddies in the Convective Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, 61, 213–245.
- Williams, A. G. und J. M. Hacker, 1993: Interactions between coherent eddies in the lower convective boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, 64, 55–74.
- Young, G. S., 1987: Mixed Layer Spectra from Aircraft Measurements, *J. Atmos. Sci.*, 44, 1251–1256.
- Young, G. S., 1988a: Turbulence Structure of the Convective Boundary Layer. Part I: Variability of Normalized Turbulence Statistics, *J. Atmos. Sci.*, 45, 719–726.
- Young, G. S., 1988b: Turbulence Structure of the Convective Boundary Layer. Part II: Phoenix 78 Aircraft Observations of Thermals and Their Environment, *J. Atmos. Sci.*, 45, 727–735.
- Zamg, 2004: Numerical Parameters for Small Scale Convective Cloud Systems - Cape, <http://www.zamg.at/docu/Manual/SatManu/main.htm>, Zugriff am 15. Mai 2006.

A Variablen und Abkürzungen

SYMBOL	BEDEUTUNG
AGL	Höhe über Bodenniveau (A bove G round L evel)
ASL	Höhe über NN (A bove S ea L evel)
a_u	Flächenanteil starker Aufwinde
CEST	C entral E uropean S tandard T ime entspricht MESZ
c_p	spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck = $1004.67 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
C^V	CAPE-Wert für Verzögerung des Niederschlags
d	horizontale Ausdehnung von konvektiver Strukturen; Index für Abwinde
e	Dampfdruck
EL	Gleichgewichtsniveau, gleiche Temperatur von Luftpaket und Umgebung (<i>engl.</i> E quilibrium L evel)
f	normierte Frequenz = $n z_i / \text{TAS}$
g	Gravitationsbeschleunigung 9.81 m s^{-2}
h	feucht-statische Energie = $c_p T + gz + Lq_v$
H	fühlbarer Wärmestrom = $\rho c_p \overline{w'\theta'}$
HKN	H ebungs- K ondensations- N iveau
IMP	I ntensiv M ess P hase
KKN	K umulus- K ondensations- N iveau
k	von Karman - Konstante 0.4
λ_{\max}	Wellenlänge, bei der das Maximum des Spektrums auftritt
λ	Wellenlänge
LFS	L evel of F ree S inking = NFA
L_V	spezifische Verdunstungswärme = $2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
l	Wolkenwassergehalt
MESZ	M ittel- E uropäische S ommer- Z eit
M	Massenfluss
m	Mischungsverhältnis = $0.622e/(p - e)$
N	Anzahl konvektiver Strukturen pro Weglänge
NFA	N iveau F reien A bsinkens = LFS
NFK	N iveau F reier K onvektion
N	Anzahl konvektiver Strukturen pro Länge
n	Frequenz; Anzahl konvektiver Strukturen pro Flugabschnitt

Symbol	Bedeutung
ϕ	Geopotential
ψ	beliebige skalare Größe
π	3.1415926535897932384626
p	Luftdruck
q_*	Skalierungsgröße für die Feuchte
q	spezifische Feuchte = $0.622 e/p$
R	Gaskonstante trockener Luft = $287.04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
ρ	Luftdichte
s	trocken-statische Energie = $c_p T + gz$
σ^2	Varianz
σ	Standardabweichung
TAS	Geschwindigkeit des Flugzeugs relativ zur Luft
θ	potentielle Temperatur
θ_*	konvektive Skalierungsgröße der Temperatur
θ_V	virtuelle potentielle Temperatur
T	Lufttemperatur
T_V	virtuelle Temperatur
Δt^{Ti}	Anzahl der Modellzeitschritte, zu denen das Tiedtke-Schema im LM aufgerufen wird
t^{Wolke}	Alter der Wolke in Modellzeitschritten
t^V	Wert für die zeitliche Verzögerung des Niederschlags
t_*	konvektive Zeitskala = $\frac{z_i}{w_*}$
UTC	Universal Time Coordinated entspricht MESZ - 2h
u	Windkomponente, longitudinal zur Hauptwindrichtung
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
$ \vec{v} $	Betrag der Windgeschwindigkeit = $\sqrt{u^2 + v^2}$
v	horizontale Windkomponente, lateral zur Hauptwindrichtung
V	latenter Wärmestrom = $\rho L_V \overline{w'q'}$
WB	Wolkenbasis
WH	Wolkenhöhe
WO	Wolkenobergrenze
w_*	konvektive Skalierungsgröße für die Windgeschwindigkeit
w	vertikale Windkomponente
z_i	Höhe der Mischungsschicht

B Tiedtke-Schema

Ein Konvektionsschema beschreibt den Einfluss subskaliger konvektiver Vorgänge auf die skaligen Zustandsgrößen eines numerischen Modells. Im Lokal-Modell des DWD wird hierfür das Tiedtke-Schema (Tiedtke, 1989) eingesetzt. Die darin ausschließlich berücksichtigten vertikalen Prozesse wirken mittels diabatischer Erwärmung, Freiwerden latenter Energie sowie Vertikaltransporten von Wärme, Feuchte und Impuls. Außerdem werden laterale Austauschvorgänge (Entrainment und Detrainment) abgeschätzt. Aus allen beteiligten Prozessen wird die konvektive Tendenz für die skaligen Größen Temperatur T bzw. die trockenstatische Energie s , spezifische Feuchte q und die horizontalen Windkomponenten u und v bestimmt. Die folgende Beschreibung des Schemas basiert auf den Arbeiten von Tiedtke (1989), Doms und Schättler (1999), Doms et al. (2002) und Heise (2002a).

B.1 Gleichungssystem

B.1.1 Großräumige Bilanzgleichungen

Die Konvektion beeinflusst die Atmosphäre durch Kondensation, Verdunstung und den turbulenten Transport von Wärme, Feuchte und Impuls. Unter der Annahme, dass die Konvektion nur thermodynamisch angetrieben wird, ergeben sich die großskaligen Bilanzgleichungen zu

$$\frac{\partial \bar{\vec{v}}_h}{\partial t} + \bar{\vec{v}}_h \cdot \nabla_h \bar{\vec{v}}_h + \bar{w} \frac{\partial \bar{\vec{v}}_h}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' \vec{v}'_h} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_h p - 2\vec{\Omega} \times \bar{\vec{v}}_h \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \bar{\vec{v}}_h \cdot \nabla_h \bar{s} + \bar{w} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' s'} + L(\bar{c} - \bar{e})|_{Cu} + \bar{Q}_R \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\vec{v}}_h \cdot \nabla_h \bar{q} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \underbrace{-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' q'}}_{\textcircled{1}} - (\bar{c} - \bar{e})|_{Cu} \quad (\text{B.3})$$

mit den horizontalen Windkomponenten \vec{v}_h , den Kondensations- und Verdunstungsraten c und e , der trockenstatischen Energie (= Montgomerypotential) $s = c_p T + gz$, der Temperatur T , der Höhe z , der Schwerebeschleunigung g , der Dichte ρ , der vertikalen Windkomponente w , der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p und der Strahlungsbilanzdivergenz Q_R . Die Gleichungen sind über ein Gebiet gemittelt, das groß genug ist um ein Ensemble von Kumuluswolken zu enthalten. Die Strichgrößen repräsentieren Abweichungen von diesem Mittel. Es wird angenommen, dass die Skalen der Konvektion vollständig getrennt betrachtet werden können, so dass

die Parametrisierung der Effekte der Turbulenz und Mesoskala getrennt erfolgen kann. Die Terme für die Divergenz des vertikalen Wirbelflusses (①) können daher in den Beitrag der Konvektion (Cu) und der Grenzschicht-Turbulenz (tu) aufgespalten werden: $\overline{w'\psi'} = \overline{w'\psi'}|_{Cu} + \overline{w'\psi'}|_{tu}$ mit $\psi = \{s, q\}$. Horizontale konvektive Flussdivergenzen von s und q werden vernachlässigt, da angenommen wird, dass der horizontale Transport über den Rand des Ensemble-Gebiets hinweg durch Konvektion sehr viel kleiner als der großskalige Transport ist.

Der turbulente Transport durch Konvektion setzt sich zusammen aus Anteilen von Aufwinden, Abwinden und induziertem Absinken in der Umgebung:

$$\begin{aligned} \overline{\rho w'\psi'}|_{Cu} = & \overbrace{\bar{\rho} \sum_i a_{u_i} \underbrace{(w_{u_i} - \bar{w})}_{w'} \underbrace{(\psi_{u_i} - \bar{\psi})}_{\psi'}}^{Aufwind} + \overbrace{\bar{\rho} \sum_i a_{d_i} (w_{d_i} - \bar{w}) (\psi_{d_i} - \bar{\psi})}^{Abwind} \\ & + \underbrace{\bar{\rho} (1 - \sum_i [a_{u_i} + a_{d_i}]) (\tilde{w} - \bar{w}) (\tilde{\psi} - \bar{\psi})}_{Umgebung}. \quad (B.4) \end{aligned}$$

Die Beiträge verschiedener Wolkentypen i werden für die Aufwinde u (*engl.* updraft) und Abwinde d (downdraft) sowie in der Umgebung (\sim) mit ihren jeweiligen Flächenanteilen a summiert. Bei großskaligen Modellen besitzen die Auf- und Abwinde verglichen mit der Umgebung nur einen kleinen Anteil an der Fläche. Die Umgebungsvariablen können daher durch ihr Flächenmittel ersetzt werden ($\tilde{\psi} = \bar{\psi}$). Das Tiedtke-Schema gehört zur Klasse der Massenfluss-Verfahren. In ihnen kann durch die Einführung des konvektiven Massenflusses $M_{u_i} = \bar{\rho} a_{u_i} (w_{u_i} - \bar{w})$, $M_{d_i} = \bar{\rho} a_{d_i} (w_{d_i} - \bar{w})$ für den Wolkentyp i der Beitrag der Konvektion als

$$\overline{\rho w'\psi'}|_{Cu} = \sum_i M_{u_i} (\psi_{u_i} - \bar{\psi}) + \sum_i M_{d_i} (\psi_{d_i} - \bar{\psi}) \quad (B.5)$$

$$= \sum_i M_{u_i} \psi_{u_i} + \sum_i M_{d_i} \psi_{d_i} - \sum_i (M_{u_i} + M_{d_i}) \bar{\psi} \quad (B.6)$$

ausgedrückt werden. Die einzelnen Komponenten des Wolkenensembles werden nicht berücksichtigt, statt dessen findet ein so genanntes „Bulk“-Modell Verwendung, bei dem nur die Eigenschaften des gesamten Ensembles betrachtet werden:

$$\overline{\rho w'\psi'}|_{Cu} = M_u \psi_u + M_d \psi_d - (M_u + M_d) \bar{\psi} \quad (B.7)$$

Eingesetzt in die Gleichungen (B.1) bis (B.3) ergibt sich

$$\frac{\partial \bar{v}_h}{\partial t} + \bar{v}_h \cdot \nabla_h \bar{v}_h + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}_h}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} [M_u(\bar{v}_{h,u} - \bar{v}_h) + M_d(\bar{v}_{h,d} - \bar{v}_h)] - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} w' \bar{v}_h' |_{tu} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_h p - 2\bar{\Omega} \times \bar{v}_h \quad (\text{B.8})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \bar{v}_h \cdot \nabla_h \bar{s} + \bar{w} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = & -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} [M_u(s_u - \bar{s}) + M_d(s_d - \bar{s})] - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} w' s' |_{tu} \\ & + L(c_u - e_d - \tilde{e}_l - \tilde{e}_p) + \bar{Q}_R \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{v}_h \cdot \nabla_h \bar{q} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = & -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} [M_u(q_u - \bar{q}) + M_d(q_d - \bar{q})] - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} w' q' |_{tu} \\ & - \underbrace{(c_u - e_d - \tilde{e}_l - \tilde{e}_p)}_{\text{Thermodynamischer Antrieb durch Feucht-Konvektion}}, \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

wobei als diabatische Prozesse die Kondensation im Aufwind c_u , die Verdunstung von Regen im Abwind e_d , von Wolkenwasser in der Umgebung \tilde{e}_l und von Regen unterhalb der Wolkenbasis \tilde{e}_p berücksichtigt sind. Mit den Gleichungen (B.8) bis (B.10) sind die Beiträge der Konvektion zur großskaligen Wärme- und Feuchtebilanz

$$\frac{\partial \bar{v}_h}{\partial t} |_{c_u} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} [M_u(\bar{v}_{h,u} - \bar{v}_h) + M_d(\bar{v}_{h,d} - \bar{v}_h)] \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} |_{c_u} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} [M_u(s_u - \bar{s}) + M_d(s_d - \bar{s})] + L(c_u - e_d - \tilde{e}_l - \tilde{e}_p) \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} |_{c_u} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} [M_u(q_u - \bar{q}) + M_d(q_d - \bar{q})] - (c_u - e_d - \tilde{e}_l - \tilde{e}_p) \quad (\text{B.13})$$

berechenbar.

Parametrisierung mikrophysikalischer Prozesse

1. Kondensation/Deposition im Aufwindbereich

Die Kondensations- bzw. Depositionsrate im Aufwindgebiet folgt aus dem Sättigungsgleichgewicht. Durch die adiabatische Abkühlung tritt Übersättigung auf, die spezifische Feuchte wird auf ihren Sättigungswert reduziert, und die Feuchtedifferenz als Wolkenwasser definiert. Die freiwerdende Kondensationswärme justiert die Temperatur des Luftpakets. Unterhalb des Gefrierpunkts wird zusätzlich Gefrierwärme frei, ein Gefrieren von Wolkenwasser oberhalb der 0°C - Grenze beziehungsweise Schneeschmelze wird jedoch nicht berücksichtigt.

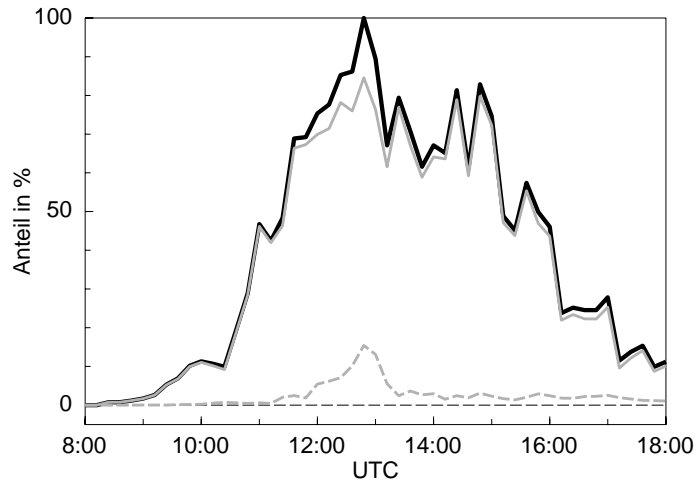


Abbildung 79: Beispiel für den Anteil hochreichender (grau) und flacher Konvektion (grau gestrichelt) am gesamten konvektiven Niederschlag (schwarz) relativ zur maximalen Regenmenge. Jeder Punkt der Kurve repräsentiert den im gesamten Modellgebiet innerhalb von 12 min gefallenen Niederschlag für den 19.06.2002.

2. Verdunstung im Abwindbereich

Für den Abwindbereich wird Sättigung vorausgesetzt, die aufgrund der adiabatischen Erwärmung benötigte Feuchte wird über die Sättigungsanpassung dem Niederschlag entzogen.

3. Bildung von Niederschlag

Die Umwandlungsrate g_p der Wolken- in Regentropfen ist proportional zum Wolkenwassergehalt l :

$$g_p = Kl \quad \text{mit} \quad K = \begin{cases} 0 & p^{\text{WO}} - p^{\text{WB}} \leq 200 \text{ hPa} \\ 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

Die Fallunterscheidung verhindert die Niederschlagsbildung in flachen Kumuluswolken. Diese werden als Wolken definiert, deren Druckdifferenz zwischen Wolkenbasis WB und Wolkenoberrand WO geringer als 200 hPa ist. Flache und mittlere Konvektion tragen daher nur in geringem Maße zum konvektiven Niederschlag bei (Abb. 79).

4. Verdunstung von Wolkenwasser

Flüssigwasser, das durch Detrainment D in die Umgebung gemischt wird, verdunstet dort sofort:

$$\tilde{e}_l = \frac{1}{\bar{\rho}} D_u l \quad (\text{B.15})$$

5. Verdunstung von Niederschlag unterhalb der Wolkenbasis

Die Verdunstungsrate basiert auf dem Ansatz von Kessler, der einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen Niederschlagsfluss und Verdunstung beschreibt:

$$e_p = C\alpha_1(q_{sat} - q)\sqrt{\frac{\sqrt{p/p_o}}{\alpha_2 C}P} \quad (\text{B.16})$$

mit den Konstanten $\alpha_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ und $\alpha_2 = 1.1 \cdot 10^{-2}$, der spezifischen Sättigungsfeuchte q_{sat} und einem Normierungsfaktor $\sqrt{p/p_o}$, der den Einfluss der Luftdichte auf die Fallgeschwindigkeit beschreiben soll. Durch den nichtlinearen Zusammenhang in Gleichung (B.16) muss der Flächenanteil C , in dem der konvektive Niederschlag fällt, berücksichtigt werden. Im LM wird

$$C = \min\left(1, \sqrt{\frac{4000m}{\Delta x}}\right) \quad (\text{B.17})$$

gewählt, wobei Δx die horizontale Gitterweite des Modells repräsentiert.

Die vertikale Änderung des Regenwasserflusses

$$\frac{\partial M_p(z)}{\partial z} = \bar{\rho}(g_p - e_d - \tilde{e}_p) \quad (\text{B.18})$$

erhält man aus der Massenerhaltung für Regenwasser, welche die Umwandlung von Wolkenwasser in Regen mit der Rate g_p sowie die Verdunstung berücksichtigt. Die vertikale Integration ab $z = 0$ liefert die Regenrate am Boden

$$M_p(0) = \int_0^{\infty} \bar{\rho}(g_p - e_d - \tilde{e}_p) dz, \quad (\text{B.19})$$

die im LM bis zum nächsten Aufruf des Parametrisierungsschemas nach 10 Zeitschritten konstant gehalten wird.

B.1.2 Wolkenmodell

Wie bereits erwähnt werden Wolken mit Hilfe eines Bulk-Ansatzes beschrieben, bei dem zwar Auf- und Abwinde, nicht jedoch die einzelnen Wolkentypen getrennt betrachtet werden. Bei Annahme stationärer Verhältnisse in den Auf- und Abwinden lauten die Bilanzgleichungen für Masse, Wärme, Feuchte, Wolkenwassergehalt l und

Windkomponenten $\alpha = u, v$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial M_u}{\partial z} &= E_u - D_u & \frac{\partial M_d}{\partial z} &= E_d - D_d \\
\frac{\partial M_u s_u}{\partial z} &= E_u \bar{s} - D_u s_u + L \bar{\rho} c_u & \frac{\partial M_d s_d}{\partial z} &= E_d \bar{s} - D_d s_d + L \bar{\rho} e_d \\
\frac{\partial M_u q_u}{\partial z} &= E_u \bar{q} - D_u q_u - \bar{\rho} c_u & \frac{\partial M_d q_d}{\partial z} &= E_d \bar{q} - D_d q_d - \bar{\rho} e_d \\
\frac{\partial M_u l}{\partial z} &= -D_u l + \bar{\rho} c_u - \bar{\rho} g_p & & \\
\frac{\partial M_u \alpha_u}{\partial z} &= E_u \alpha - D_u \alpha_u & \frac{\partial M_d \alpha_d}{\partial z} &= E_d \alpha - D_d \alpha_d
\end{aligned} \tag{B.20}$$

Die Massenflüsse bzw. die transportierten Größen ändern sich in der Vertikalen durch laterale Austauschvorgänge, der Einmischung E (Entrainment) und Ausmischung D (Detrainment), sowie Kondensation und Regenbildung. Es werden einige vereinfachende Annahmen getroffen. In den Abwindbereichen herrscht Sättigung aufgrund der Verdunstung von Regenwasser (e_d), einströmende Umgebungsluft wird durch Verdunstung gekühlt, außerdem ist kein Wolkenwasser vorhanden. In den Aufwindbereichen herrscht Sättigung innerhalb der Wolke und es werden keine Gefrier- und Schmelzprozesse des Wolkenwassers berücksichtigt. Eine vertikale Integration der Gleichungen (B.20) erfordert die Kenntnis

- der Austauschparameter E und D ,
- des Massenflusses M^{WB} und der Variablen s_u, q_u, l und α_u am Wolkenunterrand,
- des Massenflusses M^{WO} und der Variablen s_d, q_d und α_u am Wolkenoberrand
- sowie eine Parametrisierung für die mikrophysikalischen Prozesse (c_u, e_d, g_p).

B.1.3 Schließungsannahmen

Das im LM implementierte Parametrisierungsverfahren berücksichtigt drei Konvektionstypen (hochreichende, flache und mittelhohe Konvektion), von denen allerdings nur einer in einem Gitterpunkt auftreten kann. Die angewandten Schließungsannahmen sind abhängig vom Konvektionstyp.

Wolkenbasis Die für die Integration notwendigen Werte für Temperatur und Feuchte an der Wolkenbasis werden mittels eines einfachen Modells für ein aufsteigendes Luftpaket ohne Austauschvorgänge ermittelt. Dazu wird getestet, ob an einem Gitterpunkt

freie Konvektion auftreten kann. Hat ein aus der bodennahen Schicht aufsteigendes Luftpaket inklusive des Temperaturzuschlags von 0.5 K genügend Auftrieb, um eine Höhe zu erreichen in der Übersättigung vorliegt, wird dieses Niveau als Wolkenbasis definiert und die Eigenschaften des Luftpakets für die Wolkenbasis übernommen.

Die Parametrisierung des Massenflusses erfolgt nach der Hypothese, dass hochreichende Konvektion von synoptisch-skaliger Konvergenz in der unteren Atmosphäre abhängt. Das Einfließen von Masse an der Wolkenbasis wird über die Feuchtebilanz der Schicht unter der Wolke bestimmt. Dabei wird Stationarität vorausgesetzt. Trotz des großskaligen, turbulenten und konvektiven Transports bleibt der Feuchtegehalt in der Grenzschicht erhalten. Diese quasistationäre Bedingung für den Feuchtegehalt ist vor allem über tropischen Ozeanen gerechtfertigt, wo ein ständiger Feuchtenachschub aus dem Meer erfolgt. Die Integration von Gleichung (B.10) zwischen Geländehöhe z_O und der Wolkenbasis liefert

$$M_u(q_u - \bar{q}) + M_d(q_d - \bar{q}) = -\bar{\rho} \int_{z_O}^{z^{WB}} \left[\bar{v}_h \cdot \nabla_h \bar{q} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \underbrace{\bar{\rho} \bar{w}' q'}_I \Big|_{tu} \right] dz \quad (\text{B.21})$$

Konvektion tritt nur auf, wenn ein positiver Massenfluss an der Wolkenbasis und damit Feuchtekonvergenz in der Grenzschicht gegeben ist. Überwiegt bei der Feuchtekonvergenz der turbulente Anteil (I), zu dem hauptsächlich die Verdunstung am Boden beiträgt, wird von flacher Konvektion ausgegangen. Dominiert der advektive Transport, so wird hochreichende Konvektion vorausgesetzt.

Der Ursprung mittelhoher Konvektion liegt oberhalb der Grenzschicht, z. B. in Regengebändern an Warmfronten oder im Warmsektor extratropischer Zyklonen. Dynamische Hebung von Luft bis zum Niveau freier Konvektion initialisiert diesen Typ von Konvektion. Er tritt vor allem bei vorhandenen Temperaturinversionen auf, welche Konvektion von der Oberfläche aus behindern. Zur Beschreibung wird ein stark vereinfachendes Schema angewandt. Die Auslösung erfolgt bei großskaliger Hebung in den unteren Niveaus und ausreichend feuchter Umgebungsluft ($> 90\%$ relative Feuchte). Als Feuchtequelle wird die großskalige Feuchtekonvergenz in unteren Schichten angenommen. Das Niveau freier Konvektion folgt aus der adiabatischen Hebung eines Luftpakets mit Umgebungstemperatur und -feuchte ($T_u = \bar{T}$, $q_u = \bar{q}$). Der aufwärts gerichtete Massenfluss an der Wolkenbasis wird dem vertikalen Massentransport durch den großskaligen Fluss im diesem Niveau gleichgesetzt

$$M_u^{WB} = \bar{\rho}^{WB} \bar{w}^{WB}, \quad (\text{B.22})$$

so dass Feuchte, die durch die Basis advehiert, vollständig für Konvektion zur Verfügung steht.

Oberrand des Abwindbereiches Es wird angenommen, dass Abwinde durch Niederschläge ausgelöst werden, die aus den Aufwinden ausfallen, und sich stark mit Umgebungsluft vermischen. Ihr Ursprung liegt im Niveau freien Absinkens (NFA). Es ist als die Höhe definiert, in welcher die Temperatur eines Luftpakets, das aus gleichen Teilen Wolken- und gesättigter Umgebungsluft mit Feuchttemperatur besteht, niedriger als die der Umgebung wird. Es erfährt somit einen negativen Auftrieb. Der abwärts gerichtete Massenfluss im NFA wird als direkt proportional zum Massenfluss an der Wolkenbasis angenommen.

$$M_d^{\text{NFA}} = -\gamma M_u^{\text{WB}} \text{ mit } \gamma = 0.3 \quad (\text{B.23})$$

Der Proportionalitätsfaktor γ bestimmt die Intensität des Abwindes. Aufgrund von $\epsilon_d = \delta_d$ ändert sich der Massenfluss nicht mit der Höhe und die transportierte Masse wird in die Schicht unterhalb der Wolke abgegeben. Dort wird eine lineare Abnahme des Massenflusses mit der Höhe vorausgesetzt. Da Abwinde aus Aufwinden bestimmt werden, genügt es letztere zu parametrisieren.

Austauschvorgänge Beim Entrainment spielen zwei Prozesse die Hauptrolle, der turbulente Massenaustausch durch die Wolkenränder und das Einfließen durch großskalige Konvergenz, dem dynamischen Entrainment. Detrainment findet ebenfalls turbulent über die Wolkenränder sowie durch den Ausfluss am Wolkenoberrand WO statt. Bei den Abwinden werden nur die turbulenten Prozesse berücksichtigt.

$$\begin{aligned} E_u &= E_u^{tu} & D_u &= D_u^{tu} + D_u^{\text{WO}} \\ E_d &= E_d^{tu} & D_d &= D_d^{tu} \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

Der turbulente Anteil wird durch

$$\begin{aligned} E_u^{tu} &= \epsilon_u M_u \\ D_u^{tu} &= \delta_u M_u \end{aligned} \quad \text{mit } \epsilon_u = \delta_u = \begin{cases} 1.0 \cdot 10^{-4} & p > \frac{p^{\text{WB}} + p^{\text{WO}}}{2} & \text{für hochreichende und} \\ 0 & p \leq \frac{p^{\text{WB}} + p^{\text{WO}}}{2} & \text{mittelhohe Konvektion} \\ 3.0 \cdot 10^{-4} & & \text{für flache Konvektion} \end{cases} \quad (\text{B.24.1})$$

und

$$\begin{aligned} E_d^{tu} &= \epsilon_d |M_d| \\ D_d^{tu} &= \delta_d |M_d| \end{aligned} \quad \text{mit } \epsilon_u = \delta_u = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ f\u00fcr alle Konvektionstypen} \quad (\text{B.24.2})$$

parametrisiert. Aufgrund der Wahl der Parameter finden bei flacher Konvektion mit kleineren Wolken st\u00e4rkere Austauschvorg\u00e4nge statt. Da die beiden Konstanten $\epsilon_u = \delta_u$ identisch sind, gibt es keine vertikale \u00c4nderung der Massenfl\u00fcsse durch turbulentes Entrainment und Detrainment. Eine Ausnahme gibt es bei der hochreichenden Konvektion. Turbulentes Entrainment wird dort nur auf die untere H\u00e4lfte der Wolke angewendet, so dass sich im oberen Teil der Wolke der Massenfluss aufgrund von $\epsilon_u = 0$ und $\delta_u > 0$ schnell durch Detrainment reduziert.

Die Parametrisierung des dynamischen Teils des Entrainments beruht auf der Annahme, dass gro\u00df\u00e4umiges Einstr\u00f6men in die Wolken proportional zur lokalen Feuchtekonvergenz ist:

$$E_u^{dyn} = \begin{cases} -\frac{\bar{p}}{\bar{q}} (\bar{v}_h \cdot \nabla_h \bar{q} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}) & , \quad k \geq k^{\bar{w}_{\max}} \vee p > \frac{p^{\text{WB}} + p^{\text{WO}}}{2} \\ 0 & , \quad k < k^{\bar{w}_{\max}} \vee p \leq \frac{p^{\text{WB}} + p^{\text{WO}}}{2} \end{cases} \quad (\text{B.24.3})$$

Organisiertes Entrainment tritt nur im unteren Bereich hochreichender und mittelhoher Bew\u00f6lkung auf, der im LM auf H\u00f6hen unterhalb der Modellebene $k^{\bar{w}_{\max}}$ mit maximalem gro\u00dfskaligen Aufwind oder \u00fcber die Druckkoordinate festgelegt ist⁷. Dadurch wird ein Massenfluss erzielt, welcher der gro\u00dfskaligen Vertikalwindverteilung folgt. M\u00f6gliche Beitr\u00e4ge zu den gro\u00dfskaligen Austauschvorg\u00e4ngen durch die Eigendynamik der Konvektion werden vernachl\u00e4ssigt.

Organisiertes Detrainment findet statt, wenn die Wolkenluft im Gleichgewichtsniveau (EL) ihren Auftrieb verliert. Die dadurch vertikal abnehmende Geschwindigkeit erzeugt seitliches Ausstr\u00f6men. Im Modell str\u00f6mt der gesamte Massenfluss im EL und dem dar\u00fcber liegenden Niveau aus:

$$D_u^{dyn} = \begin{cases} (1 - b) M_u / \Delta z & \text{EL} \\ b M_u / \Delta z & \text{Niveau oberhalb EL.} \end{cases} \quad (\text{B.24.4})$$

Im LM hat der Parameter b den Wert 0.33.

⁷Die Z\u00e4hlung der Modellebene im LM beginnt mit der obersten Schicht!

B.2 Umsetzung des Tiedtke-Schemas im LM

Um Rechenzeit zu sparen wird das Tiedtke-Schema nur zu jedem zehnten Zeitschritt, bei $\Delta t = 40\text{ s}$ also nur alle etwa 7 Minuten, aufgerufen. Die benötigten Eingangsgrößen Druck, Temperatur und Feuchte werden von den Gitterpunkten des LM übernommen. Vertikalwind, Feuchtetendenz und Feuchtefluss an der Oberfläche werden flächengemittelt. Anschließend erfolgt eine Interpolation aller großskaligen Felder auf Nebenflächen, auf denen alle weiteren Berechnungen stattfinden (Abb. 80).

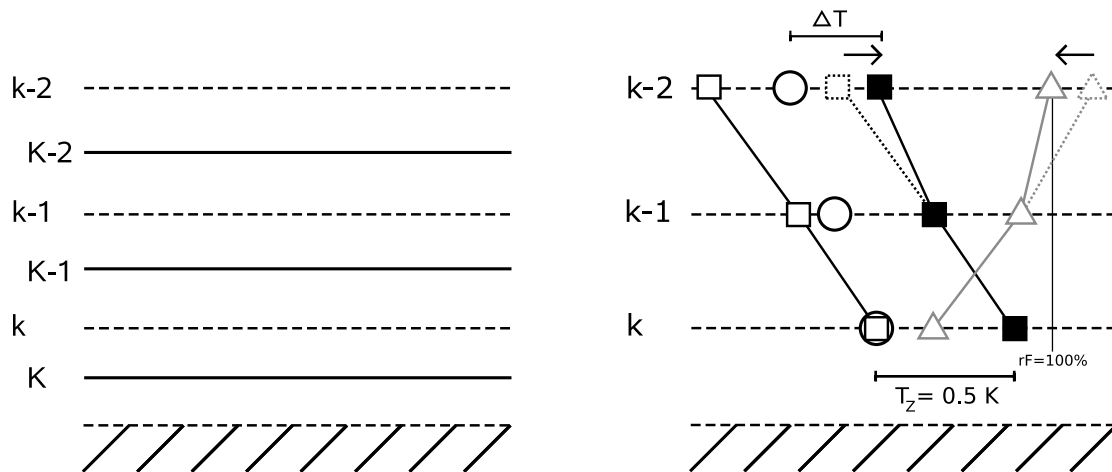


Abbildung 80: Links: Geometrie von Haupt- (Großbuchstaben) und Nebenflächen (Kleinbuchstaben) im LM. Rechts: Schematische Berechnung des HKN. Ein Luftpaket mit Temperatur T (leere Quadrate) und relativer Feuchte rF (Dreiecke) wird ausgehend von Schicht k gehoben. Solange die durch adiabatische Abkühlung reduzierte Temperatur plus dem Temperaturzuschlag T_Z (gefüllte Quadrate) größer als die der Umgebung (Kreise) bleibt, liegt Auftrieb vor. Erreicht das Luftpaket wie hier in Schicht $k-2$ Sättigung, werden Temperatur und Feuchte justiert und die Schicht als Wolkenbasis definiert.

Für jeden Gitterpunkt wird geprüft, ob Konvektion aus der bodennahen Grenzschicht auftreten kann und somit das Hebungskondensationsniveau (HKN) existiert. Dazu wird ein Luftpaket aus der bodennächsten Modellebene k mit der skaligen Temperatur und Feuchte trockenadiabatisch gehoben und festgestellt, ob Auftrieb gegenüber der Umgebung vorliegt. Dies ist der Fall, wenn die virtuelle Temperatur des Luftpaketes mit einem Zuschlag von $T_Z = 0.5\text{ K}$ größer als die virtuelle Umgebungstemperatur ist. Austauschvorgänge werden bei der Hebung des Luftpaketes nicht berücksichtigt.

Wird das HKN erreicht und gilt auch nach der dann auftretenden Kondensation $T_{V,u} + T_Z > \overline{T_V}$, so wird dieses Niveau als Wolkenbasis definiert. Feuchte und Temperatur des Luftpakets liefern die unteren Randbedingungen q_u^{WB} , l_u^{WB} und s_u^{WB} . Die Art der Konvektion wird zunächst über die Feuchtekonvergenz in der gesamten vertikalen Säule entschieden. Ist die Konvergenz größer als das 1.1-fache der Feuchtezufuhr durch die Oberfläche, wird als Typ hochreichende, ansonsten flache Konvektion festgelegt.

Die Berechnungen für Auf- und Abwinde werden separat durchgeführt, sind aber über die Schließungsannahmen (B.21) und (B.23) voneinander abhängig. Die numerische Lösung muss daher iterativ erfolgen. Der Massenfluss an der Wolkenbasis folgt aus Gleichung (B.21), wobei der durch die Abwinde verursachte Massenfluss zunächst gleich Null gesetzt wird. Sowohl die Existenz einer Wolkenbasis als auch positive Feuchtekonvergenz in der Grenzschicht sind somit hinreichende Bedingungen für Konvektion an einem Gitterpunkt.

Mit dem berechneten Massenfluss erfolgt eine erste Aufwärts-Integration des Gleichungssystems (B.20), beginnend an der Wolkenbasis. Nach der Sättigungsanpassung wird das kondensierte Wasser komplett dem Wolkenwasser zugeschlagen und der Auftrieb des Luftpakets, einschließlich des Temperaturzuschlags, berechnet. Oberhalb einer Wolkenhöhe von 200 hPa wird ein Teil des Wolkenwassers in Regen konvertiert (Gleichung B.18). Mit der Bestimmung der Flüsse von l , q und s sowie der horizontalen Windkomponenten enden die Berechnungen auf einer Modellebene. Erreicht die vertikale Integration das Niveau, in dem kein Auftrieb mehr vorliegt oder der Massenfluss 10 % des Wertes an der Wolkenbasis unterschreitet, erfolgt das finale Detrainment der Restmasse gemäß Gleichung (B.24.4). Wolken mit einer Höhe kleiner 200 hPa werden als flache Konvektion eingestuft. Der Niederschlag an einem Gitterpunkt folgt aus der Integration über alle Ebenen.

Abwinde sind über die Bedingung vorhandenen Niederschlags nur an Gitterpunkten mit hochreichender Konvektion zugelassen. Das NFA wird innerhalb der Wolke als oberste Ebene definiert, in dem ein Luftpaket, das eine zwischen Aufwind und Umgebung gemittelte Temperatur und Feuchte besitzt, keinen Auftrieb hat. Der Massenfluss am Oberrand des Abwindgebiets ergibt sich nach Gleichung (B.23) aus dem Massenfluss des Aufwindes an der Wolkenbasis. Analog dem Vorgehen im Aufwind wird das Gleichungssystem (B.20) nach unten integriert, solange negativer Auftrieb und verdunstbarer Niederschlag vorhanden sind. An Gitterpunkten, an denen der Abwind die Wolkenbasis erreicht hat, wird anhand Gleichung (B.21) eine Neuberechnung des

aufwärts gerichteten Massenflusses durchgeführt, wobei jedoch als weitere Näherung nicht der berechnete Massenfluss im Abwind, sondern der durch Gleichung (B.23) gegebene am Oberrand des Abwindbereiches verwendet wird. Dieses Verfahren müsste bis zum Erreichen einer konvergenten Lösung angewandt werden. Um Rechenzeit zu sparen werden aber nur die Aufwindgleichungen noch einmal mit dem neuen Massenfluss integriert, und der Massenfluss, die Verdunstung sowie die Flüsse von Feuchte und trockenstatischer Energie im Abwindbereich nur mit dem Quotienten aus neuem und altem Aufwind-Massenfluss an der Wolkenbasis korrigiert.

Im abschließenden Teil werden die Differenzen der Flüsse zwischen Wolke und Umgebung und das als linear angenommene Profil der Flüsse unterhalb der Wolke bestimmt. Außerdem wird bei Wolken, deren vertikale Erstreckung 150 hPa über Meer beziehungsweise 300 hPa über Land übertrifft, das durch Detrainment ausgemischte Wolkenwasser dem Niederschlag zugeschlagen. Der Niederschlag selbst folgt aus dem in den einzelnen Niveaus gebildeten Niederschlag abzüglich der Verdunstung im Abwindbereich und unterhalb der Wolke. Aus den Gleichungen (B.12) und (B.13) ergeben sich die konvektiven Tendenzen für die skaligen Variablen s und q in der Ebene k .

Danksagung

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

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier, der diese Arbeit angeregt und betreut hat. Seine aktive Unterstützung, sein Interesse am Fortgang der Arbeit und seine wertvollen Anregungen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Darüber hinaus möchte ich ihm für das Vertrauen, das er mir entgegen brachte und die vielen inspirierenden Diskussionen sehr herzlich danken.

Herrn Prof. Dr. K. D. Beheng danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Besonderen Dank verdient auch Dr. U. Corsmeier, der jederzeit ein kompetenter Ansprechpartner war. Im gesamten Verlauf der Arbeit und zuletzt mit der Durchsicht des Manuskripts war er eine große Hilfe für mich. Unsere Zusammenarbeit war dabei stets auf der gleichen „Längenwelle“.

Danken möchte ich auch allen Beteiligten des VERTIKATOR-Experiments wie z. B. der Mannschaft des Forschungsflugzeugs D-IBUF der Technischen Universität Braunschweig, die die experimentelle Grundlage dieser Arbeit geschaffen haben.

Dr. F. Braun danke ich für seine Einführung in die Welt des LM.

Meinen Zimmerkollegen Herrn K. Schmidt und Dr. A. Wieser danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre, die gute Zusammenarbeit und allzeit hilfsbereite Unterstützung bei diversen Fragen der Meteorologie, Computern & Co.

Meinen Institutskolleginnen und Institutskollegen danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, besonders allen Mitgliedern der Mittagsrunde für die erholsamen Gespräche über Gott, die Welt und Fußball.

Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich für die uneingeschränkte Unterstützung in allen Lebenslagen.

Und natürlich danke ich meiner Frau, die trotz der zeitraubenden Arbeiten nie die Geduld und das Vertrauen verloren hat, und meinem Sohn für das Klopfen an der Tür, das stets angenehme und erheiternde Folgen hatte.

**Wissenschaftliche Berichte des
Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe**
Bisher erschienen:

- Nr. 1 *Fiedler, F., Prenosil, T.:*
 Das MESOKLIP-Experiment.
 (Mesoskaliges Klimaprogramm im Oberrheintal). August 1980
- Nr. 2: *Tangermann-Dlugi, G.:*
 Numerische Simulationen atmosphärischer
 Grenzschichtströmungen über langgestreckten mesoskaligen
 Hügelketten bei neutraler thermischer Schichtung. August 1982
- Nr. 3: *Witte, N.:*
 Ein numerisches Modell des Wärmehaushalts fließender Gewässer
 unter Berücksichtigung thermischer Eingriffe. Dezember 1982
- Nr. 4: *Fiedler, F. und Höschele, K. (Hrsg.):*
 Prof. Dr. Max Diem zum 70. Geburtstag. Februar 1983 (vergriffen)
- Nr. 5: *Adrian, G.:*
 Ein Initialisierungsverfahren für numerische mesoskalige
 Strömungsmodelle. Juli 1985
- Nr. 6: *Dorwarth, G.:*
 Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer
 Geländeformen. Januar 1986
- Nr. 7: *Vogel, B., Adrian, G., Fiedler, F.:*
 MESOKLIP-Analysen der meteorologischen Beobachtungen von
 mesoskaligen Phänomenen im Oberrheingraben. November 1987
- Nr. 8: *Hugelmann, C.-P.:*
 Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion. Februar 1988
- Nr. 9: *Hafner, T.:*
 Experimentelle Untersuchungen zum Druckwiderstand der Alpen.
 April 1988

- Nr. 10: Corsmeier, U.:
Analyse turbulenter Bewegungsvorgänge in der maritimen atmosphärischen Grenzschicht. Mai 1988
- Nr. 11: Walk, O. and Wieringa, J.(eds):
Tsumeb Studies of the Tropical Boundary-Layer Climate. Juli 1988
- Nr. 12: Degrazia, G. A.:
Anwendung von Ähnlichkeitsverfahren auf die turbulente Diffusion in der konvektiven und stabilen Grenzschicht. Januar 1989
- Nr. 13: Schädler, G.:
Numerische Simulationen zur Wechselwirkung zwischen Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht. November 1990
- Nr. 14: Heldt, K.:
Untersuchungen zur Überströmung eines mikroskaligen Hindernisses in der Atmosphäre. Juli 1991
- Nr. 15: Vogel, H.:
Verteilungen reaktiver Luftbeimengungen im Lee einer Stadt - Numerische Untersuchungen der relevanten Prozesse. Juli 1991
- Nr. 16: Höschele, K.(ed.):
Planning Applications of Urban and Building Climatology - Proceedings of the IFHP / CIB-Symposium Berlin, October 14 - 15, 1991. März 1992
- Nr. 17: Frank, H.P.:
Grenzschichtstruktur in Fronten. März 1992
- Nr. 18: Müller, A.:
Parallelisierung numerischer Verfahren zur Beschreibung von Ausbreitungs- und chemischen Umwandlungsprozessen in der atmosphärischen Grenzschicht. Februar 1996

- Nr. 19: Lenz, C.-J.:
Energieumsetzungen an der Erdoberfläche in gegliedertem Gelände. Juni 1996
- Nr. 20: Schwartz, A.:
Numerische Simulationen zur Massenbilanz chemisch reaktiver Substanzen im mesoskaligen Bereich. November 1996
- Nr. 21: Beheng, K.D.:
*Professor Dr. Franz Fiedler
zum 60. Geburtstag. Januar 1998*
- Nr. 22: Niemann, V.:
Numerische Simulation turbulenter Scherströmungen mit einem Kaskadenmodell. April 1998
- Nr. 23: Koßmann, M.:
Einfluß orographisch induzierter Transportprozesse auf die Struktur der atmosphärischen Grenzschicht und die Verteilung von Spurengasen. April 1998
- Nr. 24: Baldauf, M.:
*Die effektive Rauigkeit über komplexem Gelände
- Ein Störungstheoretischer Ansatz. Juni 1998*
- Nr. 25: Noppel, H.:
Untersuchung des vertikalen Wärmetransports durch die Hangwindzirkulation auf regionaler Skala. Dezember 1999
- Nr. 26: Kuntze, K.:
*Vertikaler Austausch und chemische Umwandlung von Spurenstoffen über topographisch gegliedertem Gelände.
Oktober 2001*
- Nr. 27: Wilms-Grabe, W.:
Vierdimensionale Datenassimilation als Methode zur Kopplung zweier verschiedenskaliger meteorologischer Modellsysteme. Oktober 2001

- Nr. 28: Grabe, F.:
*Simulation der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre,
Vegetation und Erdoberfläche bei Verwendung unterschiedlicher
Parametrisierungsansätze. Januar 2002*
- Nr. 29: Riemer, N.:
*Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die
troposphärische Chemie und die Sichtweite. Mai 2002*
- Nr. 30: Braun, F. J.:
Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie. Dezember 2002
- Nr. 31: Kunz, M.:
*Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer
über Mittelgebirgen. März 2003*
- Nr. 32: Bäumer, D.:
*Transport und chemische Umwandlung von Luftschadstoffen im
Nahbereich von Autobahnen - numerische Simulationen. Juni 2003*
- Nr. 33: Barthlott, C.:
*Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen Grenzschicht.
Juni 2003*
- Nr. 34: Wieser, A.:
*Messung turbulenter Spurengasflüsse vom Flugzeug aus.
Januar 2005*
- Nr. 35: Blahak, U.:
*Analyse des Extinktionseffektes bei Niederschlagsmessungen mit
einem C-Band Radar anhand von Simulation und Messung.
Februar 2005*
- Nr. 36: Bertram, I.:
*Bestimmung der Wasser- und Eismasse hochreichender
konvektiver Wolken anhand von Radardaten,
Modellergebnissen und konzeptioneller Betrachtungen.
Mai 2005*

- Nr. 37: Schmoeckel, J.:
*Orographischer Einfluss auf die Strömung abgeleitet aus
Sturmschäden im Schwarzwald während des Orkans Lothar.
Mai 2006*
- Nr. 38: Schmitt, C.:
*Interannual Variability in Antarctic Sea Ice Motion.
Interannuelle Variabilität antarktischer Meereis-Drift.
Mai 2006*
- Nr. 39: Hasel, M.:
*Strukturmerkmale und Modelldarstellung der Konvektion über
Mittelgebirgen. Juli 2006*

