

# Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer über Mittelgebirgen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
von der Fakultät für Physik der  
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl. Met. Michael Kunz

aus

Schaffhausen/Schweiz

Tag der mündlichen Prüfung:

20. Dezember 2002

Referent:

Prof. Dr. C. Kottmeier

Korreferent:

Prof. Dr. F. Fiedler



# Vorwort

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Graduiertenkollegs „Naturkatastrophen“ (GK 450) der Universität Karlsruhe (TH) durchgeführt. Das seit Oktober 1998 bestehenden Graduiertenkolleg wird von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Universität Karlsruhe (TH) gefördert.

Naturkatastrophen sind äußerst komplexe Phänomene, deren Erforschung die Zusammenarbeit verschiedener wissenschaftlicher Disziplinen erforderlich macht. Daher steht im Graduiertenkolleg „Naturkatastrophen“ die interfakultative Zusammenarbeit mit mehreren Fachinstituten - derzeit sind es 17 verschiedene Institute und Lehrstühle aus sechs verschiedenen Fakultäten - im Vordergrund.

Die Zielsetzung der Forschungsarbeiten im Graduiertenkolleg ist die Untersuchung der gesamten Wirkungskette bei Naturkatastrophen, die sich von der Gefährdungsabschätzung und der Gefährdungsprognose über Maßnahmen zur Schadensminderung bis hin zu ökonomischen Aspekten erstreckt.

Karlsruhe, im März 2003



# Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer über Mittelgebirgen

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein diagnostisches Modell zur Bestimmung des orografisch bedingten Niederschlags während großräumiger Aufgleitvorgänge vorgestellt. Es basiert auf der linearen Theorie für die Überströmung von dreidimensionalen Hindernissen. Aus den simulierten Vertikalgeschwindigkeiten werden durch verschiedene Parametrisierungsansätze Niederschlagsintensitäten am Boden berechnet. Aufgrund der geringen Anzahl an freien Parametern und der einfachen Initialisierung, z.B. durch einzelne Radiosondenaufstiege, wird das Modell sowohl zur Regionalisierung von Punktmessungen als auch zur Bestimmung von Niederschlagsstatistiken verwendet.

Für den Südwesten Deutschlands und den Osten Frankreichs mit den Mittelgebirgen Schwarzwald, Schwäbische Alb und Vogesen werden Modellsimulationen von verschiedenen Starkniederschlagsereignissen durchgeführt. Dabei wird untersucht, wie realistische Niederschlagsfelder durch Kombination von Simulationen und Messdaten bestimmt werden können. Aus den Modellsimulationen aller Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum zwischen 1971 und 2000 mit Tagessummen über 60 mm an ausgewählten Stationen werden verschiedene mittlere Niederschlagsfelder abgeleitet. Außerdem erfolgt mittels extremwertstatistischer Ansätze die Berechnung von Niederschlagssummen für verschiedene Jährlichkeiten. Damit ist es möglich, das Gefährdungspotenzial von extremen Niederschlagsereignissen, die zu Überschwemmungen oder Hangrutschungen führen können, in hoher räumlicher Auflösung (2.5 km x 2.5 km) zu quantifizieren.

# Simulation of heavy precipitation with long duration over low mountain ranges

## Abstract

A diagnostic model for the estimation of orographic precipitation during large-scale upslope motions is presented. It is based on linear theory for 3-D mountain overflow. From the simulated vertical velocities rain intensities at the ground are calculated using a model for precipitation formation. Due to the small number of free parameters and because of the simple initialisation method, e.g. with single radiosonde data, the model is used for regionalisation of precipitation from rain gauge observations as well as for deriving its statistics under dynamical constraints.

For Southwest Germany and Eastern France, with the low mountain ranges of the Vosges, Black Forest and Swabian Alb, model simulations are performed for individual events with heavy rainfall. Thereby it is evaluated, how realistic rainfall patterns can be obtained with a combination of model simulations and measurement data. Mean rainfall distributions are derived from simulations of all extreme events with 24-h totals over 60 mm at selected rain gauge stations between 1971 and 2000. Furthermore the calculation of rain sums for different return periods is performed using extreme value statistics. So it is possible to quantify the hazard potential of heavy rainfall, which may cause flooding or landslides, in high spatial resolution (2.5 x 2.5 km).

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Starkniederschläge und Orografie</b>	<b>7</b>
2.1	Strömung über dreidimensionalen Hindernissen . . . . .	7
2.2	Niederschlagssysteme . . . . .	12
2.2.1	Stratiforme Niederschläge . . . . .	12
2.2.2	Konvektive Niederschläge . . . . .	20
2.3	Definition Starkniederschläge . . . . .	23
2.4	Simulation von orografisch induziertem Niederschlag . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Das Niederschlagsmodell</b>	<b>29</b>
3.1	Lineares Strömungsmodell . . . . .	29
3.1.1	Das Gleichungssystem in isotheren Koordinaten . . . . .	29
3.1.2	Linearisierung und Lösung des Gleichungssystems . . . . .	31
3.1.3	Bestimmung des Windfelds . . . . .	36
3.1.4	Reale Orografie . . . . .	38
3.2	Niederschlagsberechnung . . . . .	40
3.2.1	Basismodell . . . . .	40
3.2.2	Wolkenbildung und Winddrift . . . . .	44
3.2.3	Luv-Lee Effekt . . . . .	50
3.3	Simulationen unter idealisierten Bedingungen . . . . .	53
3.3.1	Windfeld . . . . .	54
3.3.2	Niederschlagsintensität . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Modellgebiet und Messdaten</b>	<b>64</b>
4.1	Modellgebiet . . . . .	64
4.2	Messdaten . . . . .	65

<b>5</b>	<b>Simulation von Niederschlagsereignissen</b>	<b>68</b>
5.1	Modellinitialisierung . . . . .	68
5.2	Regressionsmodell . . . . .	69
5.3	Modellevaluierung mit Messdaten . . . . .	71
5.4	Sensitivitäten und Anpassung . . . . .	72
5.5	Ausgewählte Starkniederschlagsereignisse . . . . .	75
5.5.1	Niederschlagsereignis I: 11.–13.12.1997 . . . . .	76
5.5.2	Niederschlagsereignis II: 16.–17.09.2000 . . . . .	84
5.5.3	Niederschlagsereignis III: 28.–29.10.1998 . . . . .	91
5.5.4	Bewertung der Simulationsergebnisse . . . . .	99
<b>6</b>	<b>Simulationen der stratiformen Starkniederschläge zwischen 1971 und 2000</b>	<b>100</b>
6.1	Auswahl der Starkniederschlagsereignisse . . . . .	100
6.2	Atmosphärische Bedingungen . . . . .	104
6.3	Modellsimulationen der Starkniederschlagsereignisse . . . . .	109
6.4	Räumliche Verteilung der Starkniederschlagssummen . . . . .	114
6.4.1	Mittlere Gesamtniederschlagssummen . . . . .	114
6.4.2	Mittlere orografisch bedingte Niederschlagssummen . . . . .	118
6.4.3	Niederschlagssummen verschiedener Dauerstufen . . . . .	123
6.4.4	Niederschlagssummen verschiedener Jährlichkeiten . . . . .	126
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>135</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>141</b>
A.1	Numerische FFT zur Bestimmung der vertikalen Verschiebung $\eta$ . . .	141
A.2	Bestimmung der Druckstörung . . . . .	143
A.3	Korrelationskoeffizienten bei ausgewählten Niederschlagssimulationen	145
A.4	Auflistung der simulierten Starkniederschlagsereignisse (1971–2000) .	146

A.5 Niederschlagssummen verschiedener Jährlichkeiten (Gebietsausschnitte) . . . . .	149
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>155</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>167</b>



# 1 Einleitung und Zielsetzung

Niederschlag ist einer der wichtigsten Parameter im Klimasystem und bestimmt auf vielfältige Weise das Leben auf der Erde. Die Niederschlagsprozesse erstrecken sich von der globalen über die regionale bis hin zur lokalen Skala. Im globalen Maßstab wird die räumliche Verteilung des Niederschlags im Wesentlichen von der großräumigen atmosphärischen Zirkulation bestimmt. Durch die unterschiedliche Verteilung des Niederschlags werden die verschiedenen Klimazonen der Erde entscheidend geprägt - von den Wüstengebieten bis hin zu den Tropen. Als Teil des hydrologischen Kreislaufs ist Niederschlag zusammen mit latenten Wärmeflüssen außerdem am Energietransport zwischen den niedrigen warmen und den hohen kalten Breiten beteiligt. Im regionalen und lokalen Maßstab wird die räumliche Niederschlagsverteilung vor allem von der Geländehöhe, der Geländestruktur und von der Verfügbarkeit von Oberflächenwasser für Verdunstungsprozesse bestimmt. Dabei hat Niederschlag einen entscheidenden Einfluss auf die Energiebilanz am Boden und den Wasserhaushalt. Unterschiedliche Landschaftsprägungen und Vegetationsformen - Wälder, Sumpfgebiete oder Trockengebiete - sind die Folge. Schließlich ist Niederschlag auch für luftchemische Vorgänge vor allem in industrialisierten Ballungsräumen von großer Bedeutung, da durch Niederschlagstropfen Spurenstoffe und Aerosole aus der Atmosphäre ausgewaschen werden.

Fällt aber mehr Niederschlag auf den Boden, als dieser kurzfristig aufnehmen kann, bildet sich ein verstärkter Oberflächenabfluss. Je nach Größe des davon betroffenen Gebiets kann es dabei zu Hochwasserereignissen, Sturzfluten, Murengänge oder Hangrutschungen kommen. All diese mit starken Niederschlägen verbundenen Naturgefahren treten in Mitteleuropa häufig auf und bilden so ein hohes Gefährdungspotenzial für menschliches Leben und Kapital. Allein in Deutschland betragen die volkswirtschaftlichen Schäden, die durch extreme Niederschläge verursacht werden, rund 350 Mio. € pro Jahr<sup>1</sup>.

Das Auftreten der verschiedenen Naturgefahren ist mit der Niederschlagsform verbunden. Stratiforme Niederschläge mit moderaten Intensitäten über einen längeren Zeitraum von bis zu mehreren Tagen können Überschwemmungen verursachen, die mehrere Flusseinzugsgebiete betreffen. Beispiele aus der jüngeren Vergangenheit sind die Hochwasser am Rhein und seinen Nebenflüssen im Dezember 1993 (Ge-

---

<sup>1</sup>Mittlere volkswirtschaftliche Schäden zwischen 1989–1998, bezogen auf das Preisniveau von 1998; nach Münchener Rück (1999).

samtschaden: 500 Mio. €<sup>2</sup>), an der Oder im Juni 1997 (Gesamtschaden: 330 Mio. €) oder an der Donau im Mai 1999 (Gesamtschaden: 420 Mio. €). Die Jahrhundertflut an der Elbe im August 2002 erbrachte gar einen Schadenrekord in Höhe von 20 Mrd. € (vorläufige Schätzung nach Deutscher Rück, 2002). Die Häufigkeit großer Schadenereignisse durch Hochwasser ist trotz zahlreicher Schutzvorkehrungen wie Deichbau, Bereitstellung von Retentionsflächen oder Hochwasservorhersagen sehr groß. Vor allem das technische Versagen oder eine zu geringe Dimensionierung der Schutzmaßnahmen führt in der Regel zu sehr hohen Schäden (Kunz et al., 2000). Niederschläge mit moderaten Intensitäten über einen längeren Zeitraum verursachen vereinzelt eine Auslösung oder Reaktivierung von Hanginstabilitäten (Wieczorek, 1996). Diese Massenbewegungen, die unterschiedlich schnell ablaufen können, werden durch die enorme Gewichtszunahme des wassergesättigten Bodens sowie seiner erhöhten Gleitfähigkeit ausgelöst. Vor allem im Voralpenraum, aber auch in anderen Teilen Deutschlands sind die geologischen Voraussetzungen für Hangrutschungen (u.a. Gesteinstyp, Hangneigung, Exposition) gegeben. Die Schadensumme aus diesen Naturgefahren ist in Deutschland allerdings aufgrund des nur lokalen Auftretens mit rund 3 Mio. € pro Jahr relativ gering.

Für konvektive Niederschläge charakteristisch sind die teils extrem hohen Intensitäten, die in der Regel nur über einen kurzen Zeitraum im Bereich von einigen Minuten auftreten. Häufig sind diese Niederschlagssysteme von schweren Wettererscheinungen wie Hagelschlag, Gewittersturm oder Blitzschlag begleitet.

Durch die hohen Niederschlagsintensitäten kann es vor allem an stark geneigten Hängen zu Sturzfluten oder Murengängen mit einem hohen Feststoffanteil kommen. Das häufige Auftreten dieser lokalen Ereignisse hat eine Schadensumme von ca. 40 Mio. € pro Jahr zur Folge.

Schwere Hagelunwetter dagegen können bei entsprechender Mächtigkeit der konvektiven Zellen im gesamten Bundesgebiet auftreten. Dabei weisen einzelne Ereignisse ein sehr hohes Schadenpotenzial auf, wie beispielsweise das Münchener Hagelunwetter von 1984 mit einem Versichertenschaden in Höhe von 750 Mio. € belegt. Die durchschnittlichen Schäden pro Jahr liegen bei rund 150 Mio. €.

Schließlich kommt es durch konvektive Niederschlagssysteme häufig zu kräftigen Abwinden, die nach Erreichen des Bodens starke frontartige Windböen (microburst) mit Geschwindigkeiten im Extremfall von über  $150 \text{ km h}^{-1}$  zur Folge haben (Rinehart et al., 1995; Wilson und Wakimoto, 2001). Die Schadensummen dieser Gewitterstürme liegen in Deutschland in ähnlicher Größenordnung wie die der Sturzfluten.

---

<sup>2</sup>Schadensummen jeweils nur auf Deutschland bezogen; nach Münchener Rück (1999).

Durch den Einfluss der Orografie wird die räumliche Verteilung des Niederschlags sowohl bei einzelnen Ereignissen, als auch bei langjährigen Mittelwerten bestimmt. Stratiforme Niederschlagsereignisse erfahren eine Intensivierung durch zusätzliche, orografisch induzierte Vertikalgeschwindigkeiten im Luv der Berge. Dynamische Effekte wie die Konvergenz der Strömung vorderseitig bzw. rückseitig von Hindernissen oder eine erhöhte Sonneneinstrahlung an geneigten Hängen können dagegen bei feuchtlabiler Schichtung der Atmosphäre zur Auslösung von Konvektion führen. Hieraus ergibt sich neben der hohen zeitlichen Variabilität auch eine hohe räumlich Variabilität des Niederschlags, insbesondere über orografisch stark gegliedertem Gelände wie den Alpen oder den Mittelgebirgen.

Die hohe Variabilität des Niederschlags erschwert es, räumliche Niederschlagsfelder oder flächenbezogene Niederschlagsmengen zu bestimmen. Diese Angaben einschließlich der Extremwerte sind aber für viele technische und wissenschaftliche Fragestellungen von zentraler Bedeutung. Beispielsweise werden in der Hydrologie zur Berechnung des ober- und unterirdischen Abflusses von Einzugsgebieten jeglicher Größe detaillierte Niederschlagsdaten benötigt. Technische Anlagen zu wasserwirtschaftlichen Zwecken wie Kanalnetze, Pumpwerke oder Rückhaltebecken werden entsprechend dem Niederschlagsgeschehen dimensioniert. Aber auch für die Einschätzung des Gefährdungspotenzials durch Extremereignisse, die mit Niederschlägen verbunden sind, ist eine möglichst genaue Kenntnis von hochaufgelösten Niederschlagsfeldern notwendig.

In der Regel wird Niederschlag aber nicht flächendeckend, sondern punktuell an den zahlreichen meteorologischen und hydrologischen Stationen mit Hilfe einfacher Auffangbehälter mit definierter Querschnittsfläche gemessen. Neben den gerätebedingten Messfehlern, die bei den als Standard verwendeten Niederschlagsmessern nach Hellmann bis zu 30 % erreichen können (Sevruk, 1982), ergibt sich dabei die Schwierigkeit, die einzelnen Messungen repräsentativ auf größere Flächen zu übertragen. Zu diesem Zweck existieren verschiedene so genannte Regionalisierungsverfahren, wie beispielsweise das Isohyeten-Verfahren, die Polygonmethode oder das Kriging-Verfahren (Dyck und Peschke, 1995; Schafmeister, 1999). Dabei können verschiedene Parameter wie orografische Gegebenheiten (Höhe ü. NN, Hangneigung, Exposition), Niederschlagsart oder Jahreszeit berücksichtigt werden. Einigermaßen zufrieden stellende Ergebnisse können mit diesen Methoden allerdings nur unter sehr hohem Aufwand erzielt werden.

In den letzten Jahren hat sich außerdem das Radar zu einem wichtigen Fernerkundungsmessinstrument in der Meteorologie entwickelt. Im Rahmen des Radarver-

bunds Deutschland werden vom Deutschen Wetterdienst (DWD) seit einigen Jahren fast für das gesamte Bundesgebiet Niederschlagsmessungen mit Radar durchgeführt. Der große Vorteil des Radars ist die flächendeckende Messung mit einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung. Die Genauigkeit der aus Radarmessungen abgeleiteten Niederschlagsfelder insbesondere über gegliedertem Gelände ist für die meisten meteorologischen und hydrologischen Anwendungen allerdings noch immer nicht akzeptabel (Joss und Waldvogel, 1990). Außerdem stehen Radarmessungen erst seit einigen Jahren zur Verfügung, so dass daraus keine Niederschlagsfelder abgeleitet werden können, die für einen längeren Zeitraum, z.B. eine klimatologische Periode von 30 Jahren, repräsentativ sind.

Für die gesamte Bundesrepublik existieren verschiedene Niederschlagskarten, die mit Hilfe von teils aufwändigen Regionalisierungsverfahren aus einzelnen Punktmessungen abgeleitet wurden. Sie schließen sowohl klimatologische Mittelwerte als auch Extremwerte mit ein. In dem umfangreichen Projekt KOSTRA (Koordinierte Starkniederschlagsregionalisierung) wurde vom DWD eine Extremwertstatistik mit anschließender Regionalisierung erarbeitet und daraus Niederschlagshöhen in Abhängigkeit von Dauerstufen, Jährlichkeiten und Jahreszeiten bestimmt (Bartels et al., 1997). Die verfügbaren Kartendarstellungen liefern Starkniederschlagshöhen für Rasterflächen mit einer Breite von jeweils 8.5 km.

In der vorliegenden Arbeit sollen ebenfalls Niederschlagsfelder und Niederschlagsstatistiken abgeleitet werden, aber unter Verfolgung eines neuen Ansatzes. In Kombination mit Messungen werden hier Modellsimulationen verwendet, um flächendeckende Informationen über das Niederschlagsgeschehen zu erhalten. Durch die Modellsimulationen in hoher räumlicher Auflösung ergeben sich wesentlich feinere Strukturen im Niederschlagsfeld, da sich aufgrund des modellphysikalisch basierten Interpolationsansatzes die Geländeüberströmung deterministisch der Niederschlagsverteilung aufprägt. Außerdem liefern die Simulationen auch Maximalwerte, die von den Punktmessungen aufgrund des großen Abstands der Stationen insbesondere bei starker Gliederung des Geländes nicht immer erfasst werden. Aus Modellsimulationen von Niederschlagsereignissen über einen längeren Zeitraum ergeben sich Informationen über die Niederschlagsverteilung unabhängig von der Anzahl und der Verteilung der einzelnen Messstationen. Diese Simulationsergebnisse mit einer hohen räumlichen Auflösung können für verschiedene technische und naturwissenschaftliche Belange genutzt werden. Außerdem lassen sich daraus Niederschlagsstatistiken ableiten für Gebiete, in denen nur wenige Messstationen betrieben werden. Schließlich ist es durch Modellsimulationen möglich, die physikalischen Ursachen für die räumliche

---

Verteilung des Niederschlags, etwa die häufig beobachtete Lage der Maxima im Lee der Berge, zu bestimmen.

Für die Simulation von stratiformen Starkniederschlagsereignissen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Modell zur Bestimmung des orografisch bedingten Niederschlags entwickelt. Da mit dem Modell eine Vielzahl von Ereignissen simuliert werden sollen, standen bei der Entwicklung eine einfache Initialisierung durch wenige Messdaten, eine möglichst geringe Anzahl der freien Parameter, sowie ein guter Einblick in die Modellphysik im Vordergrund.

Es wird das dreidimensionale Windfeld nach dem linearen Ansatz von Smith (1988; 1989) für die hydrostatische Überströmung eines dreidimensionalen Bergs in isosteren Koordinaten (konstantes spezifisches Volumen), nun aber für eine reale Orografie berechnet. Aus den simulierten orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten werden über einen Sättigungsadjustierungs-Ansatz Niederschlagsintensitäten abgeleitet. Mikrophysikalische Prozesse sowie die Verdriftung der Hydrometeore und die Abnahme der Feuchte im Lee werden durch einfache Parametrisierungsansätze beschrieben. Ähnliche Modelle wurden von verschiedenen Autoren verwendet, um sowohl einzelne Ereignisse als auch mittlere Niederschlagssummen zu bestimmen (z.B. Collier, 1975; Alpert und Shafrir, 1989a; Sinclair, 1994; Thompson et al., 1997).

Diese Arbeit behandelt nur stratiforme bzw. vorwiegend stratiforme Niederschläge, die durch eine lange Andauer zu hohen Niederschlagssummen führen. Bei dieser Niederschlagsart besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Höhe der Niederschlagssummen und der Orografie, der auch schon durch einfache konzeptionelle oder diagnostische Modelle quantifiziert werden kann. Konvektive Niederschläge hingegen zeigen in der Regel - abgesehen von Auslöse- und Bildungsprozesse - keinen direkten Zusammenhang zwischen der Niederschlagsverteilung und der Orografie. Vielmehr wird dabei das Niederschlagsmuster durch die Art, die Zugrichtung und die Lebensdauer der einzelnen Zellen oder Zellsysteme bestimmt.

In der Arbeit wird gezeigt, inwieweit es möglich ist, mit einem einfachen Modellsansatz realistische Niederschlagsfelder für einzelne Ereignisse zu simulieren. Dabei wird das Modell als Methode zur Interpolation von einzelnen Punktmessungen eingesetzt. Außerdem werden mit dem Niederschlagsmodell die stratiformen Starkniederschlagsereignisse mit den höchsten gemessenen Tagessummen in Zeitraum von 1971 bis 2000 simuliert (73 Ereignisse). Aus den Simulationsergebnissen können mittlere Gesamtniederschlagssummen sowie Felder des ausschließlich orografisch bedingten Niederschlags für verschiedene Dauerstufen (Andauer der Er-

eignisse) berechnet werden. Mit Hilfe extremwertstatistischer Ansätze erfolgt eine Berechnung von Niederschlagssummen für verschiedene Jährlichkeiten (Auftrittswahrscheinlichkeit). Durch die Quantifizierung des Niederschlags in Abhängigkeit von der Wahrscheinlichkeit kann das Gefährdungspotenzial durch stratiforme Starkniederschläge bestimmt werden, nun aber, in Erweiterung bisheriger Arbeiten wie beispielsweise KOSTRA, mit einer höheren räumlichen Auflösung.

Als Untersuchungsgebiet wurde der südwestdeutsche Raum mit den Mittelgebirgen Schwarzwald und Schwäbische Alb gewählt.

In einer allgemeinen Einführung wird in Kapitel 2 die orografische Modifikation des Strömungsfelds und des Niederschlags diskutiert sowie verschiedene Simulationsmodelle für den orografisch bedingten Niederschlag vorgestellt. In Kapitel 3 werden ausführlich die einzelnen Komponenten des Niederschlagsmodells erläutert und Simulationen unter idealisierten Bedingungen gezeigt. Daran schließt sich die Beschreibung des Simulationsgebiets und der zur Verfügung stehenden Messdaten an. In Kapitel 5 werden neben Sensitivitätsstudien bezüglich verschiedener Parametrisierungen Simulationen von einzelnen Starkniederschlagsereignissen diskutiert. In Kapitel 6 werden die stratiformen Starkniederschlagsereignisse, die in der Periode von 1971 bis 2000 auftraten, sowie die dabei vorherrschenden atmosphärischen Bedingungen analysiert. Aus den einzelnen Simulationen werden Niederschlagssummen für mittlere Werte, für verschiedene Dauerstufen und für verschiedene Wahrscheinlichkeiten abgeleitet.

---

## 2 Starkniederschläge und Orografie

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den grundlegenden Zusammenhang zwischen orografisch beeinflussten Strömungen und verschiedenen Niederschlagssystemen. Außerdem erfolgt eine Definition des Begriffs „Starkniederschlag“, wie er in der vorliegenden Arbeit verwendet wird, und eine Übersicht über verschiedene Modelle zur Simulation des orografisch bedingten Niederschlags.

### 2.1 Strömung über dreidimensionalen Hindernissen

An einzelnen Bergen oder Gebirgen findet eine Störung der atmosphärischen Strömung statt, die von der Hindernisgeometrie und dem Zustand der Atmosphäre abhängt. Dabei können verschiedene Phänomene wie die Bildung von Schwerewellen, das Blockieren der Strömung im Luv oder das Brechen der Wellen im Lee beobachtet werden. Außerdem kann ein Hindernis umströmt oder überströmt werden. All diese Strömungseffekte sind von großer Bedeutung für die Bildung und Verstärkung bzw. Abnahme von Niederschlag.

Für die genaue Berechnung der Strömung müssen die Bewegungsgleichungen nach Navier-Stokes oder als Approximation die reibungsfreien Eulerschen Gleichungen gelöst werden. Diese sind jedoch nichtlineare partielle Differenzialgleichungen, die analytisch nicht lösbar sind. Neben verschiedenen Methoden zur numerischen Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems wurden verschiedene Theorien entwickelt, die auf der Linearisierung der Gleichungen und einer analytischen Lösung basieren. Auch wenn die Linearisierung je nach atmosphärischen Bedingungen zu Ungenauigkeiten führen kann, bietet sich dadurch die Möglichkeit, auftretende Strömungseffekte durch die einzelnen Terme in den analytischen Lösungen erklären zu können.

Die ersten Theorien über zweidimensionale lineare Wellen über topografischen Erhebungen in einer geschichteten Strömung (vertikale Dichteänderungen) kamen von Lyra (1943) und Queney (1948) unter Annahme eines Profils mit  $U = \text{const.}$  und  $N = \text{const.}$  in weiter Entfernung stromauf vom Hindernis ( $U$  als Windgeschwindigkeit und  $N$  als Brunt-Väisälä-Frequenz). Scorer (1949) erweiterte die Modelansätze um eine vertikale Geschwindigkeitsscherung und führte einen später nach ihm benannten Parameter als Maß für die Entwicklungsfähigkeit von Leewellen ein. Wurtele (1957) und Crapper (1959) erweiterten die Theorie von Lyra und Queney auf dreidimensionale Strömungen unter Annahme nicht-hydrostatischer Bedingungen. Weitere wichtige Arbeiten über die Strukturen von dreidimensionalen Lee-

wellen über symmetrischen Bergen folgten u.a. von Sawyer (1962) und Gjevik und Marthinsen (1977). Vergeiner (1971) und Somieski (1981) bestimmten mit eigenen Modellansätzen das Windfeld über beliebigen mesoskaligen Bergen. Smith (1980) präsentierte in seiner Arbeit eine ausführliche Analyse der Überströmung eines dreidimensionalen Glockenbergs und diskutierte die Gültigkeit der hydrostatischen Annahme durch analytische Lösungen nahe dem Boden und in weiter Entfernung vom Hindernis. In einer späteren Arbeit (Smith, 1988) transformierte er das linearisierte Gleichungssystem in ein Koordinatensystem mit isosterer ( $\alpha = 1/\rho$ ,  $\rho$  als Luftdichte) Vertikalkoordinate. Dieser Modellansatz wird auch in der hier vorliegenden Arbeit verwendet (siehe Kap. 3.1.1).

Wie sich die Strömung von geschichteten Fluiden an Hindernissen ausbildet, wird von der Anströmgeschwindigkeit  $U$ , der Stabilität der Luftschichtung  $N$  und den Dimensionen des Hindernisses (Höhe  $h$  und Breite  $a$ ) bestimmt. Daraus ergeben sich drei dimensionslose Kennzahlen, durch die eine Strömung charakterisiert werden kann (Miles und Huppert, 1969):

$$Fr = \frac{U}{Nh} \quad (2.1)$$

$$Fr_a = \frac{U}{Na} \quad (2.2)$$

$$\beta = \frac{h}{a}. \quad (2.3)$$

Die Froude-Zahl  $Fr$ , gebildet mit der Hindernishöhe  $h$ , ist das Verhältnis von Trägheitskräften zu Auftriebskräften. Wenn die Auftriebskräfte zu groß gegenüber den Trägheitskräften werden, sind nichtlineare Instabilitäten wie die Ablösung von Wirbeln zu erwarten. Daher gilt die lineare Beschreibung der Überströmung von Hindernissen nur bei hinreichend großen Werten von  $Fr$ . Die Froude-Zahl  $Fr_a$ , gebildet mit der Hindernisbreite  $a$ , ist ein Maß für die hydrostatischen Eigenschaften der Strömung über dem Hindernis. Wenn  $Fr_a \ll 1$  ist, die Berge für konstantes  $U$  und  $N$  also eine große horizontale Ausdehnung haben, ist das Druckfeld bestimmt durch das hydrostatische Gleichgewicht zwischen Schwerebeschleunigung und Druckgradientbeschleunigung. Eine vollständige hydrostatische Balance herrscht bei  $Fr_a = 0$ . Das Aspektverhältnis  $\beta$  schließlich bestimmt die Steilheit des Geländes und der auftretenden Stromlinien in Bodennähe.

Bei größerer Ausdehnung der Gebirge (z.B. Alpen, Rocky Mountains) ist zusätzlich

noch die Coriolis-Kraft durch eine weitere Kennzahl, die Rossby-Zahl  $Ro = U/fa$  mit  $f$  als Coriolis-Parameter, zu berücksichtigen. Sie spielt bei kleineren Gebirgen wie den in dieser Arbeit betrachteten Mittelgebirgen jedoch nur eine untergeordnete Rolle.

Bei Froude-Zahlen mit  $Fr > 1$  vereinfacht sich die Behandlung der Strömungsphänomene. Unter diesen Bedingungen sind die linearisierten Bewegungsgleichungen eine gute Approximation für die Beschreibung der Strömung (siehe Kap. 3.1). Bei der Überströmung der Berge können typische Leewellenmuster beobachtet werden, die sich über oder nach dem Hindernis bilden. Dabei handelt es sich um meist stationäre Schwerewellen, die bei stabiler Schichtung der Atmosphäre durch Auslenkung der Grundströmung über dem Hindernis entstehen. Die Umgebungsluft wirkt hier als rücktreibende Kraft auf ein Luftpartikel, analog zur Schwingung eines Federpendels. Je stabiler die umgebende Atmosphäre geschichtet ist, umso schneller schwingt das Luftpartikel. Man kann unterscheiden zwischen Wellen, die sich überwiegend vertikal nach oben und kaum horizontal ausbreiten (Abb. 2.1, links), und Resonanzwellen, die durch viele hintereinander liegende Wellenzüge mit geringerer vertikaler Erstreckung gekennzeichnet sind (Abb. 2.2). Erstere bilden sich hauptsächlich bei Bedingungen mit  $Fr_a \leq 1$ , während letztere bei einer Atmosphäre mit  $Fr_a \geq 1$  auftreten. Beide Wellenarten sind bei ausreichender Feuchte der Luftmassen oft an den typischen Lenticularis-Wolken im aufsteigenden Ast der Wellen und den Rotorwolken in niedriger Höhe zu erkennen. Eine Übersicht über die zahlreichen Phänomene und theoretischen Ansätze von Schwerewellen gibt Smith (1979).

Je höher die Froude-Zahl ist (ab  $Fr \approx 10$ ), desto glatter erfolgt die Überströmung der Hindernisse ohne Entstehung von Leewellen (Abb. 2.1, rechts; Carruthers und Hunt, 1990). Hohe Froude-Zahlen können häufig im Zusammenhang mit großräu-

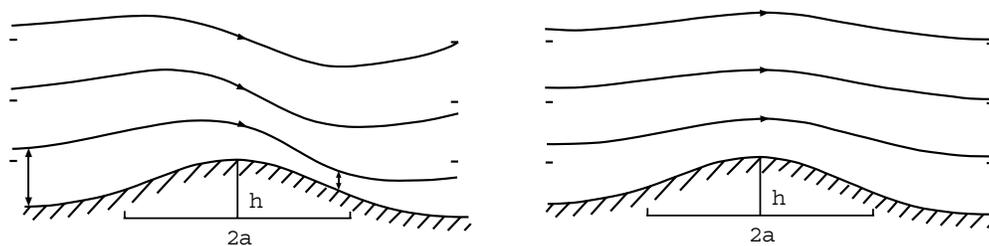


Abbildung 2.1: Schema der reibungsfreien Strömung über einem Hindernis bei  $Fr = 2$  (links) und im neutralen Fall ( $N = 0$ ; rechts) nach Carruthers und Hunt (1990).

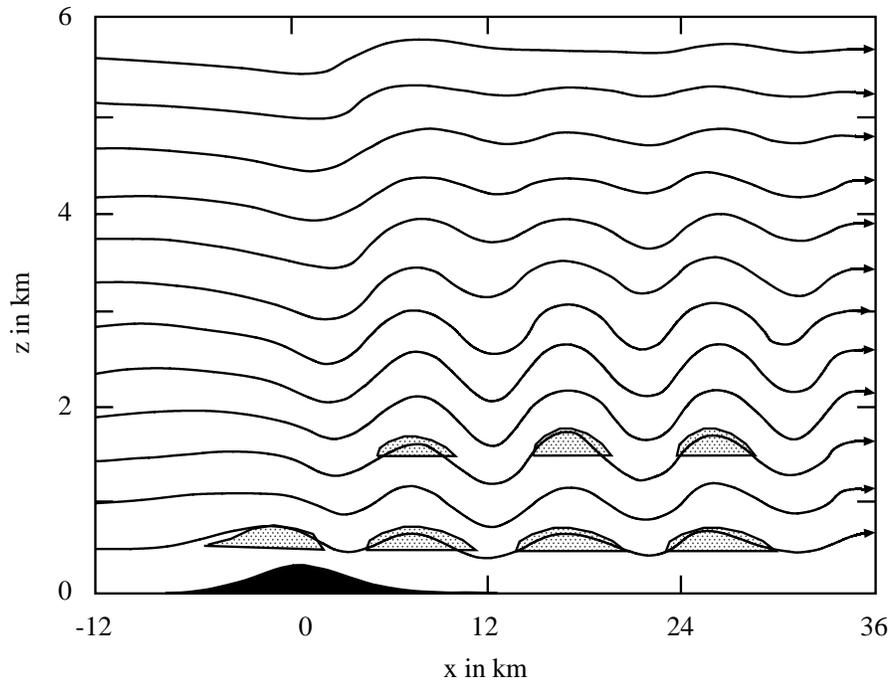


Abbildung 2.2: Schema der Stromlinien von resonanten Leewellen nach einem Hindernis, die mit schwachen Ausbreitungswellen überlagert sind. Die schattierten Bereiche im Diagramm markieren Gebiete, bei denen Wolkenbildung möglich ist. Nach Durran (1990).

migen Niederschlägen im Bereich von Warmfronten beobachtet werden. Die bodennahen Luftschichten sind dabei annähernd gesättigt, was eine erheblich verringerte Stabilität der Schichtung zur Folge hat (siehe Kap. 3.1.2, Gl. 3.22). Außerdem ist in der Regel die Windgeschwindigkeit im Bereich von Fronten und Tiefdrucksystemen hoch.

Weitaus komplexer und bis heute noch nicht im Detail verstanden ist die Strömung eines geschichteten Fluids über einem dreidimensionalen Hindernis bei kleiner Froude-Zahl ( $Fr < 1$ ). Hier versagen sowohl die Ansätze für eine Potentialströmung (Drazin 1961) als auch die linearen Theorien und Modelle. Allerdings können letztere für eine qualitative Analyse des Stromfelds durchaus hilfreich sind.

Trifft bei geringer Froude-Zahl (Größenordnung  $Fr \approx 0.5$ ) eine geschichtete Strömung auf ein Hindernis, bildet sich vorderseitig des Hindernisses ein erhöhter Druck aus. Dieser führt zu einer Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit der Luftmassen auf sehr geringe Werte (Blockierung). Dabei teilt sich die Strömung und läuft um das Hindernis herum (Abb. 2.3a, b). Ab einer bestimmten Höhe hingegen erfolgt eine

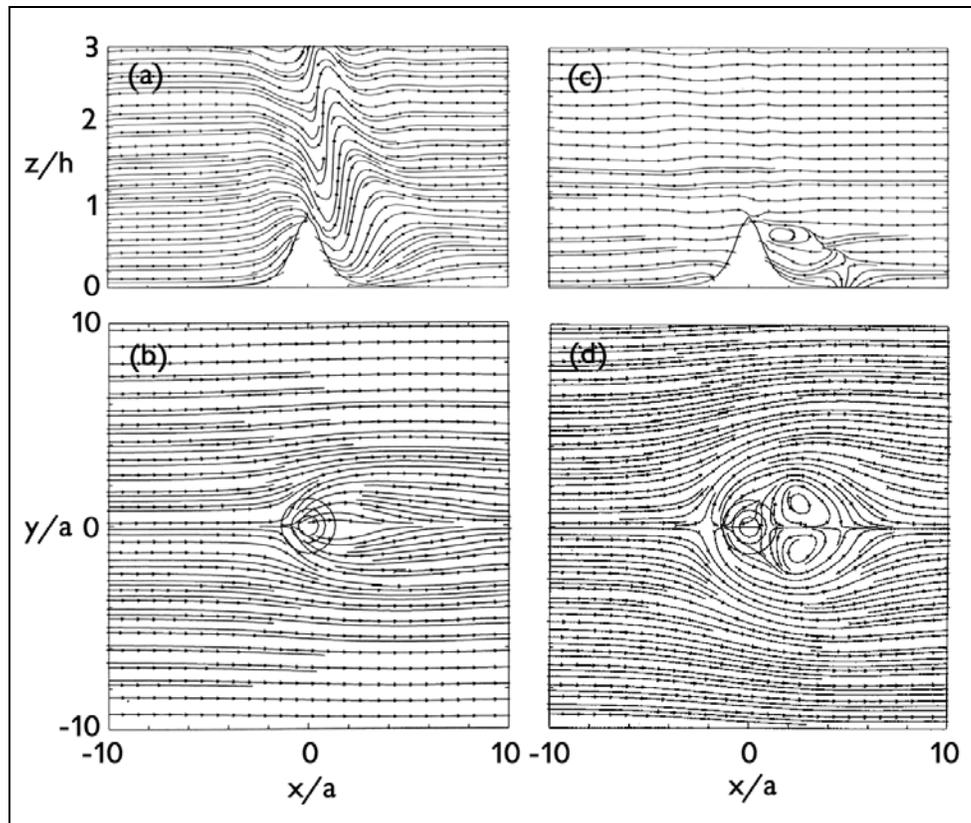


Abbildung 2.3: Quasistationäre Stromlinien nach numerischen Modellrechnungen im Bereich eines Glockenbergs. Die Strömung verläuft von links nach rechts. (a) und (b)  $x$ - $z$  bzw.  $x$ - $y$  Schnitt in Bodennähe bei  $Fr = 0.67$ . Das Hindernis wird im unteren Bereich umströmt, ab einer bestimmten Höhe erfolgt eine Überströmung und es bilden sich vertikal orientierte Leewellen. (c) und (d)  $x$ - $z$  bzw.  $x$ - $y$  Schnitt in Bodennähe bei  $Fr = 0.22$ . Das Hindernis wird fast komplett umströmt, die Leewellen sind unterdrückt, im Nachlauf bilden sich geschlossene Wirbel mit vertikaler Achse. Nach Smolarkiewicz und Rotunno (1989).

direkte Überströmung des Hindernisses. Die Stromlinie, welche die beiden Regime des Umströmens und Überströmens voneinander trennt, wird als teilende Stromlinie bezeichnet. Eine Hebung der Luftmassen findet schon in weiter Entfernung vor dem Hindernis statt. In zahlreichen Arbeiten wurde dieser Strömungseffekt experimentell durch Laboruntersuchungen (z.B. Hunt und Snyder, 1980; Baines und Smith, 1993) und durch dreidimensionale numerische Modelle (z.B. Smith und Gronas, 1993) untersucht. Unklarheit herrscht nach wie vor über die genaue kritische Froude-Zahl, ab der ein Blockieren der Strömung einsetzt (Lin und Wang, 1996).

Im Fall des Umströmens der Berge können auch in den Tallagen sehr hohe Windgeschwindigkeiten auftreten. Kalthoff et al. (2002) analysierten in ihrer Arbeit das

Windfeld im Bereich des Oberrheingrabens und zeigten, dass das Verhältnis der Windgeschwindigkeit an den Talstationen zum geostrophischen Wind bei kleinen Froude-Zahlen ( $Fr < 1$ ) am höchsten ist.

Bei starker vertikaler Windscherung bildet sich der Stagnationspunkt nicht vorderseitig, sondern erst nach dem Hindernis in der Höhe aus. Die Folge ist ein starkes Aufsteilen der Stromlinien und schließlich das Brechen der Schwerewellen ähnlich dem Brechen von Meereswellen in Küstennähe. In dieser Zone mit annähernd neutraler Schichtung nimmt die Turbulenz stark zu. Das Brechen der Wellen konnte durch die analytische Lösung der Bewegungsgleichungen nach Long (1953) für eine Strömung mit konstantem  $U$  und  $N$  und später in einigen darauf aufbauenden Arbeiten (z.B. Miles und Huppert, 1969; Durran, 1990; Garner, 1995) gezeigt werden. Bei instabiler Schichtung kann es auch zur Auslösung von hochreichender Konvektion im Lee des Hindernisses kommen (Laprise und Peltier, 1989). Scinocca und Peltier (1993) zeigten durch Simulationen mit einem genesteten numerischen Strömungsmodell, dass dabei sehr hohe Windgeschwindigkeiten stromab des Hindernisses auftreten können.

Bei sehr geringen Froude-Zahlen ( $Fr \leq 0.55$ ) wird außerdem im Lee eine Nachlaufströmung mit periodischen Wirbeln (Abb. 2.3c, d), deren Achse vertikal gerichtet ist, beobachtet (Hunt und Snyder, 1980). Obwohl in einer Vielzahl von Arbeiten gerade in jüngster Zeit diese Wirbelbildung durch numerische Modelle simuliert werden konnte (z.B. Smolarkiewicz und Rotunno, 1989; Schär und Durran, 1997; Vosper, 2000), herrscht noch große Unsicherheit über deren physikalische Ursachen.

## 2.2 Niederschlagssysteme

In mittleren Breiten werden grundsätzlich zwei Arten von Niederschlägen unterschieden: stratiforme Niederschläge, die aufgrund von großräumigen Aufgleitbewegungen entstehen, und konvektive Niederschläge, die ihre Ursache in lokal begrenzten, kräftigen vertikalen Umlagerungen haben. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die verschiedenen Niederschlagssysteme und den Einfluss der Orografie auf die Niederschlagsbildung und -verstärkung gegeben.

### 2.2.1 Stratiforme Niederschläge

Zu den charakteristischen Merkmalen stratiformer Niederschläge gehören die gleichmäßigen, moderaten Intensitäten über eine längere Zeitdauer (mehrere Stunden bis Tage). Dementsprechend zeigt das Niederschlagsgebiet meist eine große räumliche

Ausdehnung mit geringer räumlicher Variabilität über ebenem Gelände. Stratiforme Niederschläge entstehen bei großräumigen Hebungsprozessen mit Vertikalgeschwindigkeiten in der Größenordnung von  $0.05\text{--}0.5\text{ m s}^{-1}$  (Matejka et al., 1980; Houze et al., 1981) im Warmsektor eines Bodentiefs oder im Zusammenhang mit einem mesoskaligen, konvektiven System (MCS). Während bei flacher Schichtbewölkung (Gattung „Stratus“) nur geringe Niederschlagsintensitäten meist in Form von Nieselregen beobachtet werden, kann es bei höherreichender stratiformer Bewölkung („Nimbostratus“) zu stärkeren Intensitäten bis  $10\text{ mm h}^{-1}$  kommen.

### (a) Niederschlagssysteme

Der größte Anteil des Gesamtniederschlags in mittleren Breiten bildet sich im Bereich von Tiefdruckgebieten und dem zugehörigen Frontensystem. Aufgrund der Erhaltung der absoluten Vorticity ist die Strömung vorderseitig eines Trogs in der Höhe divergent, was zur Ausbildung eines Bodentiefs und zur großräumigen Hebung führt. Auf der Vorderseite des Tiefs wird Warmluft nach Norden verfrachtet, auf der Rückseite fließt Kaltluft in Richtung Süden. Der Übergang zwischen den verschiedenen Luftmassen ist oft scharf ausgeprägt in Form von Warm- und Kaltfront. Während eine Kaltfront meist durch intensive Konvektion mit Schauern und Gewitterniederschlag geprägt ist, ist der Niederschlag im Bereich der Warmfront und im Warmsektor meist stratiform. Wenn die advehierten Luftmassen einen hohen Feuchtegehalt aufweisen und die Warmfront weit ausgedehnt ist und sich nur sehr langsam verlagert, kann es aus den oft mächtigen Nimbostratus-Wolken zu anhaltenden Niederschlägen mit einer Dauer von bis zu mehreren Tagen kommen. Noch längere Niederschlagsepisoden mit einer Andauer bis über einer Woche können in Mitteleuropa bei Durchzug mehrerer Tiefdrucksysteme bei zyklonaler Westwetterlage beobachtet werden.

Stratiforme Niederschläge können auch mit konvektiven Zellen ein zusammenhängendes Niederschlagssystem bilden. Dabei weisen die Zellen meist eine linienhafte Anordnung auf der Vorderseite des Systems in Strömungsrichtung auf, gefolgt von einer ausgedehnten Zone mit stratiformer Bewölkung. Ab einer gewissen räumlichen Ausdehnung spricht man von einem mesoskaligen konvektiven System (MCS). Schiesser et al. (1997) beispielsweise definieren ein MCS, wenn ein geschlossenes Gebiet mit Radarreflektivitäten von  $> 25\text{ dBZ}$  bzw. einer Niederschlagsintensität von  $> 1\text{ mm h}^{-1}$  eine Ausdehnung von mehr als  $100\text{ km}$  in eine beliebige Richtung erreicht mit einem eingeschlossenen Maximum von mindestens  $47\text{ dBZ}$  ( $\approx 30\text{ mm h}^{-1}$ ).

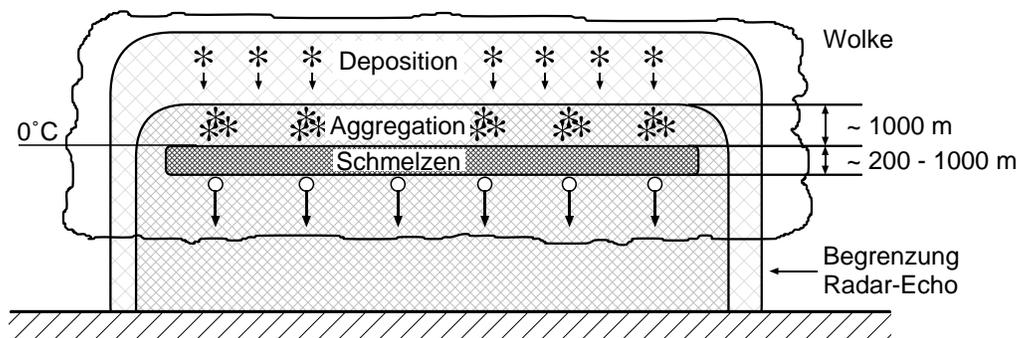


Abbildung 2.4: Schema der mikrophysikalischen Prozesse in einem Nimbostratus nach Houze (1993).

Noch größere Gebilde werden als mesoskalige konvektive Komplexe (MCC) bezeichnet. Nach Maddox (1980) muss ein solcher Komplex einen Wolkenschirm mit einer Ausdehnung von mehr als 100.000 km<sup>2</sup> in der Höhe der Temperaturfläche von -32°C und mehr als 50.000 km<sup>2</sup> in Höhe der -52°C-Fläche haben und länger als 6 h existieren. Im Lauf der Entwicklung nimmt die konvektive Aktivität des MCS bzw. MCC ab, bis schließlich nur noch ein großes Gebiet mit ausschließlich stratiformen Niederschlägen übrig bleibt. Aufgrund der hohen Niederschlagsintensität im konvektiven Bereich und der langen Andauer mit moderaten Intensitäten im stratiformen Gebiet führen MCS und MCC häufig zu großflächigen, hohen Niederschlagssummen.

### (b) Mikrophysikalische Prozesse

Der Niederschlagsbildungsprozess in hochreichender Nimbostratus-Bewölkung ist schematisch in Abbildung 2.4 skizziert. Ausgangspunkt der Entwicklung sind einzelne Eisteilchen im oberen Teil des Wolkensystems, die aus konvektiven Zellen in größeren Höhen oder in unmittelbarer Umgebung des Nimbostratus entstammen. Die konvektiven Zellen können sich aufgrund der potenziellen Instabilität, die bei Warmfronten in der Höhe meist vorherrscht, bilden (Hobbs und Locatelli, 1978). In den Zellen sorgen die höheren Vertikalgeschwindigkeiten dafür, dass die Bildung der Eiskristalle durch Deposition (Phasenübergang von Wasserdampf zu Eis) sehr rasch verläuft (Größenordnung zehn Minuten). Während die Eisteilchen aus dem konvektiven Bereich („seeder“) in die unteren Wolken („feeder“) hineinfallen, kommt es zur Deposition und Anlagerung von Wasserdampf an die gefrorenen Agglomerate. Dadurch nimmt ihre Größe langsam zu. Dieser Prozess, der eine Zunahme der Niederschlagsintensität zur Folge hat, wird als „seeder-feeder“ Mechanismus be-

zeichnet und wurde erstmalig für orografisch bedingten Niederschlag von Bergeron (1949) vorgeschlagen. Ohne die Koppelung an ein konvektives System läuft die Niederschlagsbildung in den Nimbostratus-Wolken sehr langsam ab. Dabei können in mittleren Breiten nur kleine Niederschlagspartikel gebildet werden. Ruthledge und Hobbs (1983) schätzten anhand von Modellrechnungen ab, dass ohne konvektive „seeder“-Wolken die Niederschlagsintensität am Boden um etwa die Hälfte geringer ist als mit diesen Wolken.

In den Schichten bis 1 km oberhalb der  $0^{\circ}\text{C}$ -Grenze findet eine Aggregation der einzelnen Eisteilchen zu größeren Schneeflocken statt. Hier existieren neben den Eiskristallen auch unterkühlte Wassertröpfchen, die aus Kondensationsprozessen durch die großräumige Hebung in der Wolke resultieren. Aufgrund des höheren Sättigungsdampfdrucks über Wasser gegenüber Eis stellt sich dabei ein Diffusionsstrom von Wasserdampf von den Tröpfchen zu den Eiskristallen hin ein (Bergeron-Findeisen-Prozess; Findeisen, 1938). Die Folge ist eine verstärkte Bereifung und somit ein weiteres Größenwachstum der Eisteilchen und Agglomerate.

Bei Erreichen der  $0^{\circ}\text{C}$ -Grenze beginnen die Hydrometeore zu schmelzen, bis sich 200–1000 m unterhalb davon ausnahmslos Regentropfen gebildet haben. Diese Schmelzzone („Helles Band“) ist im Radarbild an den stark erhöhten Reflektivitäten zu erkennen, die aus dem hohen Brechungsindex des Wasserfilms der Agglomerate zusammen mit ihrem großen Durchmesser resultieren.

Die benötigte Zeit für die Niederschlagsbildung in stratiformen Wolken kann in Abhängigkeit von der Feuchte und dem Aerosolspektrum (CCN, cloud condensation nuclei) sehr unterschiedlich sein. Woodcock (1975) beispielsweise beobachtete Formationszeiten zwischen 5 min und 13 min in warmen Stratocumulus-Wolken. King (1984) gibt als Faustregel für stratiforme Wolken eine Dauer von 5 min für die Nukleation, von 5 min für die Deposition und von 12 min für die Bereifung an.

### (c) Einfluss der Orografie

Bei der Überströmung von Hindernissen werden feuchte Luftmassen durch die induzierte Vertikalgeschwindigkeit zum Aufsteigen gezwungen (Abb. 2.5). Dabei kühlt sich die Luft solange trockenadiabatisch ab, bis in Höhe des Hebungskondensationsniveaus (HKN) die Taupunkttemperatur erreicht wird und es zur Kondensation und damit zur Wolkenbildung kommt. Eine weitere Hebung erfolgt unter Freisetzung von Kondensationswärme feuchtadiabatisch. Die orografisch induzierte Hebung übertrifft häufig die synoptische Hebung bei großräumigen, stratiformen Niederschlags-

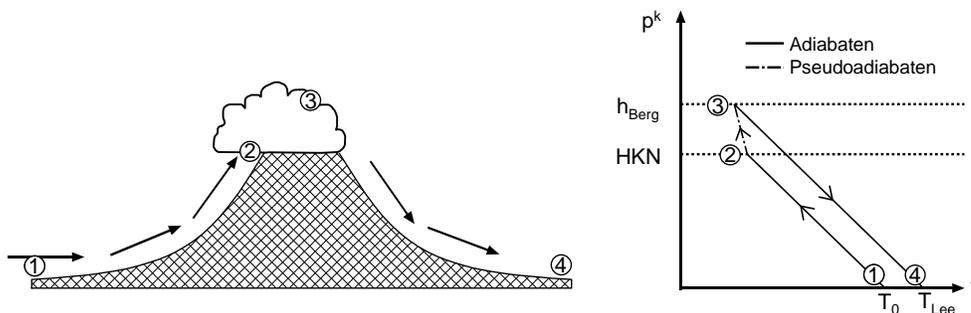


Abbildung 2.5: Kondensation durch orografische Hebung an einem Hindernis (links) und Temperaturverlauf eines gehobenen Luftpaketes (rechts).

systemen. Dadurch kommt es zu einer starken Zunahme der Niederschlagssummen im Bereich der Berge sowie zu einer starken Differenzierung des räumlichen Niederschlagsfelds.

Die orografisch bedingte Niederschlagszunahme wird vor allem durch die relative Feuchte, die horizontale Windgeschwindigkeit senkrecht zum Hindernis, die Stabilität der Luftmassen und die großräumige synoptische Hebung bestimmt. Hill et al. (1981) beobachteten über den Bergen von Wales die stärkste Niederschlagszunahme bei hohen Windgeschwindigkeiten und hoher relativer Feuchte in den unteren Luftschichten bis 2 km Höhe. Für den Küsten- und Inselbereich von Hawaii ergab sich nach Carbone et al. (1998) ein Zusammenhang zwischen der Froude-Zahl und den maximalen Niederschlägen in den Bergen aufgrund von Radarmessungen. Wratt et al. (2000) konnten die räumlichen Varianzen des Niederschlags über den Bergen von Neuseeland zu über 50 % durch die oben genannten atmosphärischen Parameter erklären. Im Alpenraum beobachteten Houze et al. (2001) bei Bedingungen mit  $Fr < 1$ , die zu einem Blockieren der Strömung und einem Luftmassenstau in Anströmbereich der Hindernisse führen, eine starke Niederschlagszunahme schon in weiter Entfernung vor den Erhebungen (bis 140 km stromauf). Dagegen kam es ihren Beobachtungen zufolge bei  $Fr \gg 1$ , also im Falle einer fast vollständigen Überströmung der Berge, nur unmittelbar über den Bergen zu einer Niederschlagszunahme.

Ein Zusammenhang zwischen der orografisch bedingten Niederschlagszunahme und der Windgeschwindigkeit bzw. der Brunt-Väisälä-Frequenz für verschiedene stratiforme Ereignisse in Südwestdeutschland kann nach der Untersuchung von Messdaten verschiedener Systeme und Betreiber nicht direkt hergestellt werden (Abb. 2.6a und 2.6b; Kunz und Kottmeier, 2002). Es ist zwar jeweils in beiden Fällen eine Ten-

denz zu erkennen, jedoch ist die Streuung der Werte sehr hoch. Dagegen ist bei der Froude-Zahl ein eindeutiger Zusammenhang zu den Niederschlagssummen zu erkennen (Abb. 2.6c). Der Korrelationskoeffizient beträgt in diesem Fall 0.82.

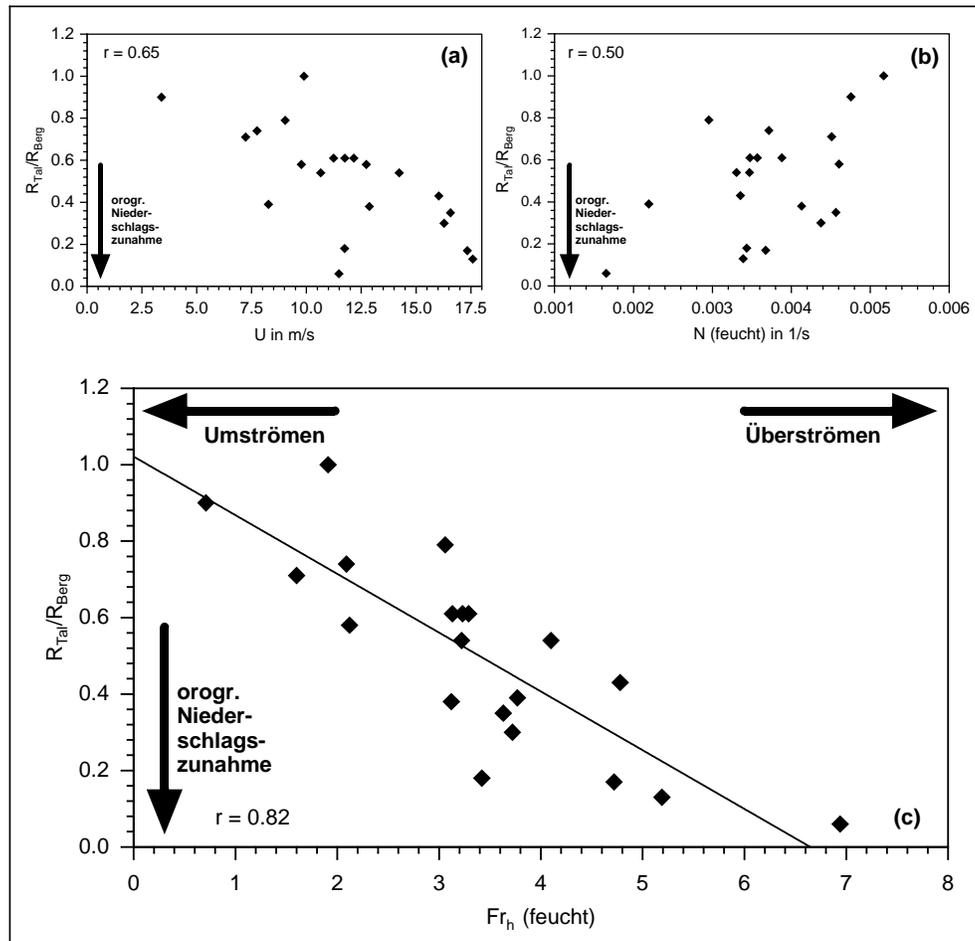


Abbildung 2.6: Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der Niederschlagssummen einer Talstation (Emmendingen, 203 m ü. NN) zu einer benachbarten Bergstation (Schönwald, 1025 m ü. NN) und der (a) Windgeschwindigkeit, (b) Brunt-Väisälä-Frequenz bei Sättigung und (c) Froude-Zahl ebenfalls bei Sättigung als Mittelwerte von 20 verschiedenen Niederschlagsereignissen (1997-2000). Dauer jeweils  $> 5$  h, mittlere Anströmung aus dem Sektor West (parallel zur Stationsanordnung). Windgeschwindigkeiten nach Messungen an der DWD-Station Feldberg, Brunt-Väisälä-Frequenzen berechnet aus Temperatur und Feuchte zwischen den Stationen Freiburg und Feldberg.

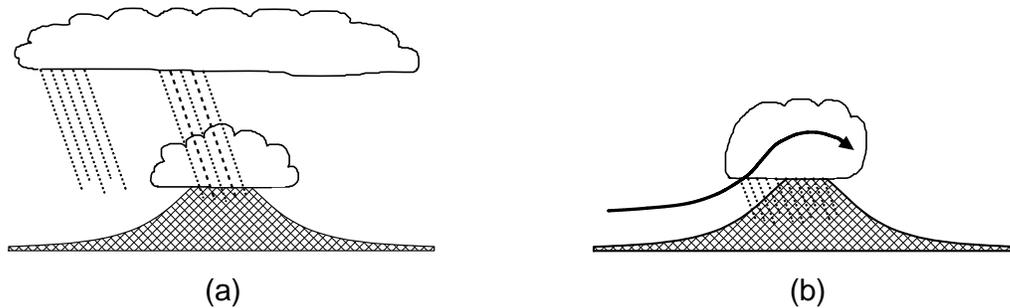


Abbildung 2.7: Einfluss der Orografie auf die Auslösung oder Verstärkung von stratiformen Prozessen durch (a) „seeder-feeder“ Mechanismus und (b) Kondensation im Luv nach Houze (1993).

### Seeder-feeder Mechanismus

Schon bei sehr kleinen Bergen mit Höhen von wenigen zehn Metern kann eine Niederschlagszunahme in der Größenordnung von 25–50 % beobachtet werden (Bergeron, 1949; Browning et al., 1975). Bei solchen geringen Dimensionen ist allerdings die Dauer der Überströmung des Hindernisses zu kurz, um eine verstärkte Niederschlagsbildung durch Koaleszenz (Zusammenfließen von Tropfen) oder Autokonversion (Bildung von Regentropfen durch Koagulation von Wolkentropfen) zu realisieren. Vielmehr würden die Kondensationsprodukte mit dem horizontalen Wind aus der orografischen Wolke heraus bis hinter den Berg verdriftet werden, bevor es zu einem ausreichenden Größenwachstum gekommen wäre. Bergeron (1949) stellte daher die Hypothese auf, dass die direkte, orografisch bedingte Niederschlagszunahme auf den „seeder-feeder“ Mechanismus zurückzuführen sei (Abb. 2.7a). Dabei fallen Hydrometeore aus einer bereits existierenden Wolke in der Höhe in eine darunter liegende, orografisch ausgelöste Wolke und wachsen hier durch Akkreszenz mit Wolkentröpfchen. Dieser Prozess kann auch ohne zwei getrennte Wolkenschichten in einem einzelnen Wolkensystem ablaufen. Er wurde später ebenfalls auf die oben beschriebene Niederschlagsbildung in Nimbostratus-Wolken übertragen. Browning et al. (1974) beobachteten anhand von Radarmessungen über den Bergen von Wales, dass durch die orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten sowohl Zellen in der Höhe ausgelöst bzw. verstärkt, als auch Wolken in den bodennahen Schichten gebildet wurden. Dies führte ihren Beobachtungen zufolge zu einer starken Zunahme der Niederschlagsintensitäten vorderseitig der fast 1000 m hohen Berge. Bei Untersuchungen von acht Starkniederschlagsereignissen während Warmfrontpassagen bestätigten Hill et al. (1981) ebenfalls, dass die beobachtete Niederschlagszunahme im Luv der Berge auf den „seeder-feeder“ Mechanismus zurückzuführen sei.

In vielen Arbeiten wurde der „seeder-feeder“ Prozess quantitativ durch Modellsimulationen beschrieben (Hobbs et al., 1973; Bader und Roach, 1977; Carruthers und Choularton, 1983; Robichaud und Austin, 1988). Die Faktoren, die den Prozess entscheidend bestimmen, sind diesen Arbeiten zufolge die relative Feuchte und Windgeschwindigkeit in den unteren Höhen, die Hangneigung, die vertikale Ausdehnung und Kondensationsrate der unteren „feeder“-Wolke sowie die Kondensationsrate und das Tropfen- bzw. Teilchenspektrum der oberen „seeder“-Wolke.

Bei Schneefall ist der „seeder-feeder“ Mechanismus Modellrechnungen von Hobbs et al. (1973) und Choularton und Perry (1986) zufolge am stärksten. Allerdings werden dabei die langsam fallenden Schneekristalle mit dem horizontalen Wind über weite Strecken verdriftet, so dass sich das Niederschlagsmaximum oft im Lee der Berge befindet und stark verbreitert ist.

### **Kondensation im Luv**

Bei Bergen mit größeren Höhen und Breiten kann die Dauer des Überströmens ausreichend sein, um Niederschlag durch Koaleszenz und Autokonversion in der orografischen Wolke zu bilden (Abb. 2.7b). Robichaud und Austin (1988) schätzten anhand von Modellrechnungen ab, dass dies bei einer Halbwertsbreite des Bergs von im Mittel mehr als 20 km der Fall ist. Vor allem dann, wenn die Luftschichten bis in große Höhen annähernd gesättigt sind, kann demnach die orografische Hebung zu verstärkter Kondensation und einem hohen Flüssigwassergehalt führen. Hobbs et al. (1973) berechneten mit ihrem orografischen Niederschlagsmodell vorderseitig eines Glockenbergs Flüssigwassergehalte von über  $1 \text{ g kg}^{-1}$ . Dieser Wert wird oft als Schwellenwert für das Einsetzen der Autokonversion angenommen (Houze, 1993). Sehr häufig tritt eine solche orografische Wolke nicht isoliert auf, sondern meist ist sie Teil eines großräumigen Niederschlagssystems.

Voraussetzung für das Einsetzen dieses Mechanismus ist die Überströmung des Hindernisses. Bei einer Umströmung oder einem Luftmassenstau vor dem Hindernis aufgrund von geringen horizontalen Windgeschwindigkeiten und/oder hoher Stabilität der Schichtung tritt dieser Effekt dagegen in den Hintergrund.

### **Lee-Effekt**

Die räumliche Verteilung des Niederschlags wird nicht nur von den orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten kontrolliert, vielmehr ist auch die Exposition, also die horizontale Entfernung zu einem vorgelagerten Hindernis mit entscheidend. An vorgelagerten Hindernissen wird durch die pseudoadiabatische Hebung der ge-

sättigten Luftmassen bereits ein Teil des Niederschlagswassers aus der Atmosphäre entfernt. Bei Hebung an einem nachfolgenden Hindernis ist daher die Kondensationsrate geringer als am ersten. So kann in vielen Fällen eine teilweise starke Abnahme des Niederschlags im Lee von vorgelagerten Bergen oder Bergketten beobachtet werden.

Anderson (1975) beispielsweise beobachtete an der Küste von Kalifornien hinter zwei kleineren Bergketten eine Reduzierung des mittleren jährlichen Niederschlags um fast zwei Drittel. Niederschlagsmessungen an der Westküste von Kanada im Bereich von Vancouver dokumentieren die sukzessive Abnahme des Jahresniederschlags nach mehreren hintereinander liegenden Bergketten (Klemens, 1990). Baisist et al. (1994) zeigten in ihrer Untersuchung, dass die räumliche Verteilung von Jahresniederschlägen in unterschiedlichen Regionen der Erde neben den orografischen Parametern Hangneigung, Steigung und Höhe in sechs von zehn untersuchten Fälle entscheidend von der Exposition bestimmt war. Frei und Schär (1998) bestätigten anhand von Niederschlagsmessungen zwischen 1971–1990 für den gesamten Alpenraum das Vorherrschen von trockenen inneralpinen Bedingungen und zwei regenreichen Regionen in den Anströmbereichen des Gebirges.

Allerdings kann der Luv-Lee-Effekt je nach atmosphärischer und topografischer Situation sehr unterschiedlich ausfallen. So zeigte Pedgle (1971) anhand von Niederschlagsmessungen in Nord-Wales, dass die Niederschlagsabnahme im Lee geringer ist, wenn die Luftmassen über einen weiten Höhenbereich gesättigt sind. Auch in Situationen mit schwacher orografischer Hebung durch geringe Windgeschwindigkeiten wurde nur eine leichte Abnahme des Niederschlags im Lee der Hindernisse beobachtet. In einigen Gebieten dagegen, wie beispielsweise am Yagur in Israel (Hovind, 1965) oder über den Black Hills in South Dakota (Kuo und Orville, 1973) können im Lee von vorgelagerten Bergen sowohl bei einzelnen Ereignissen als auch im Mittel über viele Jahre sogar höhere Niederschlagssummen als auf der Anströmseite der Berge beobachtet werden. Der Grund für dieses Verhalten liegt vor allem in der Konvergenz der Strömung im Lee bei Umströmung der Hindernisse (z.B. Goldreich et al., 1997).

### 2.2.2 Konvektive Niederschläge

Niederschläge aus konvektiven Systemen weisen im Allgemeinen sehr hohe Intensitäten über einen kurzen Zeitraum auf. Das Niederschlagsgebiet ist lokal stark begrenzt, dementsprechend hoch ist die räumliche und zeitliche Variabilität des Niederschlags. Voraussetzung für die Bildung von konvektiven Niederschlägen ist eine labile oder

feuchtlabile Schichtung der Atmosphäre. Diese kann durch starke Aufheizung des Untergrunds und der darüber liegenden Luftschichten oder durch Advektion von Kaltluft in der Höhe hervorgerufen werden. Großräumige Hebungsprozesse etwa vorderseitig eines Höhentrogs oder im Bereich von Luftmassengrenzen verstärken die Auslösung von konvektiven Prozessen. Die Bewölkung (Wolkengattung „Cumulus“) hat meist eine mächtige vertikale Erstreckung und reicht oft bis an den oberen Rand der Troposphäre, teilweise sogar bis in die Tropopause hinein.

### (a) Niederschlagssysteme

Zu konvektiven Niederschlagssystemen zählen Einzelzellen, Multizellen und Superzellen. Eine Mischform zwischen konvektiven und stratiformen Niederschlägen sind die Mesoskaligen Konvektiven Systeme (MCS), die in Kapitel 2.2.1 näher erläutert wurden. Die einzelnen konvektiven Systeme unterscheiden sich hinsichtlich ihres Aufbaus, ihrer Ausdehnung und ihrer Lebensdauer (z.B. Houze und Hobbs, 1982; Cotton und Anthes, 1989).

Einzelzellen-Gewitter bilden sich lokal bei labiler Schichtung der Atmosphäre, feuchten Luftmassen in den unteren Schichten und geringer vertikaler Windscherung. Sie werden bevorzugt an Berghängen (z.B. Schwarzwald) ausgelöst, weil es dort aufgrund von Hangwindzirkulationen und verstärkter solarer Einstrahlung zu einer stärkeren Vertikalbewegung kommt, die die Zellbildung auslösen kann. Aufgrund ihrer geringen Lebensdauer (Größenordnung 1 h) führen Einzelzellen nur selten zu extremen Wettererscheinungen.

Bei Multizellen-Gewittern handelt es sich um einen größeren Zellkomplex, der aus mehreren einzelnen Zellen besteht. An den Flanken dieses Komplexes bilden sich immer wieder neue Zellen, während andere nach und nach zerfallen. Voraussetzung für die Bildung von Multizellen ist neben den labil geschichteten Luftmassen eine starke vertikale Zunahme der Windgeschwindigkeit. Wegen der ständigen Neubildung von Zellen beträgt die Lebensdauer von Multizellen mehrere Stunden.

Superszellen sind im eigentlichen Sinne Einzelzellen in sehr großen Dimensionen. Das charakteristische an ihnen ist der rotierende Aufwindschlauch (Mesozyklone), aus dem sich im Extremfall ein Tornado bilden kann. Die vertikale Erstreckung reicht in der Regel bis an den oberen Rand der Troposphäre, wo sich ein mächtiger Amboss ausbildet. Superszellen bilden sich in einer Umgebung mit großer potenzieller Instabilität und starker vertikaler Windscherung. Dementsprechend kommt es im Rheintal durch Kanalisierungseffekte (Fiedler, 1983) immer wieder zur Bildung von

Superzellen (Hannesen, 1998; Dotzek, 1999). Die Lebensdauer von Superzellen ist in der Regel sehr hoch (mehrere Stunden). Ihr Durchzug ist begleitet von extremen Wettererscheinungen wie Sturmböen, Hagel und Starkniederschläge.

### **(b) Einfluss der Orografie**

Im Verhältnis zu den vorherrschenden Hebungsgeschwindigkeiten in Gewitterwolken von bis über  $30 \text{ m s}^{-1}$  (z.B. Wiggert et al., 1982; Xu und Randall, 2001) sind die orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten klein. Dadurch kann ein direkter Zusammenhang zwischen der Niederschlagsverteilung von konvektiven Systemen und der Orografie in der Regel nicht beobachtet werden. Vielmehr wird das Niederschlagsmuster durch die Art, die Zugrichtung und die Lebensdauer der einzelnen konvektiven Zellen oder Zellsysteme bestimmt, so dass die Verteilung des Niederschlags in gewissen Grenzen größere stochastische Anteile enthält. Die Auftretenswahrscheinlichkeit lässt sich daher auch nicht durch deterministische Modelle, sondern nur statistisch aus flächendeckenden Beobachtungen ableiten. Für den südwestdeutschen Raum hat Hannesen (1998) eine Niederschlagsstatistik für einen Zeitraum von zwei Jahren aus Radardaten bestimmt.

Durch die Orografie erfolgt aber eine Auslösung oder Verstärkung von flacher, mittlerer und hochreichender Konvektion (Abb. 2.8). Werden labil geschichtete Luftmassen gegen ein Hindernis geführt, können durch die orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten konvektive Niederschläge über dem Hindernis ausgelöst werden (Abb. 2.8a). In einigen Fällen wird auch beobachtet, dass bei geringer Froude-Zahl durch induzierte Schwerewellen schon vor dem Hindernis verstärkte Konvektion auftritt (Abb. 2.8b), die zu starken Niederschlägen führen können (z.B. Smith, 1979; Chu und Lin, 2000). Wird das Hindernis dagegen umströmt (Abb. 2.8c), bildet sich im Lee eine Konvergenzzone aus, in der durch die damit verbundene Hebung Konvektion ausgelöst werden kann (z.B. Black Hills, Kuo und Orville, 1973; Meerenge Puget, Mass, 1981). Die Kombination von Hebung in mittleren Höhen durch Schwerewellen bei Froude-Zahlen größer als eins und thermisch induzierter Hebung in den unteren Höhen kann ebenfalls zur Ausbildung von hochreichender Konvektion im Lee führen (Abb. 2.8d). Besonders bei großen Gebirgen wie den Rocky Mountains oder in Einzelfällen auch in den Alpen bilden sich auf diese Weise große konvektive Zellkomplexe, die zu teils extremen Niederschlägen führen (z.B. Tripoli und Cotton, 1989; Schiesser et al., 1995). Die vermehrte solare Einstrahlung an den geneigten, hoch liegenden Hangflächen bewirkt eine thermisch direkte Zirkulation

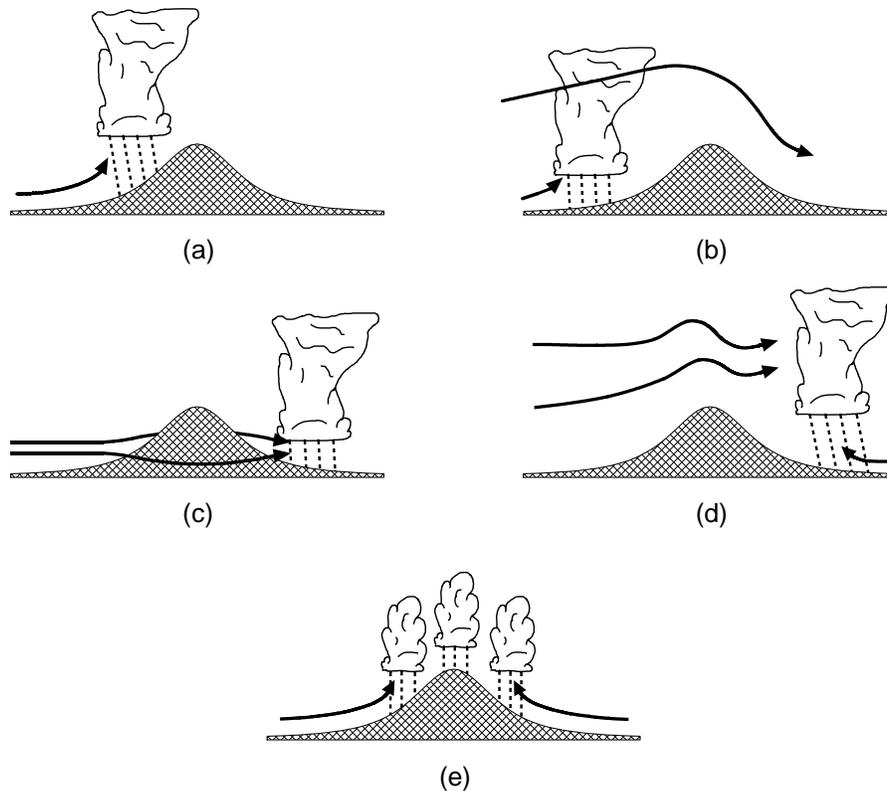


Abbildung 2.8: Einfluss der Orographie auf die Auslösung oder Verstärkung von konvektiven Prozessen durch (a) Anströmung des Hindernisses, (b) Wellenbildung vor dem Hindernis, (c) Konvergenz im Lee bei Umströmung des Hindernisses, (d) Wellenbildung über und im Lee des Hindernisses und (e) durch thermische Aufheizung der hoch gelegenen, geneigten Hangflächen; nach Houze (1993).

mit Konvergenz in Gipfelhöhe, die zu verstärkter konvektiver Aktivität führt (Abb. 2.8e). Durch diese Zirkulationsform können sowohl kleine Cumuli als auch große konvektive Systeme ausgelöst werden.

### 2.3 Definition Starkniederschläge

Mit dem Begriff Starkniederschläge werden Niederschläge bezeichnet, die entweder während einer kurzen Dauer hohe Intensitäten aufweisen oder aufgrund einer langen Andauer zu hohen Niederschlagssummen führen. In beiden Fällen ist die Auftretenswahrscheinlichkeit derartiger Ereignisse gering. Da Niederschlag vor allem aufgrund geografischer und orografischer Einflüsse eine hohe räumliche Variabilität aufweist, ist der Begriff Starkniederschlag nicht einheitlich definiert.

In der DIN 4049 (1994) ist der Begriff Starkniederschlag definiert als Niederschlag,

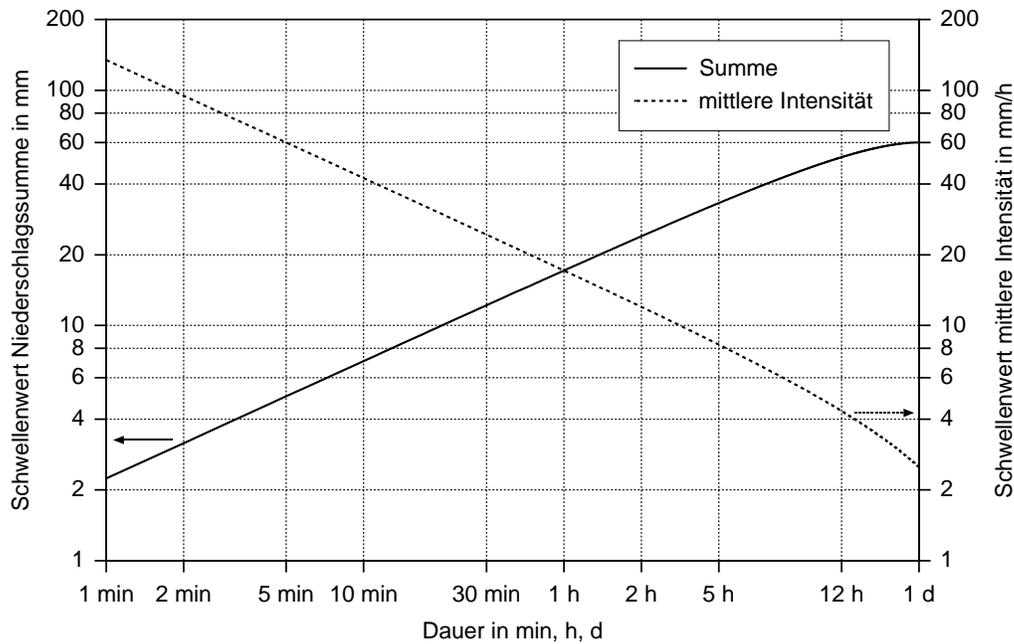


Abbildung 2.9: Schwellenwerte der Niederschlagssummen (durchgezogene Linie) und mittleren Intensitäten (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Niederschlagsdauer, die aus der Definition von Starkniederschlägen nach Gl. (2.4) folgen.

„der im Verhältnis zu seiner Dauer eine hohe Niederschlagsintensität hat und damit selten auftritt, z.B. im Mittel höchstens zweimal jährlich“. Heyer (1988) definiert für Mitteleuropa Starkniederschläge bei Überschreitung einer Niederschlagssumme  $R$  in Abhängigkeit von der Dauer  $t$  des Ereignisses (bis 24 h; Abb. 2.9):

$$R \geq \sqrt{5t - \left(\frac{t}{24}\right)^2} \text{ mm} \quad R \text{ in mm, } t \text{ in min.} \quad (2.4)$$

Durch den zweiten Term in der Wurzel wird zusätzlich berücksichtigt, dass die mittlere Niederschlagsintensität umso geringer ist, je länger die Andauer des Ereignisses ausfällt. Bei einer Andauer von 10 min beispielsweise beträgt nach Gleichung (2.4) der Schwellenwert 7.1 mm (mittlere Intensität: 42.4 mm h<sup>-1</sup>), bei 24 h Andauer 60 mm (mittlere Intensität: 2.5 mm h<sup>-1</sup>). Diese Definition schließt sowohl kurzzeitige konvektive also auch lang anhaltende stratiforme Niederschläge mit ein.

Grenzwerte für Starkregen sind vom Deutschen Wetterdienst (DWD) wie folgt definiert: 5 mm in 5 min, 10 mm in 20 min und 71.1 mm in 60 min. Unwetterwarnungen werden herausgegeben, wenn die zu erwartende Niederschlagssumme lokal einen Schwellenwert von 25 mm innerhalb von 6 h oder großflächig einen Wert von 20 mm innerhalb von 12 h überschreitet.

Frei und Schär (1998) bezeichnen solche Tage als Starkniederschlagstage, wenn an einem Ort mehr als 20 mm Niederschlag gemessen wurde.

In der hydrologischen Praxis werden Starkniederschläge häufig auch als Niederschlagssummen für bestimmte Jährlichkeiten nach extremwertstatistischer Analyse angegeben (z.B. Fontaine und Potter, 1989; Vilar und Burgueno, 1995; Faulkner und Prudhomme, 1998). Diese Angaben sind auch in dem Atlas der Starkniederschlagshöhen für Deutschland des DWD zu finden (Bartels et al., 1997). Außerdem werden sie im Rahmen dieser Arbeit für stratiforme Starkniederschläge über Südwestdeutschland abgeleitet (Kap. 6.4.4).

## 2.4 Simulation von orografisch induziertem Niederschlag

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, ist das räumliche Niederschlagsfeld über gegliedertem Gelände sehr stark durch die Orografie bestimmt. Da hier die Dichte der Punktmessungen für die Bestimmung des Flächenniederschlags meist unzureichend ist und Radarmessungen erhebliche Fehler vor allem durch Abschattungseffekte aufweisen, werden häufig Modellsimulationen zur Bestimmung der Niederschlagsfelder eingesetzt. Die zahlreichen Modelle unterscheiden sich vor allem in der Berücksichtigung der Strömungsdynamik und der mikrophysikalischen Prozesse in Wolken und Niederschlag. Einen Überblick über einige Modelle geben Barros und Lettenmaier (1994).

### Prognostische Modelle

Bei Modellen zur operationellen Vorhersage oder zur Simulation von einzelnen Ereignissen werden die notwendigen Gleichungen (drei Bewegungsgleichungen, Kontinuitätsgleichung, Temperaturgleichung, Gasgleichung und Bilanzgleichung des Wassers) mit Hilfe von numerischen Verfahren gelöst. Eine Reihe von physikalischen Prozessen können dabei nicht aufgelöst (subskalige Prozesse) und müssen parametrisiert werden. Ebenso werden auch die skaligen mikrophysikalischen Prozesse in Wolken parametrisiert, z.B. durch das Parametrisierungsschema nach Kessler (1969).

### Diagnostische Modelle

Die Bestimmung des orografisch bedingten Niederschlags erfolgt bei zahlreichen Modellen nicht durch Lösung der prognostischen Gleichungen, sondern durch diagnostische Ansätze. Folgende vereinfachende Annahmen werden bei einer Vielzahl von Niederschlagsmodellen getroffen: (1) Bestimmung der horizontalen Strömung aus

der linearen Theorie oder aus Messungen bzw. Simulationen eines größerskaligen Modells, (2) Bestimmung des Vertikalwindfelds aus dem Horizontalwind und einem analytischen Ansatz unter Annahme einer inkompressiblen Strömung, (3) pseudoadiabatische, orografisch induzierte Hebung oberhalb des HKN, die der großräumigen synoptischen Hebung linear überlagert werden kann und (4) Parametrisierung der gesamten mikrophysikalischen Prozesse in Wolken. Nicht berücksichtigt werden in der Regel auf der großräumigen Skala Effekte wie die Zyklogenese im Lee von großen Gebirgen und auf der kleinräumigen Skala atmosphärische Instabilitäten, die mit Konvektion verbunden sind.

Fraser et al. (1973) bestimmen in ihrem Modell das Windfeld bei Überströmung eines zweidimensionalen Glockenbergs für trockene und gesättigte Bedingungen aus den linearisierten Bewegungsgleichungen analog zu den Gleichungen nach Long (1953). Colton (1976) transformiert die Bewegungsgleichungen für die x- und y-Richtung in ein Koordinatensystem mit einer geländefolgenden Vertikalkoordinate und löst sie mit einem einfachen Differenzen-Verfahren. Die Vertikalgeschwindigkeit wird dabei aus der Kontinuitätsgleichung für ein inkompressibles Medium abgeleitet. Dore und Choularton (1992) teilen die Atmosphäre in drei Schichten ein und berechnen für die freie Atmosphäre die Vertikalgeschwindigkeiten für eine stabile geschichtete Strömung mit dem linearen Modell von Hunt et al. (1988). Viele Autoren (Rhea, 1978; Collier, 1975; Alpert, 1986; Sinclair, 1994) gehen einen noch einfacheren Weg und bestimmen die orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten aus gemessenen oder mit einem größerskaligen Modell simulierten Horizontalgeschwindigkeiten  $\vec{v}$  (in Höhen zwischen 1000 hPa und 850 hPa) und dem Gradient der Orografie:

$$w_{oro}(x, y) = \vec{v}(x, y) \cdot \nabla h(x, y) \quad \text{oder} \quad (2.5)$$

$$\omega_{oro}(x, y) = -\rho_0 g \vec{v}(x, y) \cdot \nabla h(x, y) \quad (2.6)$$

Dabei ist  $h(x, y)$  die Höhe der Orografie,  $w_{oro}$  und  $\omega_{oro}$  die Vertikalgeschwindigkeit im  $z$ -System bzw. im  $p$ -System und  $g$  die Schwerebeschleunigung. Die orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten  $w_{oro}$  bzw.  $\omega_{oro}$  werden linear mit der großräumigen Hebung überlagert und liefern so die gesamte Hebung, aus der anschließend der Niederschlag berechnet wird.

Ebenso wie bei der Bestimmung der Strömung enthalten viele Modelle auch vereinfachte Annahmen über die Niederschlagsbildung in Wolken. Hobbs et al. (1973) berücksichtigen in ihren Niederschlagssimulationen über verschiedenen Geländeformen

die mikrophysikalischen Prozesse Deposition, Vereisung und Aggregation durch einfache Parametrisierungen. Nach der Lagrangeschen Betrachtungsweise werden die Trajektorien der festen Niederschlagspartikel dann aus ihren Fallgeschwindigkeiten als Funktion des Radius' und der Windgeschwindigkeit, die das Strömungsmodell liefert, berechnet. Colton (1976) vernachlässigt alle mikrophysikalischen Prozesse und verwendet zur Bestimmung des orografisch induzierten Niederschlags stattdessen eine Sättigungsadjustierung. Übersättigung aufgrund der pseudoadiabatischen Hebung wird ausgeschlossen und es wird angenommen, dass aller Wasserdampf ab Erreichen des Sättigungsniveaus kondensiert und als Niederschlag zu Boden fällt.

Andere Autoren verwenden einfache Modellansätze zur Beschreibung des „seeder-feeder“ Mechanismus (Kap. 2.2.1). Dore und Choulaton (1992) beispielsweise erweitern in ihrer Arbeit das Niederschlagsmodell von Carruthers und Choulaton (1983) auf ein dreidimensionales Modell. Dabei wird die Koagulation von Wolkenröpfchen in der unteren „feeder“-Wolke durch Niederschlagstropfen mit einer Marshall-Palmer Verteilung (Marshall und Palmer, 1948) aus der oberen „seeder“-Wolke und empirischen Fallgeschwindigkeiten bestimmt.

Bei einigen Modellen dagegen wird der gesamte Niederschlag am Boden aus der Advektion der Feuchte in vertikale Richtung durch pseudoadiabatische Hebung mit dem Ansatz

$$R = - \int_0^{\infty} w \frac{\partial \rho_{vs}}{\partial z} dz \quad (2.7)$$

abgeschätzt (Smith, 1979). Dabei ist  $w$  die Vertikalgeschwindigkeit und  $\rho_{vs}$  die Sättigungsdampfichte. Collier (1975) berücksichtigt in seinem Modell die Verdriftung des nach Gleichung (2.7) bestimmten Niederschlags durch konstante Fallgeschwindigkeiten der Hydrometeore ( $1 \text{ m s}^{-1}$  oberhalb und  $5 \text{ m s}^{-1}$  unterhalb der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze). Alpert (1986) wendet auf den ebenfalls aus der Feuchteadvektion bestimmten Niederschlag eine räumliche Mittelung mit Gewichtung nach einer Gaußverteilung stromabwärts an. Dabei wird die Standardabweichung der Gaußverteilung  $\sigma$  gleichgesetzt dem Produkt aus Windgeschwindigkeit (aus Messungen) und einer Zeitskala für die Lebensdauer der Wolken (ca. 30 min). Sinclair (1994) berechnet mit seinem Modell ebenfalls den Niederschlag nach Gleichung (2.7), berücksichtigen aber zusätzlich die Advektion der Hydrometeore aufgrund der Wolkenbildungszeit und ihrer Falldauer zum Boden hin. Außerdem wird anhand von empirischen Funktionen die Niederschlagsbildung bei geringerer Feuchte stärker verringert als nach der berechneten Kondensationsrate.

Trotz der oftmals sehr einfachen Modellphysik zeigen die Niederschlagssummen, die mit den diagnostischen Modellen berechnet werden, sowohl qualitativ als auch quantitativ eine erstaunlich gute Übereinstimmung zu Messungen. Collier (1975) beispielsweise simulierte mit seinem Modell mittlere orografisch bedingte Intensitäten während fünf verschiedener Starkniederschlagsereignisse in den Bergen der Sierra Nevada (max. Höhe 2000 m). Die vom Modell benötigten Werte stammten aus Radiosondenaufstiegen und Bodenmessungen. Sowohl der Verlauf als auch die Höhe der Intensitäten wird im Vergleich zu einzelnen Messungen gut durch die Simulationen (horizontale Auflösung: 4.3 km) wiedergegeben. Allerdings ist die Anwendung des zweidimensionalen Modells auf Ereignisse mit einer senkrechten Anströmung des Gebirges beschränkt. Die Simulationen der selben Ereignisse mit dem Modell von Alpert (1986) zeigen ähnlich gute Übereinstimmungen zu den Messungen, auch wenn der Verlauf der Intensitäten durch Anwendung eines Gaußfilters für die räumliche Mittelung stärker geglättet erscheint. Alpert und Shafir (1989a; 1989b) simulierten Niederschlagssummen für einzelne Ereignisse und als Jahresmittel in der Bergregion Israels und verglichen sie mit Radarmessungen und Stationsmessungen. Für das Modell wurden Messdaten einer einzelnen Radiosondenstation stromauf verwendet. Der mittlere Fehler der Simulationen gegenüber den Messungen betrug bei einem Gitterabstand von 2 km  $\pm 8.4\%$  bei den Jahressummen und  $\pm 15\text{--}20\%$  bei den einzelnen Ereignissen. Sinclair (1994) erzielte mit seinem Niederschlagsmodell die besten Simulationsergebnisse für ein einzelnes Extremereignis mit Summen von über 350 mm in den Bergen der Nordinsel Neuseelands bei einem horizontalen Gitterabstand von 10 km. Der Korrelationskoeffizient zwischen Messdaten und Simulationsdaten betrug in diesem Fall 0.84. Initialisiert wurde das Modell durch Reanalysen eines größerskaligen Vorhersagemodells. Das gleiche Niederschlagsmodell wurde von Thompson et al. (1997) verwendet, um die Jahresniederschlagssummen aus einzelnen Radiosondenaufstiegen ebenfalls für die Nordinsel von Neuseeland zu berechnen. Die simulierten Niederschlagsmuster wurden durch Anwendung einer multivariaten Regression mit Niederschlagsmessungen kalibriert. Mittlere Summen des Gebietsniederschlags, abgeschätzt aus Abflüssen von Einzugsgebieten, konnten mit Fehlern zwischen 5% und 10% reproduziert werden.

### 3 Das Niederschlagsmodell

Die Bestimmung von Starkniederschlagssummen über dem orografisch gegliederten Gelände Südwestdeutschlands erfolgt in dieser Arbeit anhand von Modellsimulationen. Das dafür entwickelte Niederschlagsmodell soll in dem folgenden Kapitel ausführlich beschrieben werden. Außerdem werden Modellsimulationen für eine idealisierte Orografie vorgestellt.

Das dreidimensionale Windfeld wird für die Überströmung eines Bergs in isotheren Koordinaten (konstantes spezifisches Volumen) unter Annahme hydrostatischer Bedingungen berechnet. Die als stationär angenommenen Ausgangsgleichungen werden durch Linearisierung und mit einem Fourier Integral gelöst. Aus den simulierten orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten ergeben sich über einen Sättigungsadjustierungs-Ansatz Niederschlagsintensitäten am Boden. Mikrophysikalische Prozesse werden durch einfache Parametrisierungsansätze beschrieben. Verschiedene Effekte wie die Verdriftung der Hydrometeore und die Abnahme der Feuchte im Lee finden zusätzlich Berücksichtigung.

#### 3.1 Lineares Strömungsmodell

Das Strömungsmodell berechnet das dreidimensionale Windfeld in Abhängigkeit von der Schichtungsstabilität und der Anströmung. Da für die Lösung des Gleichungssystems ein Fourier-Ansatz verwendet wird, kann eine beliebige Orografie in Form von digitalen Geländedaten vorgegeben werden.

##### 3.1.1 Das Gleichungssystem in isotheren Koordinaten

Die Formulierung des Gleichungssystems für das lineare Modell erfolgt in Anlehnung an die Arbeiten von Smith für die Überströmung eines isolierten Bergs in isotheren Koordinaten (1988; 1989). Als Ausgangsgleichungen werden hier die Eulergleichungen in einer Formulierung für ein rotierendes, bezüglich der Erdoberfläche festes kartesisches Koordinatensystem, die hydrostatische Approximation sowie die Kontinuitätsgleichung (u.a. Batchelor, 1967; Pielke, 1994) verwendet. Unter Annahme von Stationarität ( $\partial \vec{v} / \partial t = 0$ ) und Inkompressibilität des Mediums ( $d\rho/dt = 0$ ) ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v \quad (3.1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3.4)$$

Dabei sind  $u, v$  die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten,  $w$  die vertikale Komponente,  $\rho$  die Dichte,  $p$  der Luftdruck,  $g$  die Schwerkraftbeschleunigung und  $f$  der Coriolis-Parameter.

Die Gleichungen (3.1) bis (3.4) werden in ein nicht-kartesisches, isosteres Koordinatensystem mit dem spezifischen Volumen  $\alpha$  ( $= 1/\rho$ ) als Vertikalkoordinate transformiert. Der Grund für diese Transformation liegt in der unteren Randbedingung, die für die Lösung des Gleichungssystems benötigt wird. Im  $z$ -System wird sie meist als kinematische Bedingung in der Form

$$w = \vec{v} \cdot \nabla h \quad \text{für} \quad z = 0 \quad (3.5)$$

formuliert (Smith, 1980; Adrian, 1994). Unter dieser Bedingung werden die topografischen Erhebungen im Modellgebiet von den untersten Rechenflächen durchgeschnitten. Für flache Erhebungen bis zu wenigen Metern ist dieser Ansatz gerechtfertigt, jedoch nicht für Berge mit einer Vertikalerstreckung von mehreren hundert Metern. Im  $\alpha$ -System lautet die untere Randbedingung hingegen:

$$\phi(x, y, \alpha_0) = gh(x, y) \quad (3.6)$$

mit  $\phi$  als Geopotential und  $\alpha_0$  als unterste isostere Fläche, der die Strömung in Bodennähe folgt. Diese Randbedingung ist auch für größere Erhebungen exakt erfüllt.

Rein formal wird die Transformation ins  $\alpha$ -System analog zur Transformation in das isentrope  $\theta$ -System durchgeführt (Thorsteinsson, 1989). Notwendige Bedingung ist auch hier die Gültigkeit der hydrostatischen Approximation. Allgemein muss bei Koordinatentransformationen die Modellphysik erhalten bleiben (Jacobson, 1999; Haltiner und Williams, 1980).

Im  $\alpha$ -System bleibt die Dichte unter Annahme eines inkompressiblen Mediums bei orografisch erzwungener Hebung konstant. Die isosteren Flächen mit  $\alpha = \text{const.}$  können daher als Stromlinien betrachtet werden. Unter Berücksichtigung der Transformationsvorschriften lautet das Gleichungssystem damit

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{\alpha} + v \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\alpha} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{\alpha} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{\alpha} - f v = 0 \quad (3.7)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_{\alpha} + v \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{\alpha} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \Big|_{\alpha} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{\alpha} + f u = 0 \quad (3.8)$$

$$\alpha \frac{\partial p}{\partial \alpha} + \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} = 0 \quad (3.9)$$

$$\vec{v}_h \cdot \nabla_{\alpha} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} \right) + \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} \nabla_{\alpha} \cdot \vec{v}_h = 0. \quad (3.10)$$

Der Index  $\alpha$  bedeutet, dass die Differenziation auf Flächen mit  $\alpha = \text{const.}$  durchgeführt wird. Die beiden Terme an dritter und vierter Stelle der linken Seite von Gleichung (3.7) lassen sich zusammenfassen zu  $\frac{\partial}{\partial x}(p\alpha + \phi) = \frac{\partial}{\partial x}(RT + \phi) = \frac{\partial}{\partial x}M$  (analog auch bei Gl. 3.8). Dabei ist  $M = RT + \phi$  ähnlich dem im  $\theta$ -System an dieser Stelle auftretenden Montgomery-Potential. Im Unterschied dazu erscheint hier anstatt der inneren Energie  $u = c_p T$  (bei  $c_p = \text{const.}$ ) die mechanische Arbeit  $p\alpha = RT$  als Differenz zwischen Enthalpie  $h$  und innerer Energie  $u$ .

### 3.1.2 Linearisierung und Lösung des Gleichungssystems

Um das Gleichungssystem (3.7) bis (3.10) lösen zu können, werden die einzelnen Gleichungen linearisiert. Zu diesem Zweck erfolgt eine Zerlegung der Variablen in einen Grundzustand  $\Pi$  und Abweichungen  $\pi'$  davon (Pielke, 1994), die so in das Gleichungssystem eingesetzt werden. Die Richtung des Grundstroms mit konstanter Geschwindigkeit  $U$  verläuft dabei in positive  $x$ -Richtung:

$$\begin{aligned} u &= U + u' \\ v &= v' \\ p &= P(\alpha) + p' \\ \phi &= \Phi(\alpha) + \phi'. \end{aligned}$$

Es wird vorausgesetzt, dass die Störungen klein gegenüber dem Grundzustand sind, so dass die Produkte von Störgrößen gegenüber den anderen Termen der Gleichungen vernachlässigbar sind. Nach Subtraktion der Gleichungen für den Grundzustand erhält man aus den Gleichungen (3.7) bis (3.10), in welche die aufgespalteten Variablen eingesetzt wurden, das folgende linearisierte System:

$$U \frac{\partial u'}{\partial x} \Big|_{\alpha} + \alpha \frac{\partial p'}{\partial x} \Big|_{\alpha} + \frac{\partial \phi'}{\partial x} \Big|_{\alpha} - f v' = 0 \quad (3.11)$$

$$U \frac{\partial v'}{\partial x} \Big|_{\alpha} + \alpha \frac{\partial p'}{\partial y} \Big|_{\alpha} + \frac{\partial \phi'}{\partial y} \Big|_{\alpha} + f u' = 0 \quad (3.12)$$

$$\alpha \frac{\partial p'}{\partial \alpha} + \frac{\partial \phi'}{\partial \alpha} = 0 \quad (3.13)$$

$$U \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial \alpha} \Big|_{\alpha} + \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \Big|_{\alpha} + \frac{\partial v'}{\partial y} \Big|_{\alpha} \right) = 0. \quad (3.14)$$

Im Folgenden werden die beiden Coriolis-Terme in den Gleichungen (3.11) und (3.12) vernachlässigt, weil sie Abschätzungen zufolge bei den hier untersuchten Strömungssituationen gegenüber den anderen Termen sehr klein sind. Damit ist das Gleichungssystem formal identisch mit dem, welches Smith (1988; 1989) in seinen Arbeiten verwendete. Aus der Definitionsbeziehung für die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  im  $\alpha$ -System und der hydrostatischen Approximation (Gl. 3.13) folgt für die Ableitung des Geopotentials in Gleichung (3.14):  $\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} = \frac{g^2}{N^2 \alpha} = \text{const.}$  Unter Annahme eines Grundzustands mit  $U = \text{const.}$  und  $N = \text{const.}$  ergibt sich daraus:

$$\frac{\partial^4 \phi'}{\partial x^2 \partial \alpha^2} + \frac{g^2}{U^2 N^2 \alpha^2} \left( \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (3.15)$$

Gleichung (3.15) kann umgeschrieben werden in eine ungestörte Höhenkoordinate  $z_u$  und vertikale Verschiebungen  $\eta = \frac{\phi'}{g}$  von diesem Niveau aus (siehe Skizze 3.1), wenn

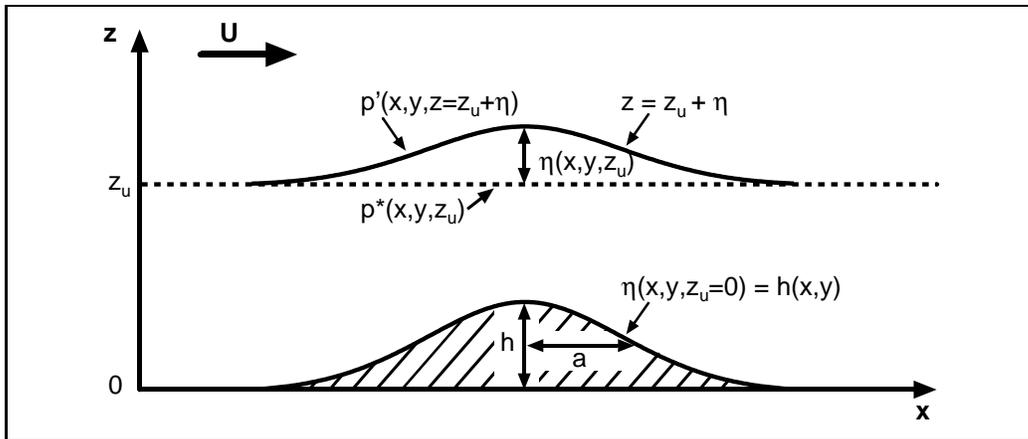


Abbildung 3.1: Skizze der linearen Überströmung eines Glockenbergs. Eingezeichnet ist die Stromlinie in der Höhe  $z$  mit der vertikalen Verschiebung  $\eta$  und den Drücken  $p^*$  (Druckstörung auf der  $z_u$ -Fläche) und  $p'$  (Druckstörung auf der  $\alpha$ -Fläche).

definiert wird  $\alpha = \alpha(z_u)$  und  $\eta = z - z_u$ . Mit der Boussinesq-Approximation und der Transformationsbeziehung  $d\alpha = \frac{N^2\alpha_0}{g}dz_0$ , die aus der Brunt-Väisälä-Frequenz im  $\alpha$ -System folgt, ergibt sich:

$$\frac{\partial^4 \eta}{\partial x^2 \partial z_u^2} + \frac{N^2}{U^2} \left( \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) = 0. \quad (3.16)$$

Die untere Randbedingung wird dabei zu

$$\eta(x, y, z_u = 0) = h(x, y) \quad (3.17)$$

Die unterste Stromlinie im  $\alpha$ -System ist damit exakt geländefolgend. Die Berechnung aller weiterer Größen erfolgt auf den Flächen  $\alpha = \text{const.}$  (bzw.  $z = z_u + \eta$ ), auf denen die Stromlinien liegen.

Mit der unteren Randbedingung (3.17) lässt sich die Form der Orografie als Geländehöhe  $h(x, y)$  in das System einführen. Zur Lösung von Gleichung (3.16) und (3.17) wird  $\eta(x, y, z)$  durch das zweidimensionale Fourier Integral

$$\eta(x, y, z_u) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(k, l) e^{imz_u} e^{i(kx+ly)} dk dl \quad (3.18)$$

ausgedrückt, in dem  $\tilde{h}$  die Fouriertransformierte der Orografie, also

$$\tilde{h}(k, l) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) e^{-i(kx+ly)} dx dy \quad (3.19)$$

ist und  $k, l$  bzw.  $m$  horizontale bzw. vertikale Wellenzahlen sind. Werden die Fourier Integrale der Gleichungen (3.18) und (3.19) in Gleichung (3.16) eingesetzt, erhält man eine Bestimmungsgleichung für die vertikale Wellenzahl  $m$  als Funktion der horizontalen Wellenzahlen  $k$  und  $l$ , die als Dispersionsgleichung bezeichnet wird:

$$m(k, l) = \frac{N}{U} \left( \frac{k^2 + l^2}{k^2} \right)^{0.5} (-\text{sgn}(k)). \quad (3.20)$$

In der Dispersionsgleichung explizit enthalten ist die obere Randbedingung als Strahlungsbedingung, ausgedrückt durch die Gleichheit der Vorzeichen der beiden Wellenzahlen  $m$  und  $k$ . Dadurch wird sichergestellt, dass Störungen, die durch die Überströmung der Orografie am Boden erzeugt werden, nach oben abstrahlen.

Durch die Orografie werden in erster Linie Wellen erzeugt, bei denen der Betrag der horizontalen Wellenzahl  $\vec{k}_h$  dem Inversen der Halbwertsbreite des Bergs entspricht:  $|\vec{k}_h| = \sqrt{k^2 + l^2} \approx 1/a$ . Damit die hydrostatische Approximation noch Gültigkeit besitzt, müssen die vertikalen Wellenlängen deutlich größer sein als die Strecke, die während einer Schwingungsperiode als Folge der Auftriebskräfte stromab erreicht wird,  $U/N$  (Smith, 1980):

$$|\vec{k}_h|^{-1} = (k^2 + l^2)^{-1/2} \approx a \gg \frac{U}{N}. \quad (3.21)$$

Bei Bergen mit einer großen Halbwertsbreite  $a$  kann daher von einer hydrostatischen Überströmung ausgegangen werden, während bei Bergen mit geringem  $a$  nicht-hydrostatische Effekte auftreten können.

Wird die Orografie durch eine analytische Funktion beschrieben, kann Gleichung (3.18) unter bestimmten Bedingungen analytisch gelöst werden. Die analytischen Lösungen erlauben es dann, die Charakteristik der Strömung bei verschiedenen Grundzuständen direkt auf die einzelnen Terme der Lösung zurückzuführen (Smith, 1980; Kottmeier und Stuckenberg, 1986; Timmermann et al., 1999).

In den meisten Arbeiten über lineare Strömungsmodelle wird als Orografie ein idealisierter Berg vorgegeben. In der vorliegenden Arbeit hingegen soll das Windfeld über einer realen Orografie bestimmt werden. Dazu muss eine Lösung des Integrals in Gleichung (3.18) numerisch erfolgen. Als schnelles und hinreichend genaues Lösungsverfahren wird ein zweidimensionaler Fast-Fourier Transformationsalgorithmus (FFT) nach Cooley und Tuckey (1965) verwendet (Press, 1994; Brigham, 1997). Die notwendigen Rechenschritte sind im Anhang (A.1) aufgeführt.

Durch den FFT-Algorithmus sind periodische Randbedingungen an den horizontalen Rändern implizit vorgegeben (Pielke, 1994). Störungen, die im Modellgebiet auf der Lee-Seite auftreten, werden auf die Luv-Seite des Modellgebiets übertragen. Um dieses unphysikalische Verhalten zu vermindern, muss das Modellgebiet an den Seiten unter Vorgabe einer homogenen Orografie entsprechend vergrößert werden. Dadurch können im Modellinneren induzierte Störungen zum Rand hin abklingen und treten auf der Anströmseite nicht oder nur stark gedämpft wieder auf.

### Strömung bei Sättigung

Kondensationsprozesse haben einen wesentlichen Einfluss auf die Charakteristik der orografisch modifizierten Strömung, die bei dem hier verwendeten Modellkonzept

nur angenähert berücksichtigt werden können. Hebungsprozesse, die mit Kondensation verbunden sind, verlaufen nicht mehr trockenadiabatisch bei konstanter potentieller Temperatur, sondern in erster Näherung feuchtadiabatisch bei Erhaltung der pseudopotentiiellen Temperatur. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Luftmassen immer gesättigt sind und die bei Hebung gebildeten Kondensationsprodukte instantan das betrachtete Luftvolumen verlassen. Das Freisetzen von latenter Wärme und die damit verbundene Erwärmung der Luftmassen führt zu einer Destabilisierung der Luftschichtung. Die Folge ist, dass die direkte Überströmung der Hindernisse erleichtert wird. Eine Umströmung oder die Ausbildung von Leewellen als Folge von vertikalen Verschiebungen in einer bewölkten Atmosphäre treten kaum noch auf. Bedingt durch die höheren orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten im Falle einer direkten Überströmung nimmt die Intensität des orografisch induzierten Niederschlags zu (Rotunno und Ferretti, 2001).

Bei dem vorliegenden Gleichungssystem und seiner Lösung (Gl. 3.18 bis 3.20) wurde eine trockene Atmosphäre vorausgesetzt. Die vertikale Wellenzahl  $m$  ist dabei proportional zur Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$ :

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}. \quad (3.22)$$

Diese beschreibt die Kreisfrequenz der Schwingung eines Luftteilchens um seine Ruhelage bei stabiler Schichtung der Atmosphäre ( $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ ) ohne Berücksichtigung von Kondensationsprozessen. Unter Verwendung der Gleichung für ein ideales Gas und der hydrostatischen Approximation ergibt sich:

$$N = \sqrt{\frac{g}{T} \left( \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_N} - \Gamma_t \right)}. \quad (3.23)$$

In diesem Fall ist  $\Gamma_t = -\frac{g}{c_p}$  der trockenadiabatische Temperaturgradient. Der Gradient der potentiellen Temperatur wird zwischen dem Boden und einer Höhe  $z_N$ , die in Abschnitt 5.4 näher quantifiziert wird, bestimmt.

Für die Modellierung von Starkniederschlägen bei Gebirgsüberströmung kann zumindest in den unteren Luftschichten bis  $z_N$  von annähernd gesättigten Bedingungen und einer feuchtadiabatischen Hebung ausgegangen werden. Deshalb wird die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  für gesättigte Bedingungen verwendet, indem nun der trockenadiabatische Temperaturgradient  $\Gamma_t$  durch den feuchtadiabatischen  $\Gamma_f$  ersetzt wird (Dutton, 1986):

$$\begin{aligned}
N_f &= \sqrt{\frac{g}{T} \left( \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_N} - \Gamma_f \right)}, \\
\Gamma_f &= \Gamma_t \left( 1 + \frac{L_v r_{vs}}{R_d T} \right) \left( 1 + \frac{L_v^2 r_{vs}}{c_p R_v T^2} \right)^{-1}.
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Dabei bezeichnet  $L_v$  die Verdampfungswärme,  $r_{vs}$  das Sättigungsmischungsverhältnis,  $R_d$  und  $R_v$  die Gaskonstanten für trockene Luft bzw. für Wasserdampf und  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck für trockene Luft. Nach Durran und Klemp (1982) stellt Gleichung (3.24) eine gute Approximation der tatsächlichen Brunt-Väisälä-Frequenz für gesättigte Bedingungen dar. Die Abweichungen zwischen der Approximation und den tatsächlichen Werten werden umso größer, je höher die Temperatur ist.

Da in den unteren Atmosphärenschichten  $\Gamma_f < \Gamma_t$  gilt und in Situationen während stratiformer Starkniederschläge in der Regel der vertikale Temperaturgradient  $\partial T/\partial z < 0$  ist, ergibt sich  $N_f \ll N$ . Bei gleichem Temperaturgradienten hat also die Luftschichtung unter gesättigten Bedingungen eine deutlich geringere Stabilität als unter ungesättigten Bedingungen.

### 3.1.3 Bestimmung des Windfelds

Wie anhand der Bewegungsgleichungen (3.11) und (3.12) ersichtlich ist, resultieren Störungen des horizontalen Geschwindigkeitsfelds  $u'$  und  $v'$  aus Druckstörungen  $p'$  auf  $\alpha$ -Flächen, die wiederum mit den vertikalen Verschiebungen  $\eta$  verbunden sind. Zur Berechnung des horizontalen Geschwindigkeitsfelds ist daher die Bestimmung des Druckfelds notwendig. Die gesuchte Gleichung für die Druckstörungen  $p'(x, y, z)$  ist bei Smith (1988) angegeben, die genaue Herleitung findet sich in Anhang A.2. In Erweiterung zu Smith (1988; 1989) werden in dieser Arbeit die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  aus den integrierten Bewegungsgleichungen ermittelt.

Unter der Annahme, dass die Dichte nur von der Höhe abhängt,  $\rho = \rho(z)$ , können die Bewegungsgleichungen (3.11) und (3.12) nach  $x$  integriert werden. Als Randbedingung gilt dabei  $u'(0, y, z) = p'(0, y, z) = \phi'(0, y, z) = 0$ . Daher muss die Integrationskonstante ebenfalls null sein. Die von 0 nach  $x$  integrierte Bewegungsgleichung für die  $u$ -Komponente (3.11) lautet damit:

$$Uu' + \frac{1}{\rho}p' + \phi' = 0. \quad (3.25)$$

Unter Berücksichtigung von  $\phi' = g\eta$  folgt daraus

$$u' = -\frac{1}{\rho U}p' - \frac{g}{U}\eta.$$

Mit der Bestimmungsgleichung für die Druckstörungen nach Anhang A.2 (Gl. A.14),

$$p' = \rho_0 (N^2 I_\eta - g\eta) \quad \text{mit} \quad I_\eta = \int_{z_u}^{\infty} \eta dz'$$

ergibt sich daraus

$$u'(x, y, z) = -\frac{\rho_0 N^2}{\rho U} I_\eta(x, y, z_u) - \frac{g}{U} \eta(x, y, z_u) \left( \frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right). \quad (3.26)$$

Das Dichteverhältnis ist dabei:  $\frac{\rho_0}{\rho} = (1 - \frac{N^2}{g}z)^{-1}$  (Gl. A.6 in Anhang A.2). Für niedrige Brunt-Väisälä-Frequenzen  $N$ , wie sie im Zusammenhang mit stratiformen Starkniederschlägen auftreten (Größenordnung  $N = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ; siehe auch Abb. 6.5), ist das Verhältnis ungefähr eins, so dass unter diesen Bedingungen für Gleichung (3.26) die Approximation gilt:

$$u'(x, y, z) \approx -\frac{N^2}{U} I_\eta(x, y, z_u) \quad (3.27)$$

Die Gleichungen (3.26) oder (3.27) sind direkt lösbar, wenn das Integral  $I_\eta$  numerisch bestimmt wird. Dies erfolgt hier durch einen zweidimensionalen FFT-Algorithmus.

Die Integration der Bewegungsgleichung für die  $v$ -Komponente (3.12) liefert:

$$v' = -\frac{1}{U\rho} \int_0^x \frac{\partial p'}{\partial y} dx - \frac{g}{U} \int_0^x \frac{\partial \eta}{\partial y} dx. \quad (3.28)$$

Auch hier gelten die Randbedingungen  $v'(x, 0, z) = p'(x, 0, z) = \phi'(x, 0, z) = 0$ . Daher muss auch hier die Integrationskonstante identisch null sein. Die Lösung dieser Gleichung kann nur numerisch erfolgen. Dabei werden erst die Ableitungen nach  $y$  berechnet, anschließend erfolgt die Integration nach  $x$ .

Zu diesem Zweck erfolgt eine Approximation die Differenzialquotienten durch Differenzenquotienten. Für das innere Gitter werden zentrierte Differenzen nach der

Dreipunkte-Mittelpunkt-Gleichung, für den Rand auf- bzw. absteigende Differenzen nach der Dreipunkte-Endpunkt-Gleichung verwendet (Faires und Burden, 1994). An der Stelle  $y_i$  berechnen sich danach die Druckstörungen der Gleichung (3.28) durch:

$$\begin{aligned}\frac{\partial p'(y_i)}{\partial y} &= \frac{1}{2\Delta y} [p'(y_{i+1}) - p'(y_{i-1})] && \text{(Mitte)} \\ \frac{\partial p'(y_i)}{\partial y} &= \frac{1}{2\Delta y} [-3p'(y_i) + 4p'(y_{i+1}) - p'(y_{i+2})] && \text{(Rand)}\end{aligned}$$

Ebenso wird für die Ableitungen nach  $\eta$  verfahren.

Die Berechnung der Integrale in Gleichung (3.28) erfolgt numerisch mit Hilfe der zusammengesetzten Trapezregel (Faires und Burden, 1994). Dabei wird der Wert von  $v'$  an der Position  $x_i$  durch die Summe von  $v'$  an der vorhergehenden Position  $x_{i-1}$  und dem linearen Interpolationspolynom approximiert:

$$\begin{aligned}v'(x_i) = v'(x_{i-1}) &- \frac{1}{\rho U} \frac{\Delta x}{2} \left( \frac{dp'(x_i)}{dy} + \frac{dp'(x_{i-1})}{dy} \right) \\ &- \frac{g}{U} \frac{\Delta x}{2} \left( \frac{d\eta'(x_i)}{dy} + \frac{d\eta'(x_{i-1})}{dy} \right) && (3.29)\end{aligned}$$

Die Integration erfolgt in  $x$ -Richtung von 0 bis  $x$  unter der Annahme, dass die Geschwindigkeitsstörungen  $v'(x=0, y, z) = 0$  sind.

Die vertikale Windgeschwindigkeit  $w'$  schließlich wird unter Annahme eines inkompressiblen Mediums über die kinematische Bedingung

$$w' = \vec{v}_h \cdot \nabla_h \eta = (U + u') \frac{\partial \eta}{\partial x} + v' \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (3.30)$$

bestimmt. Für die Berechnung werden auch hier die Differenziale durch zentrierte Differenzen approximiert. Damit kann das dreidimensionale Windfeld mit den Geschwindigkeitskomponenten  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  als Folge der induzierten Druckstörungen  $p'$  in Abhängigkeit von der Höhe  $z_u$  an jeder Stelle des Modellgebiets bestimmt werden.

### 3.1.4 Reale Orografie

Durch den FFT-Algorithmus zur Lösung der Integrale (3.18) und (3.19) ist es möglich, eine beliebige, an diskreten Gitterpunkten definierte Orografie dem Modell

vorzugeben. Diese wird in Form von digitalen Geländedaten über die untere Randbedingung (Gl. 3.17) in das System eingeführt.

Bei der Definition des Grundzustands zur Linearisierung des Gleichungssystems (3.7) bis (3.10) wurde vorausgesetzt, dass die ungestörte Anströmung in  $x$ -Richtung verläuft. Andere Richtungen können dadurch realisiert werden, dass das 2-D Rechengitter mit den digitalen Geländedaten entsprechend der Windrichtung gedreht wird. Die dafür notwendigen Schritte sind schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Als erstes wird das Gitter mit den digitalen Geländedaten  $h_{ij}$  (Abb. 3.2a) in die Mitte eines erweiterten Gitters gesetzt, dessen Länge und Breite mindestens der Diagonalen des Ausgangsgitters entspricht (Abb. 3.2b). Je nach Anströmrichtung wird

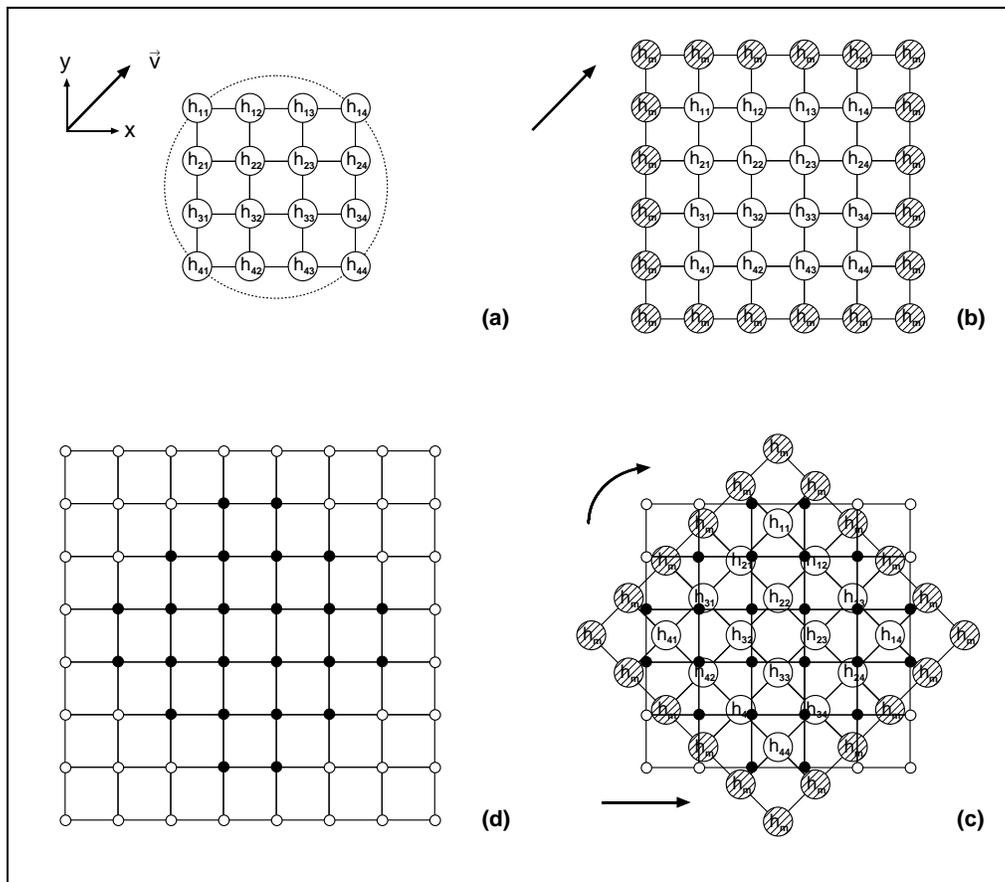


Abbildung 3.2: Rechengitter mit digitalen Geländedaten  $h_{ij}$  (a). Entsprechend der Anströmrichtung (Pfeil) wird das vergrößerte Gitter (b) um einen festen Winkel gedreht und auf die neuen Gitterpunkte (schwarze Knoten) interpoliert (c). Anschließend wird es für die FFT am Rand bis  $2^n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) vergrößert (weiße Knoten) (d).

anschließend eine Drehung des gesamten Gitters um  $\beta = -dd - 90^\circ$  für  $0 < dd \leq 90^\circ$  bzw.  $\beta = -dd + 270^\circ$  für  $90 < dd \leq 360^\circ$  mit  $dd$  als Windrichtung durchgeführt. Die Werte an den neuen Gitterpunkten werden aus den benachbarten vier Gitterpunkten, am Rand der Orografie aus den benachbarten zwei Werten des gedrehten Gitters interpoliert (in Abb. 3.2c durch die schwarzen Punkte dargestellt). Die Interpolation ist dabei umgekehrt proportional zum quadratischen Abstand zwischen den einzelnen Punkten. Anschließend wird das gedrehte Gitter in die Mitte eines großen Gitters mit  $2^n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) Punkten gesetzt (Abb. 3.2d), das anschließend durch einen FFT-Algorithmus transformiert wird. Das Gitter muss dabei ausreichend groß sein, damit die Beiträge aller Fourierkomponenten zum Rand hin abklingen können. Bei den hier verwendeten Orografiedaten mit  $100 \times 100$  Werten hat das erweiterte Gitter eine Dimension von  $256 \times 256$  Punkten. Um hohe Gradienten am Übergangsbereich zwischen den erweiterten Punkten und den Orografiedaten und daraus resultierende Störungen zu vermeiden, werden die erweiterten Gitterpunkte vom Rand der Orografie bis nach außen linear auf einen mittleren Wert abgesenkt. Die mit dem Modell berechneten 3-D Gitternetze mit der vertikalen Verschiebung  $\eta$  und den Windkomponenten  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  werden anschließend um den entsprechenden Winkel zurückgedreht. Auf diese Weise ist eine beliebige Anströmrichtung unter Beibehaltung der beschriebenen Gleichungen möglich.

## 3.2 Niederschlagsberechnung

Aus den simulierten Vertikalgeschwindigkeiten werden mit Hilfe von Vertikalprofilen der Temperatur und der Feuchte spezifische Kondensationsraten und daraus Niederschlagsintensitäten am Boden berechnet. Verschiedene Effekte wie die Verdriftung der Hydrometeore durch den mittleren Wind oder die Abnahme der Feuchte im Lee werden durch empirische Ansätze berücksichtigt.

### 3.2.1 Basismodell

Wird ein feuchtes Luftvolumen ohne Energieaustausch mit der Umgebung gehoben, kommt es durch die Expansion des Gases zunächst zu einer trockenadiabatischen Abkühlung, bis schließlich bei Erreichen des Taupunkts die Kondensation der bis dahin annähernd konstanten absoluten Feuchte einsetzt. Wenn das Kondensat bei weiterer Hebung irreversibel dem Luftvolumen entzogen wird, nimmt die Temperatur und die Feuchte entsprechend der pseudoadiabatischen Abkühlung ab. Nimmt

man nun an, dass das Kondensat instantan Niederschlagspartikel (Tropfen oder Eis) bildet, die ohne zeitliche Verzögerung zu Boden fallen, kann der Niederschlag am Boden durch das Integral der Kondensationsrate vom Hebungs-kondensationsniveau (HKN) aus bis in die Höhe  $z = \infty$  mit

$$R = \frac{1}{\rho_w} \int_{HKN}^{\infty} -\frac{d\rho_{vs}}{dt} dz = \frac{1}{\rho_w} \int_{HKN}^{\infty} -\frac{dr_{vs}}{dt} \rho dz \quad (3.31)$$

ausgedrückt werden (Smith, 1979; Rotunno und Ferretti, 2001). Hierbei ist  $\rho_{vs}$  die Sättigungsdampf-dichte,  $\rho$  die Dichte der feuchten Luft,  $\rho_w$  die Dichte von Flüssigwasser ( $\approx 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ) und  $r_{vs}$  das Sättigungsmischungsverhältnis. Das HKN gibt an, in welcher Höhe ein Luftvolumen mit feuchter Luft bei trockenadiabatischer Hebung Sättigung erreicht und damit Kondensation einsetzt.

Die Berechnung des Integrals (3.31) erfolgt im Modell numerisch mit Hilfe der Trapezregel (Faires und Burden, 1994). Als obere Integrationsgrenze wird die oberste Höhe  $z = z_u + \eta$  des linearen Modells gewählt, die untere Integrationsgrenze folgt aus der Höhe des HKN.

Die Kondensationsrate in Gleichung (3.31) kann entsprechend der Eulerschen Zerlegung unter Annahme stationärer Verhältnisse ( $\partial/\partial t = 0$ ) und vernachlässigbarer Advektion in  $x$ - und  $y$ -Richtung gegenüber der  $z$ -Richtung durch die Advektion in vertikaler Richtung mit

$$\frac{dr_{vs}}{dt} = \frac{\partial r_{vs}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla r_{vs} = w \frac{\partial r_{vs}}{\partial z} \quad (3.32)$$

ausgedrückt werden. Der durch Gleichung (3.31) bestimmte Niederschlag ist damit direkt proportional zum Integral über die Vertikalbewegung  $w$  der gesättigten Luft (Collier, 1975; Alpert, 1986; Barry, 1992). Diese Vertikalbewegung setzt sich zusammen aus der großräumigen synoptischen und der orografisch induzierten Hebung.

Die Bestimmung der Kondensationsrate  $dr_{vs}/dt$  als Folge der pseudoadiabatischen Hebung folgt weitestgehend der Herleitung nach Haltiner und Williams (1980), die im Folgenden kurz dargestellt werden soll.

Das Sättigungsmischungsverhältnis  $r_{vs}$  als Verhältnis der Masse von Wasserdampf zu der von feuchter Luft lautet

$$r_{vs} = \frac{R_d}{R_v} \frac{E}{p - E} \approx \frac{R_d}{R_v} \frac{E}{p} \quad (3.33)$$

mit  $R_d$  als Gaskonstante für trockene Luft,  $R_v$  als Gaskonstante des Wasserdampfs,  $E$  als Sättigungsdampfdruck und  $p$  als Luftdruck des Gasgemischs.

Die Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{dE}{E} = \frac{L_v dT}{R_v T^2} \quad (3.34)$$

mit  $L_v$  als Verdampfungswärme in die zeitliche Ableitung der Gleichung (3.33) eingesetzt ergibt:

$$\frac{dr_{vs}}{dt} = r_{vs} \left( \frac{L_v}{R_v T^2} \frac{dT}{dt} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} \right). \quad (3.35)$$

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik lautet in der pseudoadiabatischen Formulierung, also wenn die einzige Wärmequelle das Freiwerden von Kondensationswärme aufgrund der pseudoadiabatischen Hebung ist:

$$\frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{dp}{dt} = -\frac{L_v}{c_p} \frac{dr_{vs}}{dt} \quad (3.36)$$

mit  $c_p$  als spez. Wärme trockener Luft bei konstantem Druck. Die zeitliche Änderung des Drucks  $dp/dt$  kann mit der hydrostatischen Grundgleichung und der Annahme, dass der Druck lokal zeitlich konstant ist und die horizontale Advektion gegenüber der vertikalen vernachlässigt werden kann, approximiert werden durch:

$$\frac{dp}{dt} = \omega = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p \approx w \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g w \quad (3.37)$$

mit  $\omega$  als Vertikalgeschwindigkeit im  $p$ -System. Gleichung (3.36) und (3.37) eingesetzt in (3.35) liefert schließlich mit der Gleichung für ein ideales Gas die gesuchte Bestimmungsgleichung für die Kondensationsrate als Funktion der Temperatur  $T$ , des Sättigungsmischungsverhältnisses  $r_{vs}$  und der Vertikalgeschwindigkeit  $w$ :

$$\frac{dr_{vs}(z)}{dt} = -\frac{r_{vs}(z)}{R_d} \left( \frac{L_v R_d - c_p R_v T(z)}{c_p R_v T(z)^2 + r_{vs}(z) L_v^2} \right) g w(z) = \Psi w(z). \quad (3.38)$$

Dabei handelt es sich um die maximal mögliche Kondensationsrate unter der Annahme, dass das gesamte Kondensat ohne Evaporation ausfällt. Der Term  $\Psi$  beschreibt die Stärke der Kondensation in Abhängigkeit von den Variablen  $T$  und  $r_{vs}$ . Um formal negative Kondensationsraten zu vermeiden, wird der gesamte Term bei einer negativen Vertikalgeschwindigkeit  $w(z)$  auf null gesetzt.

Die Abhängigkeit des Faktors  $\Psi$  von der Höhe ist in Abbildung 3.3 unter Annahme vollständiger Sättigung für verschiedene Werte der äquivalent-potentiellen Temperatur  $\theta_e$ ,

$$\theta_e = \theta \exp\left(\frac{L_v r_{vs}}{c_p T}\right) = T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{R/c_p} \exp\left(\frac{L_v r_{vs}}{c_p T}\right) \quad (3.39)$$

mit  $p_0$  als Referenzdruck von üblicherweise 1000 hPa dargestellt. Wenn das Sättigungsmischungsverhältnis  $r_{vs}$  in Gleichung (3.39) mit Hilfe einer empirischen Formel (z.B. Magnusformel) als Funktion der Temperatur  $T$  ausgedrückt wird, ergibt sich unter Annahme einer konstanten äquivalent-potentiellen Temperatur  $\theta_e$  eine implizite Beziehung zwischen den Druck- und Temperaturwerten. Da die Gleichung nicht explizit nach  $T$  oder  $p$  aufgelöst werden kann, muss für die Berechnung ein numerisches Iterationsverfahren angewendet werden. Dabei wurde das Iterationsverfahren nach Newton-Raphson verwendet (Riley et al., 1998), das sich durch eine schnelle Konvergenz der iterierten Werte auszeichnet. Die Umrechnung von Druck- in Höhenwerte erfolgte mittels der barometrischen Höhenformel. Somit kann  $\Psi$  über die Temperatur  $T(z)$  und das Sättigungsmischungsverhältnis  $r_{vs}(z)$  als Funktion der Höhe  $z$  bestimmt werden.

Der Niederschlagsfaktor  $\Psi$  nimmt in Abbildung 3.3 bei allen Temperaturen mit der Höhe mehr oder weniger stark ab. Die Abnahme erfolgt dabei umso schneller, je niedriger  $\theta_e$  ist. Bei  $\theta_e$  von beispielsweise  $40^\circ\text{C}$ , was einer Lufttemperatur von  $14.3^\circ\text{C}$  in 1000 hPa entspricht, ist  $\Psi$  in 5 km Höhe schon auf ca.  $1/3$  gegenüber dem Wert in der untersten Höhe abgeklungen. Generell ist die Kondensationsrate und damit die Niederschlagsbildung in den unteren Höhen am effektivsten. Je niedriger dabei die Temperaturen sind, desto schwächer ist die Niederschlagsbildung insgesamt und desto stärker ist sie auf die unteren Höhen konzentriert. Dieser Befund deckt sich mit zahlreichen Beobachtungen des Niederschlags (siehe Kap. 2.2.1).

Um die Abhängigkeit des orografisch bedingten Niederschlags von der Feuchte bei Untersättigung der unteren Luftschichten im Modell besser steuern zu können, schlägt Sinclair (1994) für ein ähnliches Niederschlagsmodell die Einführung eines empirischen Feuchtefaktors  $\lambda_s$  vor, der multiplikativ im Integral (3.31) berücksichtigt wird. Dieser Ansatz wird ebenfalls in dem hier vorgestellten Modell verwendet:

$$\lambda_s = \begin{cases} \left(\frac{RF_{850}-0.8}{0.2}\right)^{0.25} & \text{für } RF_{850} \geq 0.8 \\ 0 & \text{für } RF_{850} < 0.8. \end{cases} \quad (3.40)$$

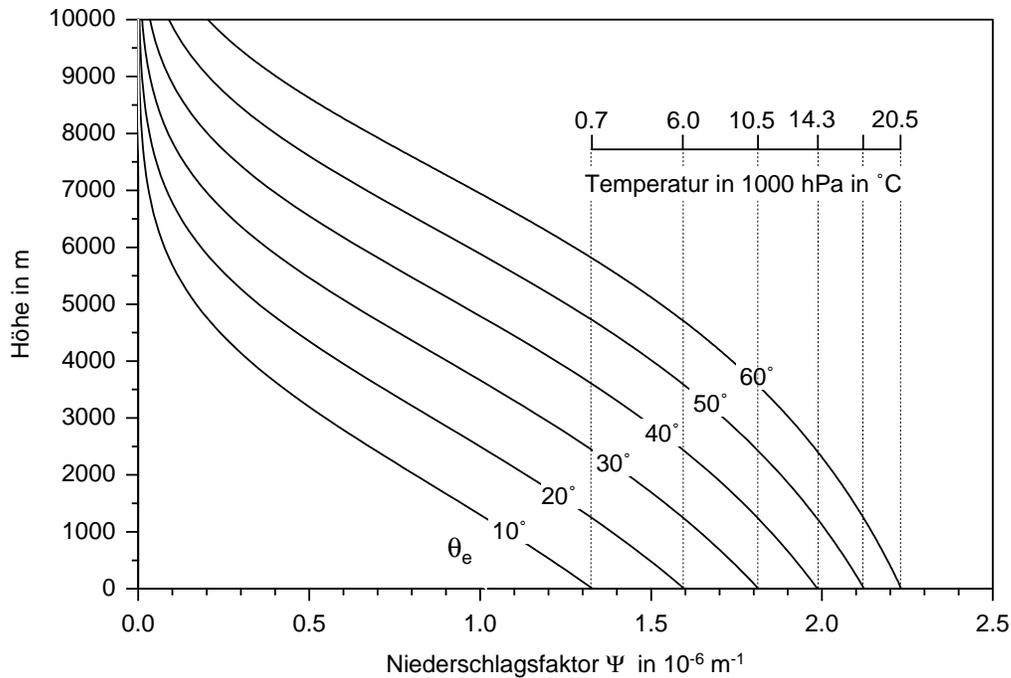


Abbildung 3.3: Niederschlagsfaktor  $\Psi$  nach Gl. (3.38) für verschiedene pseudopotentielle Temperaturen  $\theta_e$  (im Diagramm eingezeichnet). Ebenfalls eingezeichnet sind die entsprechenden Lufttemperaturen in einer Höhe von 1000 hPa.

Dabei ist  $RF_{850}$  die relative Feuchte in 850 hPa. Je geringer diese ist, desto geringer fällt die Niederschlagszunahme aus. Unterhalb eines Schwellenwerts von 0.8 (80 %) findet keine Niederschlagsbildung mehr statt.

Mit diesem Ansatz wird der berechnete Niederschlag, der durch Gleichung (3.31) und (3.38) im Sinne des maximal möglichen Niederschlags bestimmt wurde, insgesamt verringert. Außerdem wird durch den Faktor  $\lambda_s$ , die in Kapitel 2.2.1 beschriebene Niederschlagsabnahme im Lee von Hindernissen aufgrund des bereits ausgerechneten Feuchteanteils der Luft berücksichtigt.

### 3.2.2 Wolkenbildung und Winddrift

Die Annahme, dass bei pseudoadiabatischer Hebung der Luftmassen aus dem Kondensat instantan Niederschlagstropfen gebildet werden, die ohne Zeitverzögerung zu Boden fallen, ist nicht realistisch. Vielmehr erfolgt eine Verfrachtung des Kondensats mit der Strömung während der Dauer, die für die Bildung der niederschlagsfähigen Wolken benötigt wird. Außerdem werden die zu Boden fallenden Hydrometeore ebenfalls um eine gewisse Strecke mit dem horizontalen Wind verfrachtet.

Der Mechanismus der orografisch bedingten Niederschlagsbildung bzw. -verstärkung bei stratiformen Niederschlagssystemen wurde ausführlich in Kapitel 2.2.1 beschrieben. Demzufolge wird in größerer Höhe für die Bildung der Niederschlagsteilchen in den Wolken eine gewisse Zeit benötigt. In den bodennahen Schichten dagegen erfolgt die Niederschlagszunahme im Sinne des „seeder-feeder“ Mechanismus ohne wesentliche Zeitverzögerung.

Die mittlere Formationszeit der Hydrometeore wird im Modell ausschließlich in Abhängigkeit von der Höhe  $z$  (in m) parametrisiert durch den Ansatz

$$t_w(z) = t_k \left( 0.5 + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{z - z_s}{500\text{m}} \right) \right) \quad t_w(z), t_k \text{ in s} \quad (3.41)$$

mit  $t_k$  als Zeit für die Bildung der Wolken in der obersten Höhe und  $z_s$  als Höhe der Schmelzschicht. Es wird dabei nur unterschieden zwischen Eisteilchen, die sich oberhalb der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze bilden, und Regentropfen, die unterhalb der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze gebildet werden. Eine weitergehende Unterscheidung findet nicht statt. Da die arctan-Funktion von  $-\pi/2$  bis  $+\pi/2$  verläuft, nimmt der gesamte Term in der Klammer Werte zwischen 0 und 1 an. Für niedrige Höhen ( $z \rightarrow 0$ ) ist damit die Formationszeit gering, für Höhen oberhalb der Schmelzschicht strebt sie gegen den konstanten, noch festzulegenden Wert von  $t_k$ . Der prinzipielle Verlauf der Formationszeit  $t_w$  ist exemplarisch in Abbildung 3.4 für eine Schmelzschichthöhe von  $z_s = 2500$  m und für eine Bildungszeit der Eiswolken von  $t_k = 1000$  s dargestellt. Die optimalen Werte für  $z_s$  und  $t_k$  wurden in einer Sensitivitätsstudie für verschiedene Niederschlagsereignisse ermittelt (siehe Kap. 5.4).

Während die einzelnen Hydrometeore zu Boden fallen, werden sie um eine bestimmte Strecke mit dem mittleren Wind transportiert. Die Transportstrecke ist dabei abhängig von der Windgeschwindigkeit und der Fallgeschwindigkeit des Niederschlags. Bei letzterer spielt der Aggregatzustand der Hydrometeore (fest, flüssig), die Intensität sowie die Höhe über Meeresniveau eine Rolle.

Gefrorener Niederschlag kann sehr unterschiedliche Formen und Größen annehmen. Vor allem die vorherrschende Temperatur innerhalb der Mischwolke bestimmt, ob sich Eisnadeln, Eisplättchen, Dendriten oder daraus wiederum größere Agglomerate wie Schnee oder Graupel bilden (Pruppacher und Klett, 1997). Bei der Bestimmung ihrer Fallgeschwindigkeit wird häufig von einem Potenzgesetz der Form  $v_t = aD^b$  zwischen dem Durchmesser  $D$  und der Endfallgeschwindigkeit  $v_t$  ausgegangen. Hobbs et al. (1973) beispielsweise unterscheiden in ihrem Niederschlagsmodell vier verschiedene Typen von gefrorenem Niederschlag und variieren entsprechend

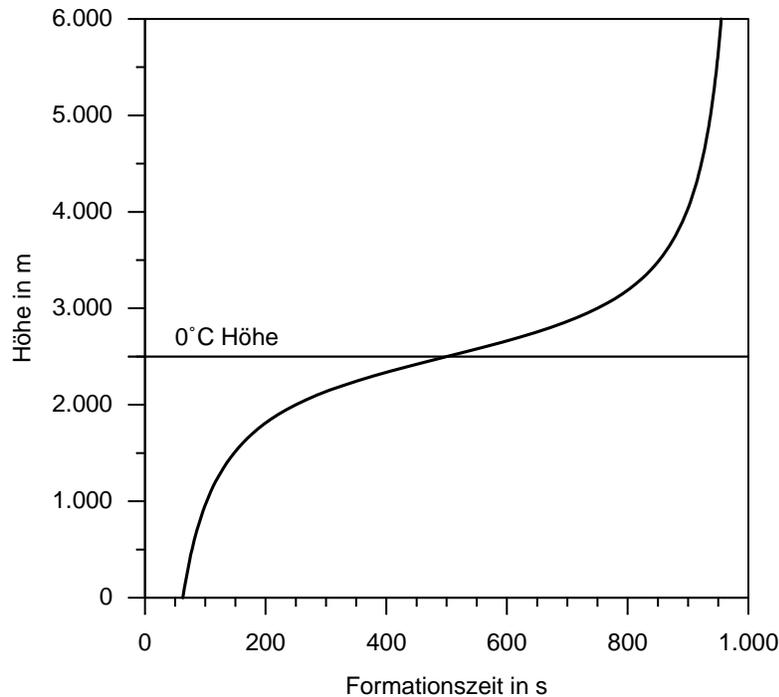


Abbildung 3.4: Formationszeit  $t_w$  für die Bildung von Hydrometeoren als Funktion der Höhe bei einer  $0^\circ\text{C}$ -Grenze in 2500 m Höhe und einer asymptotischen Bildungszeit der Eiswolken von 1000 s.

die Konstanten  $a$  und  $b$  des Potenzgesetzes. Locatelli und Hobbs (1974) bestimmten für verschiedene Eisformen und Agglomerate Fallgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von ihren Hauptachsen. Einige andere Autoren dagegen betrachten eine konstante Fallgeschwindigkeit im Bereich von  $1 \text{ m s}^{-1}$  als gute Näherung im Mittel über alle Eispartikel (z.B. Collier, 1975; Sauvageot, 1992). In dem hier beschriebenen Niederschlagsmodell wird für die Eispartikel eine konstante Fallgeschwindigkeit von  $v_e = 1 - 2 \text{ m s}^{-1}$  angenommen (siehe Kap. 5.4).

Die Fallgeschwindigkeit von Niederschlagstropfen wird entweder ebenfalls in Form eines Potenzgesetzes  $v_t = aD^b$  (z.B. Beard, 1976) oder durch eine andere empirische Gleichung beschrieben (z.B. Atlas et al., 1973). Für Normalbedingungen geben Sekhon und Srivastava (1971) die Koeffizienten des Potenzgesetzes mit  $a = 4.25$  und  $b = 0.6$  für einen mittleren (Median) Durchmesser  $D_0$  an ( $D_0$  in mm,  $v_t$  in  $\text{m s}^{-1}$ ). Unter Annahme eines exponentiellen Tropfenspektrums mit

$$N(D) = N_0 e^{-\Lambda D} \quad N, N_0 \text{ in } \text{mm}^{-1} \text{m}^{-3} \quad (3.42)$$

nach Marshall und Palmer (1948) kann der mittlere Tropfendurchmesser mit der Steigung  $\Lambda$  des Spektrums verknüpft werden durch (Atlas, 1964):

$$\Lambda = \frac{36.7}{D_0} \quad D_0 \text{ in mm, } \Lambda \text{ in mm}^{-1}. \quad (3.43)$$

Für stratiformen Niederschlag leiteten Sekhon und Srivastava (1971) aus Messungen mit einem vertikal ausgerichteten Radar eine Beziehung zwischen der Steigung  $\Lambda$  des Spektrums und der Niederschlagsintensität  $R$  der Form

$$\Lambda = 3.8R^{-0.14} \quad R \text{ in mm h}^{-1} \quad (3.44)$$

ab. Da im Rahmen dieser Arbeit stratiforme Niederschläge simuliert werden, wird diese Beziehung hier anstatt der sonst gebräuchlichen Beziehung nach Marshall-Palmer ( $\Lambda = 4.1R^{-0.21}$ ) verwendet. Aus Gleichung (3.42) und (3.43) sowie einem Potenzansatz für  $v_t(D)$  mit den Werten für  $a$  und  $b$  nach Sekhon und Srivastava (1971) folgt das hier verwendete Fallgeschwindigkeitsgesetz:

$$v_t(z)^* = 4.16R^{0.084} \left( \frac{\rho_0}{\rho(z)} \right)^{0.45} \quad R \text{ in mm h}^{-1}, \quad v_t \text{ in m s}^{-1}. \quad (3.45)$$

Der Dichteterm in der Gleichung führt zu einer Erhöhung der Fallgeschwindigkeit  $v_t$  mit der Höhe, da hier aufgrund der geringeren Luftdichte die Reibung geringer ist (Kunz, 1998).

Damit der Übergang zwischen den verschiedenen Fallgeschwindigkeiten der Eisteilchen und Regentropfen fließend verläuft und so einem langsamen Schmelzen der Hydrometeore Rechnung getragen wird, wird auch hier, analog zur Formationszeit (Gl. 3.41), eine arctan-Funktion verwendet:

$$v_t(z) = v_t(z)^* \left( 0.5 + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{z - z_s}{50\text{m}} \right) \right) \quad (3.46)$$

Abbildung 3.5 zeigt die so bestimmte Fallgeschwindigkeit bei drei verschiedenen Niederschlagsintensitäten als Funktion der Höhe. Die Abnahme der Fallgeschwindigkeit vom 0°C-Niveau zum Boden hin folgt aus dem Dichteterm in Gleichung (3.45).

Die Fallzeit wird jeweils von der obersten Höhe nach unten in Abhängigkeit von der akkumulierten Regenrate (unterhalb der Schmelzschicht) bestimmt. D.h. der Niederschlag der  $k$ -ten Rechenfläche fällt bis zur  $(k-1)$ -ten Fläche mit der Geschwindigkeit in der  $k$ -ten Höhe. Die Falldauer zwischen den einzelnen Rechenflächen wird

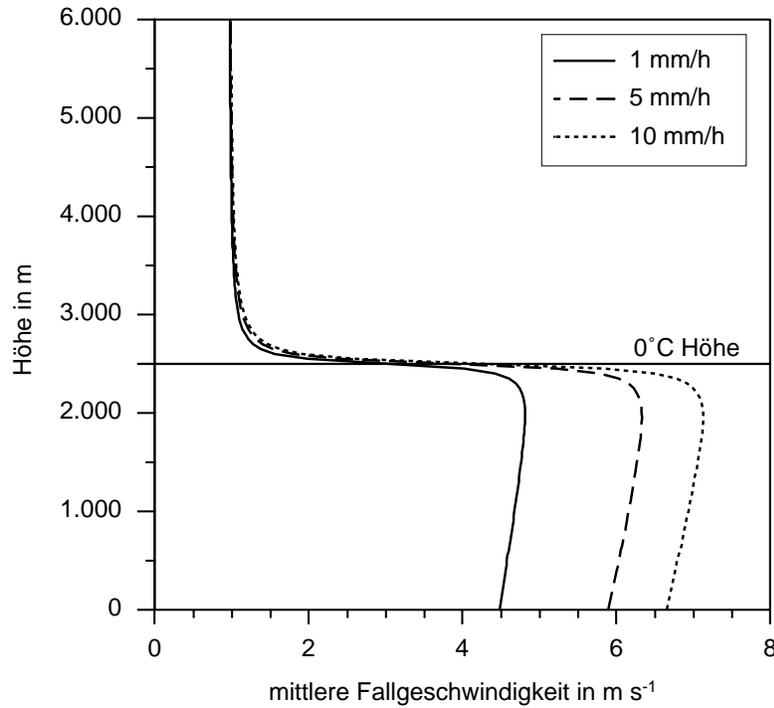


Abbildung 3.5: Mittlere Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore (Regen, Eis) bei einer  $0^\circ\text{C}$  Grenze von 2500 m Höhe für verschiedene Niederschlagsintensitäten.

schließlich aufsummiert und gibt so die Gesamtfallzeit

$$t_g = \sum_{i=1}^k t_i.$$

Da die einzelnen Rechenflächen identisch sind mit den Stromlinien, ist eine Verzögerung oder Beschleunigung der Fallgeschwindigkeit durch Auf- oder Abwinde explizit berücksichtigt.

Im Modell wird aus der Formationszeit  $t_w$  und der Falldauer  $t_g$  der Hydrometeore für jeden Gitterpunkt  $(x_i, y_i, z_i)$ , an dem Kondensation auftritt, die Auftreffposition des Niederschlags am Boden bestimmt. Zur Bestimmung der Auftreffposition wird an jedem Punkt ein Verlagerungsvektor  $\vec{d}$  bestimmt:

$$\vec{d} = \vec{v}_h(t_w + t_g). \quad (3.47)$$

Für die horizontale Verfrachtung wird der mittlere Wind  $\vec{v}_h$  verwendet; ein durch die Orografie modifiziertes Windfeld bleibt dabei unberücksichtigt, da dies bei den

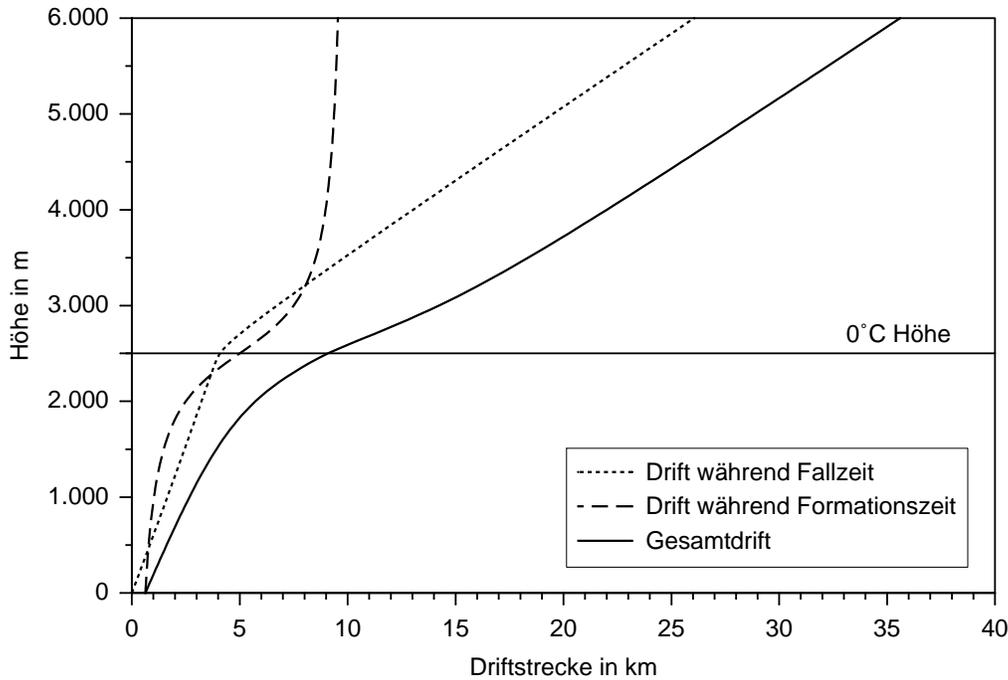


Abbildung 3.6: Drift der Hydrometeore während der Formationszeit und der Fallzeit (vergl. Abb. 3.4 und 3.5) bei einer Niederschlagsintensität von  $5 \text{ mm/h}$  am Boden, einer Fallgeschwindigkeit der Eispartikel von  $1.5 \text{ m s}^{-1}$  und einer horizontalen Windgeschwindigkeit von  $10 \text{ m s}^{-1}$ .

hier untersuchten Niederschlagsereignissen zu keiner relevanten Änderung führte. Abbildung 3.6 zeigt exemplarisch die mittlere horizontale Verfrachtung des Niederschlags aufgrund der benötigten Fallzeit, der Formationszeit der Wolken und als Summe aus beiden. Danach ist unterhalb der Schmelzschicht die Verdriftung des Niederschlags verhältnismäßig gering. Oberhalb der Schmelzschicht dagegen findet ein Transport vor allem durch die langsamen Fallgeschwindigkeiten der Eisteilchen über weite Strecken statt. In diesen Höhen ist allerdings der Anteil des orografisch induzierten Niederschlags an der Gesamtsumme relativ gering.

Um ein nicht homogenes horizontales Windfeld und Sortiereffekte der einzelnen Hydrometeore zu berücksichtigen, erfolgt nach der Bestimmung der Drift eine räumliche Mittelung des Niederschlagsfelds durch einen zweidimensionalen Gaußfilter. Die Standardabweichungen der Gaußverteilung in beide Richtungen,  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$ , werden dabei aus den  $x$ - und  $y$ -Komponenten des Verlagerungsvektors  $\vec{d}$  bestimmt und sind damit proportional zur gesamten Driftstrecke. Die besten Simulationsergebnisse ergaben sich bei  $\sigma_x = 0.3d_x$  und  $\sigma_y = 0.3d_y$  ( $d_x, d_y$  Komponenten des Vektors  $\vec{d}$ ).

Eine solche Mittelung verwenden auch Alpert (1986) und Alpert und Shafir (1989a) in ihrem Niederschlagsmodell. Sie setzen die Standardabweichungen allerdings direkt proportional zu der Strecke, die sich aus der Fall- und Formationsdauer der Hydrometeore (jeweils konstante Werte angenommen) ergibt, und führen eine einseitige Gaußfilterung für den Niederschlag stromab durch.

### 3.2.3 Luv-Lee Effekt

Im Lee von vorgelagerten Bergen oder Bergketten kann eine starke Niederschlagsabnahme aufgrund des bereits ausgeregneten Feuchteanteils der Luft beobachtet werden (siehe Kap. 2.2.1). Über orografisch gegliedertem Gelände ist dieser Effekt entscheidend für die räumliche Niederschlagsverteilung sowohl für mittlere Jahresniederschläge als auch für einzelne Ereignisse.

Im Modell wird die Feuchteabnahme aus der Differenz des Mischungsverhältnisses in Höhe des HKN und dem in Geländehöhe der Gitterpunkte unter Annahme einer pseudoadiabatischen Hebung bestimmt,

$$\Delta r_v(x, y) = r_{vs}(x, y, z = HKN) - r_{vs}(x, y, z = h).$$

Mit Hilfe eines Advektionsverfahrens wird die so modifizierte Feuchte stromab transportiert. So ergibt sich eine neue Verteilung der Feuchte im Modellgebiet mit einer Reduzierung im Lee der Berge. Damit der Luv-Lee Effekt bei der Niederschlagsverteilung berücksichtigt werden kann, muss diese Berechnung vor der Simulation des Niederschlags, aber nach Berechnung des Windfelds erfolgen.

Für die Bestimmung des modifizierten Feuchtefelds werden die folgenden Berechnungen durchgeführt. Zuerst wird das Temperatur- und Feuchteprofil bestimmt, das sich aus der Hebung eines Luftpakets vom Boden aus ergibt. Unterhalb des HKN verläuft die Hebung trockenadiabatisch mit einer konstanten potentiellen Temperatur  $\theta$ . Da von einer guten vertikalen Durchmischung in den unteren Schichten ausgegangen werden kann, wird das Mischungsverhältnis  $r_v$  hier als höhenkonstant angenommen. Bei Erreichen von Sättigung nimmt die Temperatur bei weiterer Hebung pseudoadiabatisch mit einer konstanten äquivalent-potentiellen Temperatur  $\theta_e$  (Gl. 3.39) ab. Das aktuelle Mischungsverhältnis  $r_v$ , das nun gleich dem Sättigungsmischungsverhältnis  $r_{vs}$  ist, nimmt mit der Temperatur exponentiell ab. Ein nachfolgendes Absinken verläuft trockenadiabatisch mit  $r_v = \text{const.}$  und  $\theta = \text{const.}$  Erst wenn bei weiterer Hebung die zuletzt erreichte Höhe überschritten wird, kommt es zu weiterer Kondensation und entsprechender Abnahme der Feuchte. Ausgehend

von dem so bestimmten Hebungsprofil wird an jedem Gitterpunkt  $(x_i, y_i)$  der untersten Rechenfläche des Modellgebiets bei Hebung über das HKN hinaus die Änderung des Mischungsverhältnisses  $\Delta r_v$  von Punkt  $x_{i-1}$  zu Punkt  $x_i$  bestimmt.

Die Feuchteänderung  $\Delta r_v$  an den Gitterpunkten, an denen es zu einer pseudoadiabatischen Hebung kam, wird anschließend mit dem horizontalen Wind im Modellgebiet transportiert. Die Ausbreitung von  $\phi \equiv \Delta r_v$  kann durch die Advektionsgleichung

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + u(x, y) \frac{\partial\phi}{\partial x} + v(x, y) \frac{\partial\phi}{\partial y} \quad (3.48)$$

mit  $\phi$  als beliebige skalare Größe ohne Quellen und Senken beschrieben werden. Zur Lösung der Differenzialgleichung stehen verschiedene numerische Verfahren zur Verfügung, bei denen die Differenziale durch Differenzen approximiert werden. In diesem Fall wird ein Euler-Vorwärts Verfahren verwendet, bei dem der Wert von  $\phi$  zum Zeitpunkt  $n + 1$  ( $\phi^{n+1}$ ) aus dem vorhergehenden Wert von  $\phi$  zum Zeitpunkt  $n$  ( $\phi^n$ ) berechnet wird. Um die Advektion bei variablen  $u$ - und  $v$ -Komponenten der Windgeschwindigkeit bestimmen zu können, wird ein Upwind-Verfahren mit additivem Splitting verwendet (Hugelmann, 1988). Das bedeutet, dass erst ein Hilfswert  $\phi_{i,j}^*$  für die Advektion in  $x$ -Richtung (Richtung der  $u$ -Komponente) berechnet wird, aus dem sich der endgültige Wert  $\phi_{i,j}^{n+1}$  durch Advektion in  $y$ -Richtung ergibt:

$$\begin{aligned} \phi_{i,j}^* &= \phi_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} u_{i,j} (\phi_{i,j}^n - \phi_{i-1,j}^n) \quad \text{für } u \leq 0 \\ \phi_{i,j}^* &= \phi_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} u_{i,j} (\phi_{i+1,j}^n - \phi_{i,j}^n) \quad \text{für } u > 0 \\ \phi_{i,j}^{n+1} &= \phi_{i,j}^* - \frac{\Delta t}{\Delta y} v_{i,j} (\phi_{i,j}^* - \phi_{i,j-1}^*) \quad \text{für } v \leq 0 \\ \phi_{i,j}^{n+1} &= \phi_{i,j}^* - \frac{\Delta t}{\Delta y} v_{i,j} (\phi_{i,j+1}^* - \phi_{i,j}^*) \quad \text{für } v > 0 \end{aligned}$$

Die Indices  $i, j$  bezeichnen die räumlichen Gitterpunkte,  $n$  die Zeitschritte. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass es in dem hier angewendeten Fall gegenüber anderen Verfahren, vor allem gegenüber zentrierten Differenzen, sehr stabil ist. Wie alle Verfahren erster Ordnung ist es leicht diffusiv, d.h. die advehierte Größe  $\phi$  breitet sich im Lauf der Zeit in die horizontalen Raumrichtungen aus. Die gesamte Größe über alle Gitterpunkte, also der Rauminhalt, bleibt dabei konstant. Die numerische Diffusion kann bei der Anwendung hier akzeptiert werden, da in der Realität ebenfalls eine Diffusion (v.a. durch Turbulenz) der advehierten Größe stattfindet.

Die Randbedingungen werden so formuliert, dass am Ausströmrand ein ungehinder-  
tes Ausströmen ohne Reflexionen stattfinden kann. Am Einströmrand werden die  
Zahlenwerte auf null gesetzt, damit hier keine Störungen auftreten können.

Durch das Advektionsverfahren wird die Luft mit dem aufgrund der pseudoadia-  
batischen Hebung reduzierten Feuchtegehalt stromab in das gesamte Modellgebiet  
transportiert. Dieser Transport muss vor der Bestimmung des Niederschlags durch  
das ansonsten stationäre Modell berechnet werden. Allerdings darf bei dem Advek-  
tionsverfahren die Länge eines Zeitschritts  $\Delta t$  maximal nur so gewählt werden, dass  
die Bedingung

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{u_{max}} \quad (3.49)$$

erfüllt ist. Das nach den Begründern dieser Bedingung benannte Courant-Friedrichs-  
Levy- oder auch CFL-Kriterium gilt allgemein für alle numerischen Lösungen von  
Differenzgleichungen mit Anfangswerten.

Gemäß dem Zeitschritt nach dem CFL-Kriterium wird in dem vorliegenden Fall die  
Advektion so lange gerechnet, bis sich der modifizierte Feuchtegehalt der Luft über  
das gesamte Modellgebiet, also bis über den Ausströmrand hinaus ausgebreitet hat.

Abbildung 3.7 zeigt als Beispiel eine Störung (zweidimensionale Glockenkurve, Ma-  
ximum = 1), die im Lauf der Zeit mit der Strömung ( $u = 10 \text{ m s}^{-1}$ ) in positive  
 $x$ -Richtung transportiert wird. Als Advektionsverfahren wurde das beschriebene  
Upwind-Verfahren mit einem Zeitschritt von  $\Delta t = 160 \text{ s}$  verwendet. Nach 60 Zeit-  
schritten erscheint die Störung, die bis dahin um 95 km in  $x$ -Richtung transportiert  
wurde, mit einem Maximalwert von 0.82 etwas flacher und breiter gegenüber dem  
Ursprung. Dies ist die Folge der numerischen Diffusion des Verfahrens. Nach 60  
weiteren Zeitschritten läuft die Störung aufgrund der oben beschriebenen Randbe-  
dingungen ungehindert und ohne Reflexion aus dem Gebiet heraus. Dabei befindet  
sich nur noch ein Teil der Störung im Modellgebiet, während das Maximum bereits  
aus dem Gebiet heraustransportiert wurde.

Um die in der Realität auftretende horizontale Durchmischung der Luftmassen durch  
turbulente Diffusion zu berücksichtigen, wird jeweils nach einer bestimmten Anzahl  
von Zeitschritten (in der Regel 10 Zeitschritte) eine räumliche Mittelung um die  
benachbarten Gitterpunkte mit starker Gewichtung des Mittelpunkts durchgeführt:

$$\widehat{\phi}_{i,j} = \frac{7}{16}\phi_{i,j} + \sum_{l=-1}^1 \sum_{m=-1}^1 \frac{1}{16}\phi_{i+l,j+m}. \quad (3.50)$$

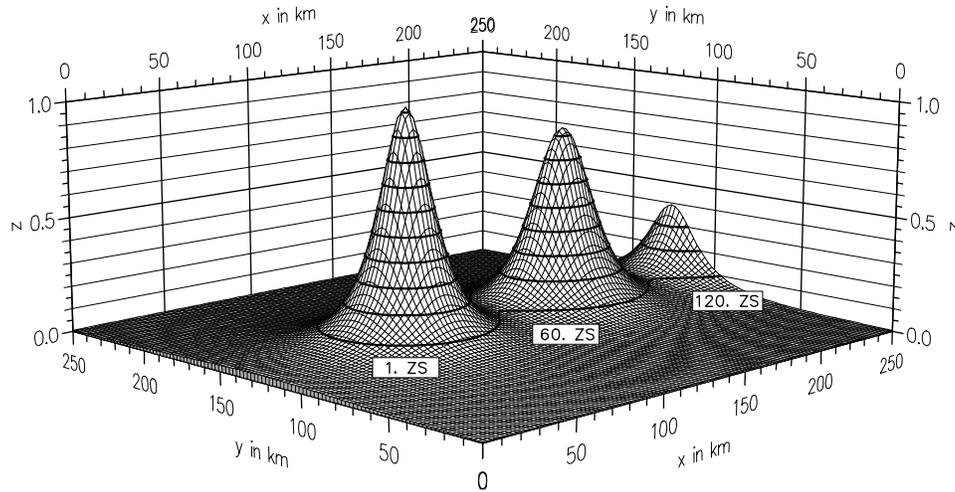


Abbildung 3.7: Advektion einer gaußförmigen Störung in  $x$ -Richtung nach dem 1., 60. und 120. Zeitschritt ( $u = 10 \text{ m s}^{-1}$ ,  $v = 0 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\Delta x = 2.5 \text{ km}$ ). Abstand der Isolinien: 0.1. Numerische Advektion durch Euler-Vorwärts-Verfahren, Upwind mit additivem Splitting.

Dadurch erfolgt stromab mit zunehmender Entfernung vom Ausgangspunkt eine räumliche Glättung des Feuchtefelds. Außerdem ist damit die Niederschlagsabnahme im Luv umso stärker, je geringer der Abstand zu vorgelagerten Bergen ist.

Das neue, modifizierte Feuchtefeld ergibt sich aus der Summe der advehierten Felder der einzelnen Zeitschritte, jeweils multipliziert mit der Courant-Zahl  $c = u_{max}\Delta t/\Delta x$ . Unter Annahme einer konstanten äquivalent-potentiellen Temperatur  $\theta_e$  bei pseudoadiabatischer Hebung wird die Zunahme der Temperatur aufgrund des diabatischen Wärmeübergangs und die daraus resultierende relative Feuchte über die Gasgleichung und die Magnusformel zur Bestimmung des Sättigungsdampfdrucks bestimmt. Die in einer Höhe von 850 hPa berechnete relative Feuchte wird für die Bestimmung des Feuchtefaktors  $\lambda_s$  (Gl. 3.40) verwendet, durch den schließlich die Niederschlagsbildung im Lee von Hindernissen vermindert wird.

### 3.3 Simulationen unter idealisierten Bedingungen

Die Simulationen des Windfelds und des Niederschlags unter idealisierten Bedingungen veranschaulichen die prinzipiellen Eigenschaften des Modells und der Simulationsergebnisse. Außerdem zeigen die Niederschlagssimulationen, welche Auswirkungen die zusätzlich berücksichtigten Prozesse der Drift und des Luv-Lee Effekts auf die Niederschlagsverteilung haben.

### 3.3.1 Windfeld

Abbildung 3.8 zeigt das simulierte Windfeld als Vertikal- und Horizontalschnitt bei der Überströmung eines dreidimensionalen Glockenbergs mit der Höhe  $h = 1000$  m und der Halbwertsbreite  $a = 10.000$  m. Die Schichtung ist bei einer Brunt-Väisälä-Frequenz von  $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$  stabil, als Windgeschwindigkeit wird  $U = 15 \text{ m s}^{-1}$  angenommen. Bei diesen Bedingungen sind die Voraussetzungen für die Annahme

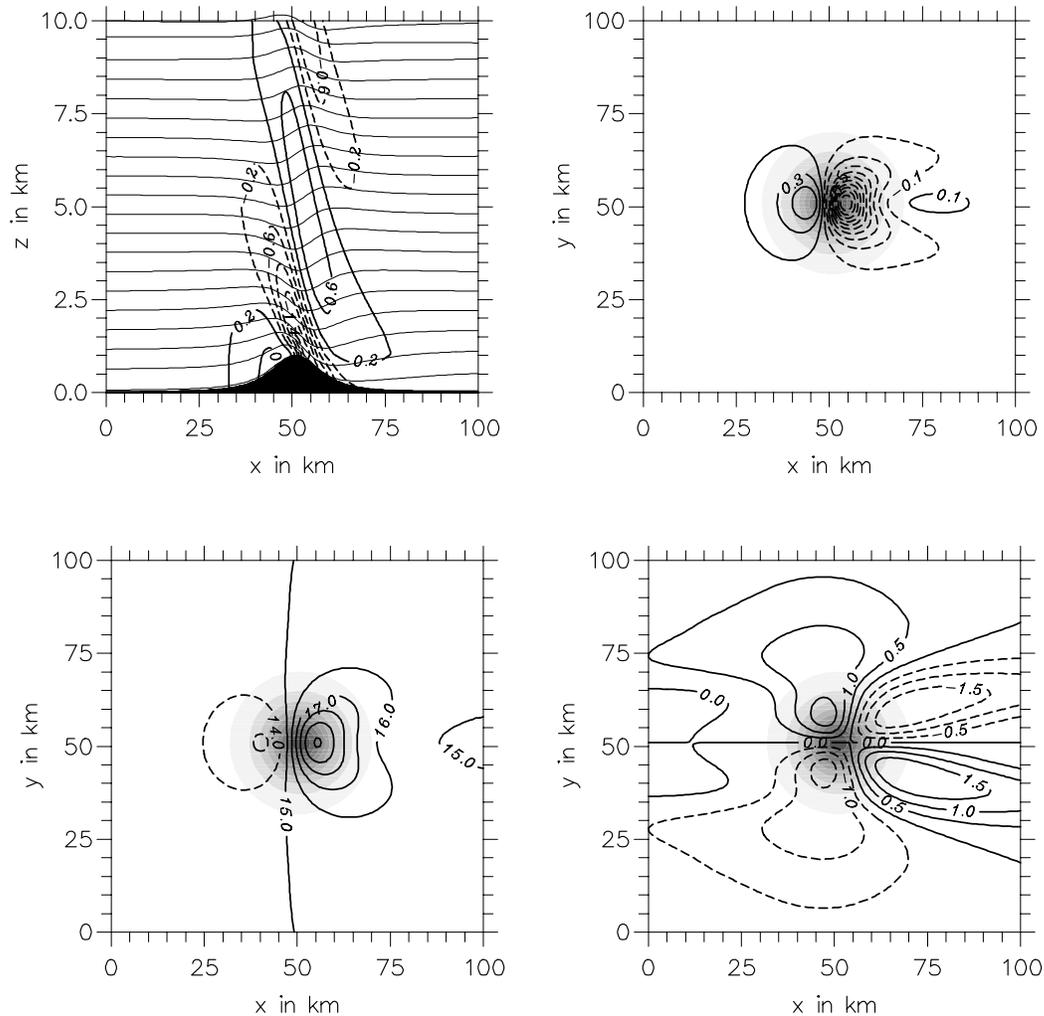


Abbildung 3.8: Windfeld über einem 3-D Glockenberg mit Berghöhe  $h = 1000$  m, Halbwertsbreite  $a = 10.000$  m, Gitterabstand  $\Delta x = \Delta y = 1 \text{ km}$ ,  $\Delta z_u = 500$  m, Anströmgeschwindigkeit  $U = 15 \text{ m s}^{-1}$  und Brunt-Väisälä-Frequenz  $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ . Vertikalwindfeld  $w$  im Vertikalschnitt (oben, links) und Horizontalschnitt in der Höhe  $z_u = 620$  m (oben, rechts). Horizontalwindfeld mit  $u$ -Komponente (unten, links) und  $v$ -Komponente (unten, rechts), jeweils in der Höhe  $z_u = 620$  m.

der hydrostatischen Approximation ( $U/N = 1500 \text{ m} \ll a = 10.000 \text{ m}$ , Gl. 3.21) erfüllt.

Die Froude-Zahl, gebildet mit der Hindernishöhe  $h$ , hat einen Wert von  $Fr = 1.5$ . Damit liegt sie in einem Bereich, bei dem nicht nur eine Überströmung, sondern auch eine Umströmung des Hindernisses erfolgt. Das Spektrum der Störungen ist schwach gedämpft, so dass Wellen gebildet werden können, die bis in größere Höhen und weit im Lee erkennbar sind. Die negativen Vertikalgeschwindigkeiten  $w'$  erreichen einen maximalen Wert von  $-1.8 \text{ m s}^{-1}$  und liegen damit deutlich über den Hebungsgeschwindigkeiten von maximal  $+0.6 \text{ m s}^{-1}$ . Im Horizontalschnitt (Höhe  $z_u = 620 \text{ m}$ ) erkennt man die typische hufeisenförmige Ausprägung des Vertikalwindfelds durch die Ausbildung der stationären Leewellen. Im Nachlauf des Bergs findet sich ein zweites Hebungsgebiet, durch das die Strömung weiter beeinflusst wird.

Auf der Vorderseite des Hindernisses wird die Strömung leicht abgebremst, die  $u$ -Komponente der Windgeschwindigkeit verringert sich von  $15 \text{ m s}^{-1}$  auf  $13 \text{ m s}^{-1}$ . Eine starke Beschleunigung dagegen erfährt die Strömung rückseitig des Bergs mit Geschwindigkeiten von bis zu  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Diese Beschleunigung vollzieht sich in Verbindung mit der hohen negativen Vertikalgeschwindigkeit der ersten Leewelle.

Die  $v$ -Komponente der Windgeschwindigkeit zeigt eine achsensymmetrische Ablenkung der Strömung beiderseits des Hindernisses. Auf der Vorderseite führt eine positive Druckstörung zu einem Auseinanderlaufen der Stromlinien in horizontaler Richtung. Rückseitig des Hindernisses kommt es anschließend wieder zu einem Zusammenströmen der Luft. Allerdings ist hier der Betrag der Druckstörung geringer als auf der Vorderseite des Hindernisses aufgrund der von oben nachströmenden Luft der ausgeprägten Leewelle. Daher kehrt die Strömung nicht mehr in die Ausgangsposition bezüglich der  $y$ -Achse zurück.

In Abbildung 3.9 ist das simulierte Windfeld bei einer Anströmung mit  $U = 10 \text{ m s}^{-1}$  und einer Brunt-Väisälä-Frequenz von  $N = 0.002 \text{ s}^{-1}$  dargestellt. Diese Verhältnisse sind typisch für Situationen mit stratiformen Niederschlägen, wenn  $N$  für gesättigte Bedingungen (Gl. 3.24) formuliert wurde.

Die interne Längenskala  $U/N$  beträgt in diesem Fall  $5000 \text{ m}$ . In diesem Fall können bei den Abmessungen des Hindernisses nicht-hydrostatische Effekte nicht mehr ausgeschlossen werden, sie sind aber sicherlich nicht dominant.

Die Froude-Zahl von  $Fr = 5$  führt zu einer eher direkten, glatten Überströmung des Hindernisses. Gegenüber Abbildung 3.8 ist die Wellenbildung stark verringert, es erscheint im Vertikalschnitt nur noch eine nachfolgende Leewelle mit positiven

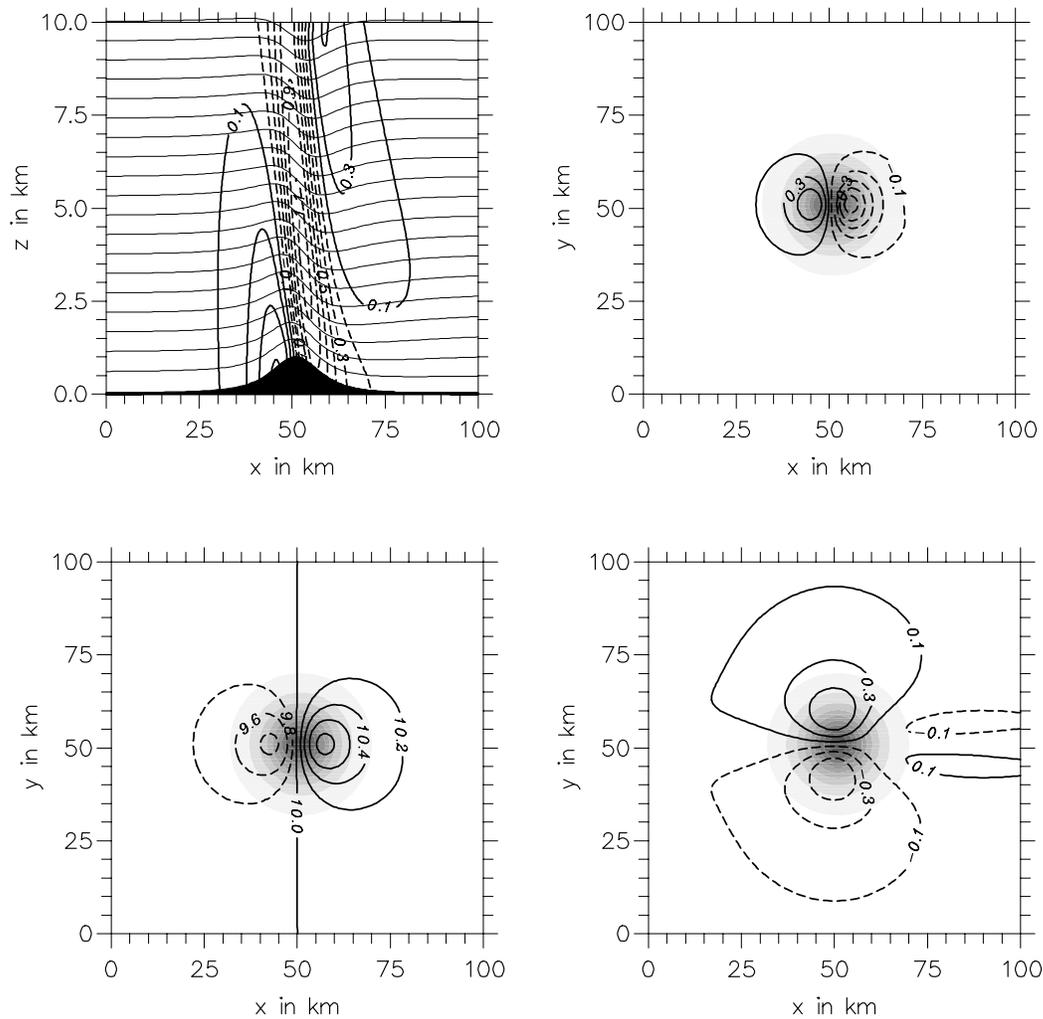


Abbildung 3.9: Wie Abb. 3.8, aber bei  $U = 10 \text{ m s}^{-1}$  und  $N = 0.002 \text{ s}^{-1}$ .

Geschwindigkeiten. Trotz der geringeren Anströmgeschwindigkeit ist die Magnitude der Hebung auf der Vorderseite des Bergs etwa gleich groß wie bei der vorigen Simulation mit höherer Anströmgeschwindigkeit (Abb. 3.8). Dagegen erfolgt das Absinken rückseitig des Bergs in der weniger stabilen Schichtung mit einer maximalen Geschwindigkeit von  $-0.9 \text{ m s}^{-1}$  deutlich abgeschwächt. Außerdem zeigt der Horizontalschnitt der Vertikalgeschwindigkeit einen annähernd symmetrischen Verlauf ohne die hufeisenförmige Ausprägung der Strömung durch die Bildung von Leewellen.

Die Darstellungen der horizontalen Windkomponenten  $u$  und  $v$  belegen die annähernd glatte Überströmung des Hindernisses. Vorderseitig des Bergs wird die Geschwindigkeit in  $u$ -Richtung kaum reduziert, rückseitig ist die Beschleunigung

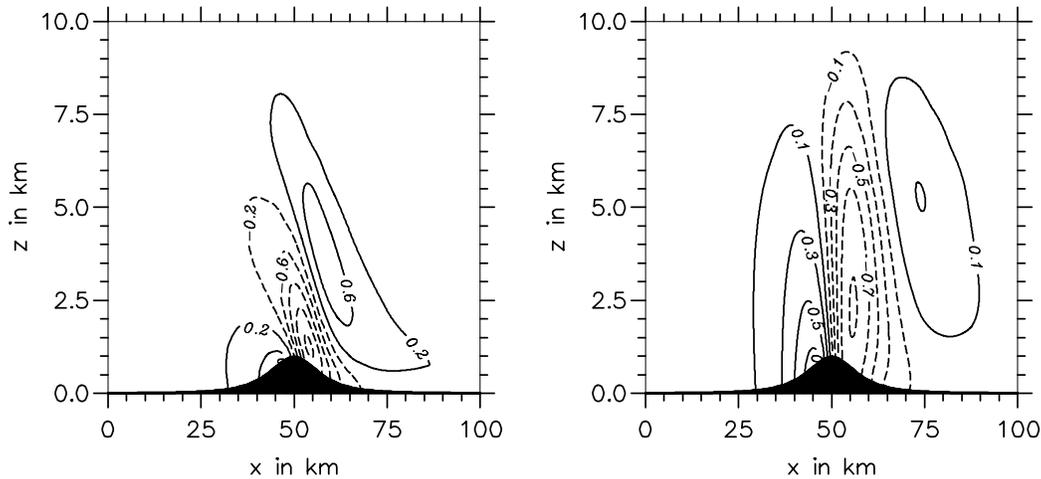


Abbildung 3.10: Simulationen des Vertikalwindfelds über einem 3-D Glockenberg ( $h = 1000$  m,  $a = 10.000$  m) mit dem mesoskaligen, nicht-hydrostatischen Modell KAMM2 für die gleichen Bedingungen wie bei Abb. 3.8 ( $U = 15$  m s<sup>-1</sup>,  $N = 0.01$  s<sup>-1</sup>; links) und bei Abb. 3.9 ( $U = 10$  m s<sup>-1</sup>,  $N = 0.002$  s<sup>-1</sup>; rechts) jeweils nach 12 h Simulationszeit.

dementsprechend gering. Die  $v$ -Komponente belegt, dass die Strömung nur geringfügig um das Hindernis gelenkt wird.

Um zu zeigen, dass das Vertikalwindfeld auch bei großen Erhebungen mit dem vorliegenden linearen Modell realistisch simuliert werden kann, sind in Abbildung 3.10 zum Vergleich Simulationsergebnisse des numerischen Modells KAMM2 dargestellt. Dabei handelt es sich um ein mesoskaliges kompressibles, nicht-hydrostatisches Modell, das am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH) und des Forschungszentrums Karlsruhe entwickelt wurde (Förstner und Adrian, 1998; Baldauf, 2002). Der horizontale Gitterabstand beträgt 1 km x 1 km, der vertikale Abstand des geländefolgenden Gitters ist variabel mit insgesamt 40 Rechenflächen. Durch den Einsatz einer Rayleigh-Dämpfungsschicht in der oberen Randzone (Klemp und Lilly, 1978) werden Störungen ab einer Höhe von ca. 5 km stark gedämpft, bis sie am Oberrand vollständig verschwinden.

Insgesamt zeigen beide Simulationsergebnisse in Abbildung 3.10 eine gute Übereinstimmung zu den Simulationen mit dem linearen Modell (Abb. 3.8 und Abb. 3.9). Sowohl die Lage der Wellen als auch die Magnitude der Vertikalgeschwindigkeiten sind bei beiden Simulationen in guter Übereinstimmung. Allerdings nimmt bei den Simulationen mit KAMM2 durch die Dämpfungsschicht in der Höhe die Magnitude der Wellen nach oben hin stark ab.

### 3.3.2 Niederschlagsintensität

Wie in Kapitel 3.2 erläutert, werden aus den simulierten Vertikalgeschwindigkeiten Kondensationsraten und daraus Niederschlagsintensitäten berechnet. Abbildung 3.11 zeigt die Niederschlagsintensitäten nach Simulation mit dem Basismodell (Kap. 3.2.1). Das Vertikalwindfeld berechnete sich aus den realistischen Anströmbedingungen mit  $U = 10 \text{ m s}^{-1}$  und  $N_f = 0.004 \text{ s}^{-1}$ . Die  $0^\circ\text{C}$ -Grenze hat eine Höhe von 2500 m. Die Niederschlagsintensität wurde aus den Gleichungen (3.31) und (3.38) für ein Temperatur- und Feuchteprofil berechnet, das aus einer konstanten äquivalent-potentiellen Temperatur von  $\theta_e = 40^\circ\text{C}$  folgt. Dargestellt sind im oberen Teil der Abbildung die über die einzelnen Rechenschichten von der Höhe zum Boden hin akkumulierten Niederschlagsintensitäten als Vertikalschnitt über einem dreidimensionalen Glockenberg mit  $h = 1000 \text{ m}$  und  $a = 10.000 \text{ m}$ . Im unteren Teil der Abbildung ist die Niederschlagsintensität am Boden dargestellt. Die Stromlinien, die die einzelnen Rechenflächen darstellen, sind ebenfalls eingezeichnet.

Das Maximum der Niederschlagsintensität mit ca.  $6 \text{ mm h}^{-1}$  liegt erwartungsgemäß im Anströmbereich des Bergs, wo die Steigung des Geländes am größten ist. Der Hauptteil des orografisch bedingten Niederschlags wird in den bodennahen Schichten unterhalb von ca. 1.5 km produziert. Unmittelbar hinter dem Gipfel geht die Niederschlagsintensität auf null zurück. Dieser abrupte Rückgang folgt aus der Annahme, dass die durch die orografische Hebung gebildeten Kondensationsprodukte instantan zu Boden fallen. Dort, wo in allen Höhen ein Absinken stattfindet, kann kein Niederschlag gebildet werden. Bedingt durch die Ausbildung der markanten Leewelle mit entsprechender Hebung bei einer Froude-Zahl von  $Fr = 2.5$  findet sich auf der Leeseite des Bergs ebenfalls ein breites Niederschlagsgebiet. Die Niederschlagsbildung ist hier auf Höhen über 1 km beschränkt, trotzdem werden mit maximal  $4 \text{ mm h}^{-1}$  noch relativ hohe Intensitäten erreicht.

Bei einer geringeren Stabilität der Schichtung erfolgt eine verstärkte Überströmung der Hindernisse, die höhere Vertikalgeschwindigkeiten und damit auch höhere Niederschlagsintensitäten zur Folge hat. Abbildung 3.12 zeigt die simulierten Niederschlagsintensitäten bei den gleichen Bedingungen wie in Abbildung 3.11, jedoch einer geringeren Schichtungsstabilität von  $N_f = 0.001 \text{ s}^{-1}$ . Das Maximum des Niederschlags mit deutlich höheren Werten bis knapp  $14 \text{ mm h}^{-1}$  ist gegenüber Abbildung 3.11 geringfügig in Richtung Bergkamm verschoben. Die Niederschlagsbildung vorderseitig des Bergs vollzieht sich bis in Höhen von über 5 km. Dies resultiert aus der nahezu glatten Überströmung des Hindernisses aufgrund der geringeren Stabi-

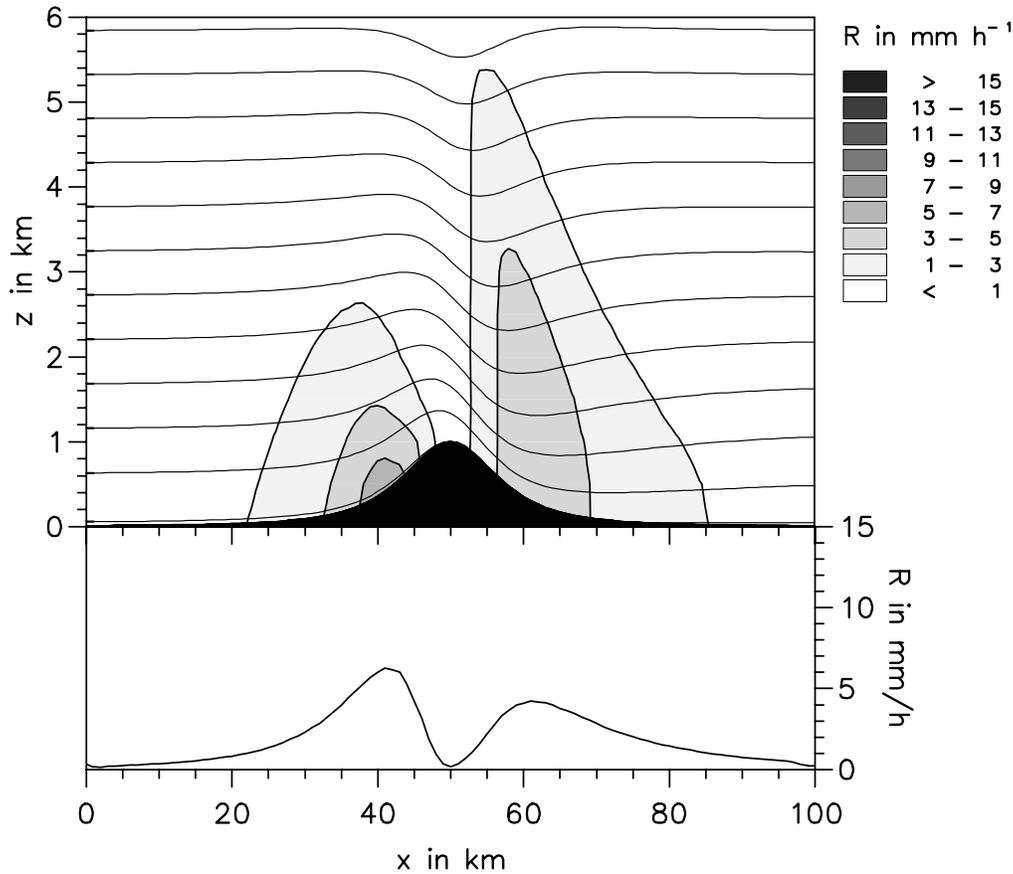


Abbildung 3.11: Akkumulierte Niederschlagsintensität als Funktion der Höhe  $z$  im Vertikalschnitt (oben) und am Boden (unten). Niederschlagssimulationen mit dem Basismodell für einen Glockenberg ( $h = 1000$  m,  $a = 10.000$  m) bei  $\theta_e = 40^\circ\text{C}$ ,  $U = 10$  m  $\text{s}^{-1}$  und  $N_f = 0.004$  s $^{-1}$ .

lität der Schichtung bzw. der höheren Froude-Zahl von  $Fr = 10$ . Daher kann auch direkt hinter dem Berg kein zweites Niederschlagsgebiet beobachtet werden. Lediglich in weiterer Entfernung vom Hindernis kommt es zu Niederschlag mit geringen Intensitäten unter  $1$  mm  $\text{h}^{-1}$  (unterer Teil der Abb. 3.12).

Wie in Kapitel 3.2.2 erläutert, fällt in der Realität der Niederschlag nicht instantan nach Kondensation zu Boden, vielmehr werden die Hydrometeore während der Dauer, die für ihre Bildung in Wolken benötigt wird, und während der Falldauer zum Boden hin mit dem Horizontalwind um eine gewisse Strecke transportiert. Abbildung 3.13 zeigt das Simulationsergebnis der akkumulierten Niederschlagsintensität bei den gleichen atmosphärischen Bedingungen wie in Abbildung 3.12, jedoch unter Berücksichtigung der Drift nach den Gleichungen (3.41), (3.45), und (3.47). Nie-

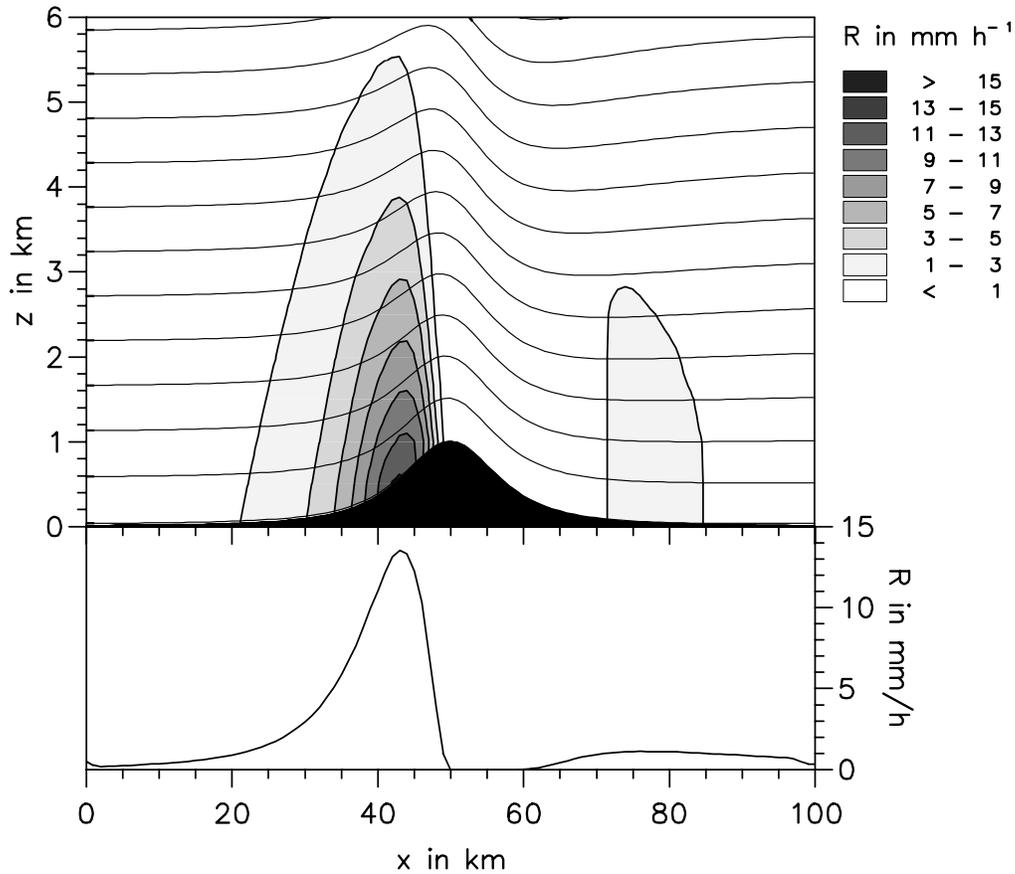


Abbildung 3.12: Wie Abb. 3.11, aber bei  $N_f = 0.001 \text{ s}^{-1}$ .

derschlag fällt nun auf beiden Seiten des Bergs und ist nicht mehr auf Bereiche mit ansteigendem Gelände (bzw. Stromlinien) begrenzt. Das Maximum liegt auf der Anströmseite des Bergs, ist aber gegenüber dem Fall ohne Berücksichtigung der Drift (Abb. 3.13) deutlich zum Gipfel hin verschoben. Auch die maximalen Intensitäten sind mit Werten bis ca.  $8 \text{ mm h}^{-1}$  erheblich geringer. Vor allem die Eisteilchen oberhalb der Schmelzschicht (Höhe 2500 m) werden aufgrund ihrer langen Bildungsdauer und langsamen Fallgeschwindigkeit über weite Strecken bis zu einer Entfernung von fast 25 km vom Berg stromab transportiert. Wie typische Niederschlagsverteilungen zeigen (z.B. in Kap. 5), ist das Auftreten von orografisch verursachten Niederschlägen auch im Lee der Hindernisse wesentlich realistischer gegenüber der abrupten Niederschlagsabnahme bei Erreichen der Gipfelhöhe (Abb. 3.11 oder 3.12).

Um die Abnahme des Niederschlags hinter vorgelagerten Bergen zu verdeutlichen, wurden Simulationen mit zwei hintereinander angeordneten 3-D Glockenbergen derselben Größe gerechnet. In diesem Fall wird im Modell ein Feuchtefeld berechnet,

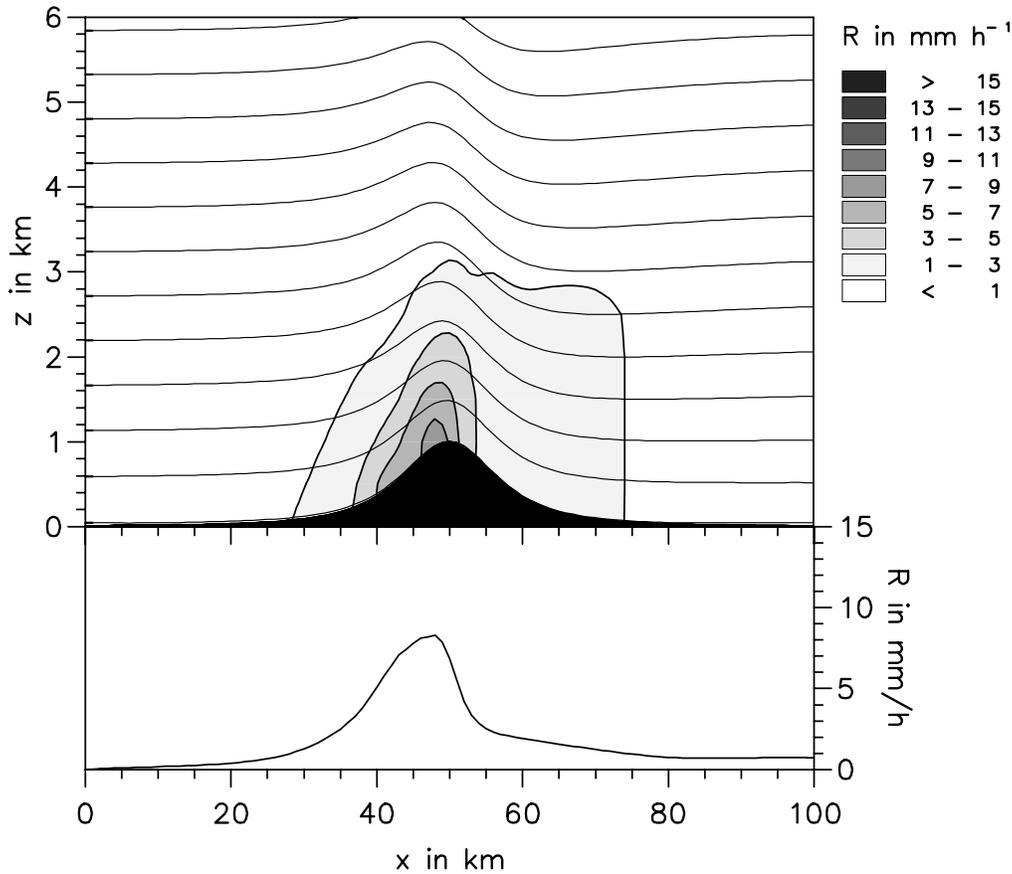


Abbildung 3.13: Wie Abb. 3.12, aber mit Berücksichtigung der Niederschlagsdrift durch Wolkenbildung und Windverfrachtung.

das durch die Orografie entsprechend einer pseudoadiabatischen Hebung modifiziert (Kap. 3.2.3) wurde. Abbildung 3.14 zeigt im oberen Bild die Abnahme des Mischungsverhältnisses  $\Delta r_v$  hinter dem ersten Glockenberg bei Annahme einer gesättigten Atmosphäre ( $\theta_e = 40^\circ\text{C}$ , entspricht  $14.3^\circ\text{C}$  in 1000 hPa) und einer pseudoadiabatischen, orografisch erzwungenen Hebung. Die Advektion wurde hier so lange gerechnet, bis eine Ausbreitung des modifizierten Feuchtefelds zum rechten Rand hinaus stattfand. Eine Abnahme der Feuchte findet erst dann statt, wenn es auf der Lee-Seite des Hindernisses zu einem Absinken bzw. zur Abnahme der Geländehöhe kommt. Im unteren Teil der Abbildung 3.14 ist der aus dem verminderten Mischungsverhältnis resultierende Feuchtefaktor  $\lambda_s$  (Gl. 3.40) dargestellt. Da dieser proportional zur Niederschlagsintensität  $R$  ist, findet demnach überall am zweiten Hindernis eine Reduzierung des Niederschlags statt. In der Mitte des zweiten Bergs, wo die Steigung am größten ist, beträgt die Abnahme zwischen 0.5 und 0.6. Unmit-

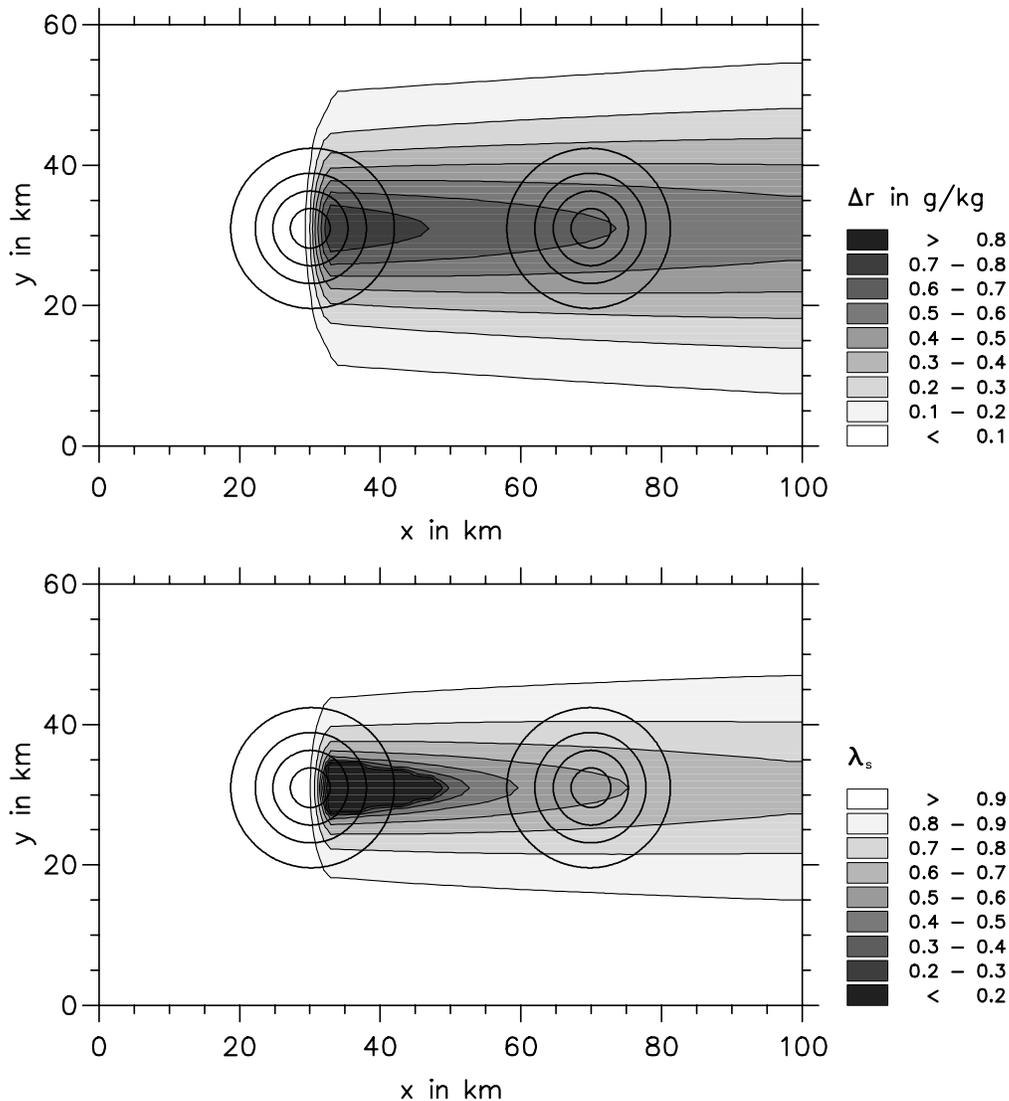


Abbildung 3.14: Abnahme des Mischungsverhältnisses  $\Delta r_v$  in 850 hPa im Lee des ersten angeströmten Glockenbergs nach Advektion und räumlicher Mittelung (oben). Abnahme des Feuchtefaktors  $\lambda_s$  im Lee (unten) nach Gl. (3.40); Strömungsbedingungen wie bei Abb. 3.12, aber mit zwei hintereinander liegenden 2-D Glockenbergen.

telbar hinter dem Gipfel des ersten Bergs kann keine Niederschlagsbildung stattfinden, auch wenn es dort zu einer entsprechenden Hebung kommen würde. Hier liegt die relative Feuchte in den bodennahen Schichten unterhalb des Schwellenwerts von 80 % (Gl. 3.40), ab dem es zur Niederschlagsbildung kommt.

Die zugehörige Niederschlagsintensität bei gleicher Anordnung der zwei Glockenberge ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Berücksichtigt ist dabei außerdem die in

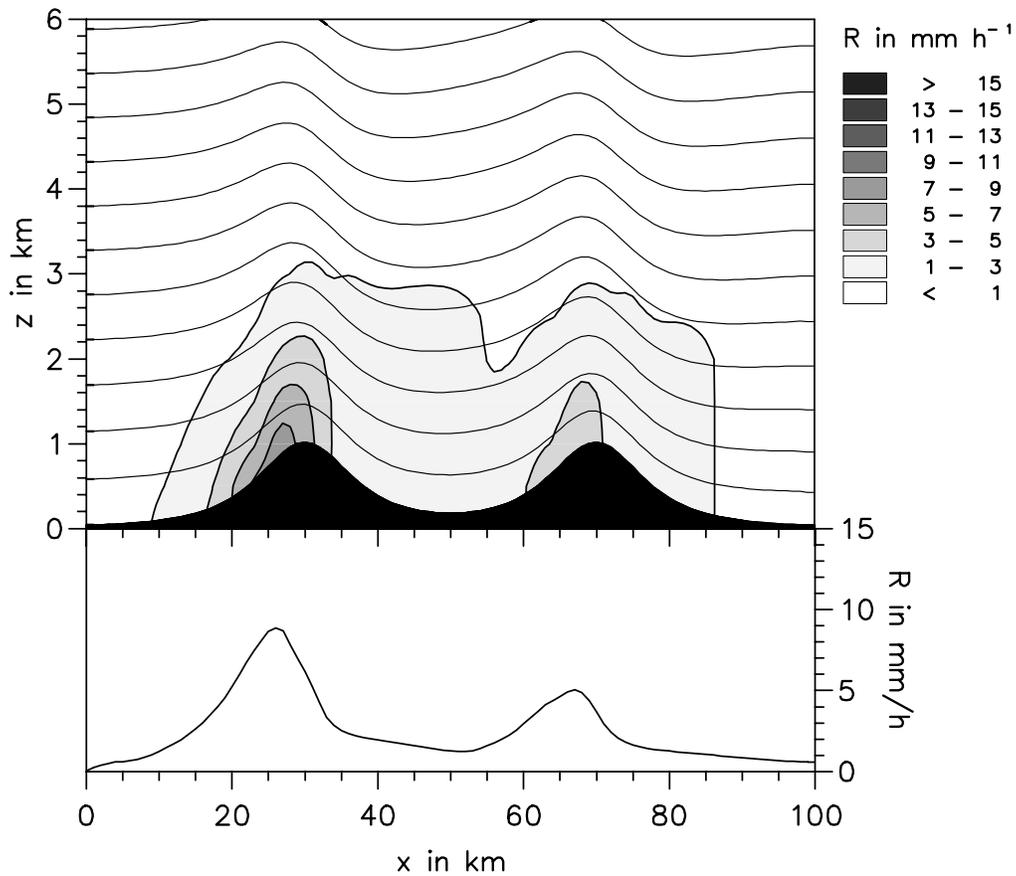


Abbildung 3.15: Wie Abb. 3.12, aber für zwei Glockenberge mit gleichen Dimensionen und mit Berücksichtigung der Niederschlagsdrift und des Luv-Lee Effekts.

Kapitel 3.2.2 beschriebene Drift der Hydrometeore. Der Niederschlag nimmt im Lee des ersten Hindernisses stark ab, die maximale Intensität am zweiten Berg mit den gleichen Dimensionen erreicht nur noch Werte um  $5 \text{ mm h}^{-1}$  gegenüber  $9 \text{ mm h}^{-1}$  am ersten Berg. Insgesamt erscheint die in Abbildung 3.15 dargestellte räumliche Verteilung der Niederschlagsintensität als realistisch.

## 4 Modellgebiet und Messdaten

### 4.1 Modellgebiet

Die Größe des in dieser Arbeit verwendeten Modellgebiets beträgt 250 km x 250 km mit einer horizontalen Auflösung von 2.5 km x 2.5 km (Abb. 4.1). Es erstreckt sich von den Vogesen im Westen bis zur Schwäbischen Alb im Osten sowie vom Schweizer Jura im Süden bis zum Odenwald im Norden. Die Orografie zeigt eine starke Gliederung und reicht von breiten, flachen Tälern wie dem Rheintal über hügeliges Gelände wie dem Pfälzerwald oder dem Odenwald bis hin zu gebirgigen Regionen wie dem Schwarzwald oder den Vogesen. Bei der vorliegenden Auflösung der Orografiedaten erreichen die Berge maximale Höhen von 1348 m im Südschwarzwald (Feldberg; tatsächliche Höhe: 1483 m) und 1014 m im Nordschwarzwald (Hornisgrinde; tatsächliche Höhe: 1163 m).

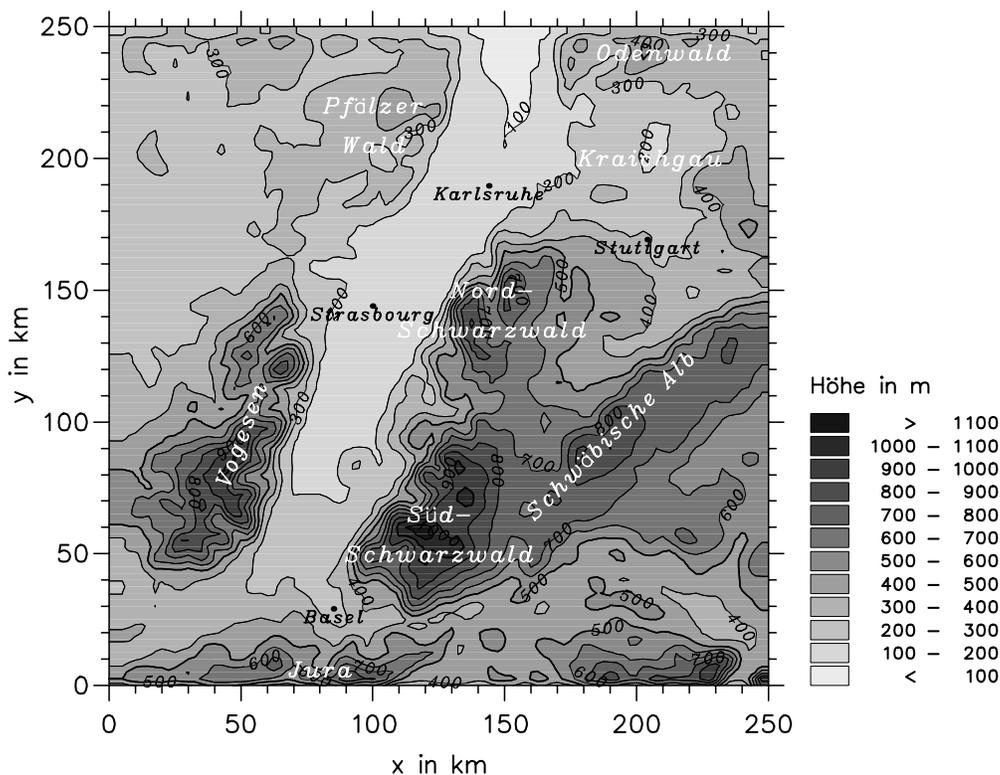


Abbildung 4.1: Modellgebiet bei einer Auflösung von 2.5 km x 2.5 km.

## 4.2 Messdaten

### Niederschlagsstationen DWD

Als Datensatz für die Überprüfung der Simulationen und die Bestimmung der Regression (siehe Kap. 5.2) werden die Tagessummen (RR-Kollektiv) der Niederschlags-

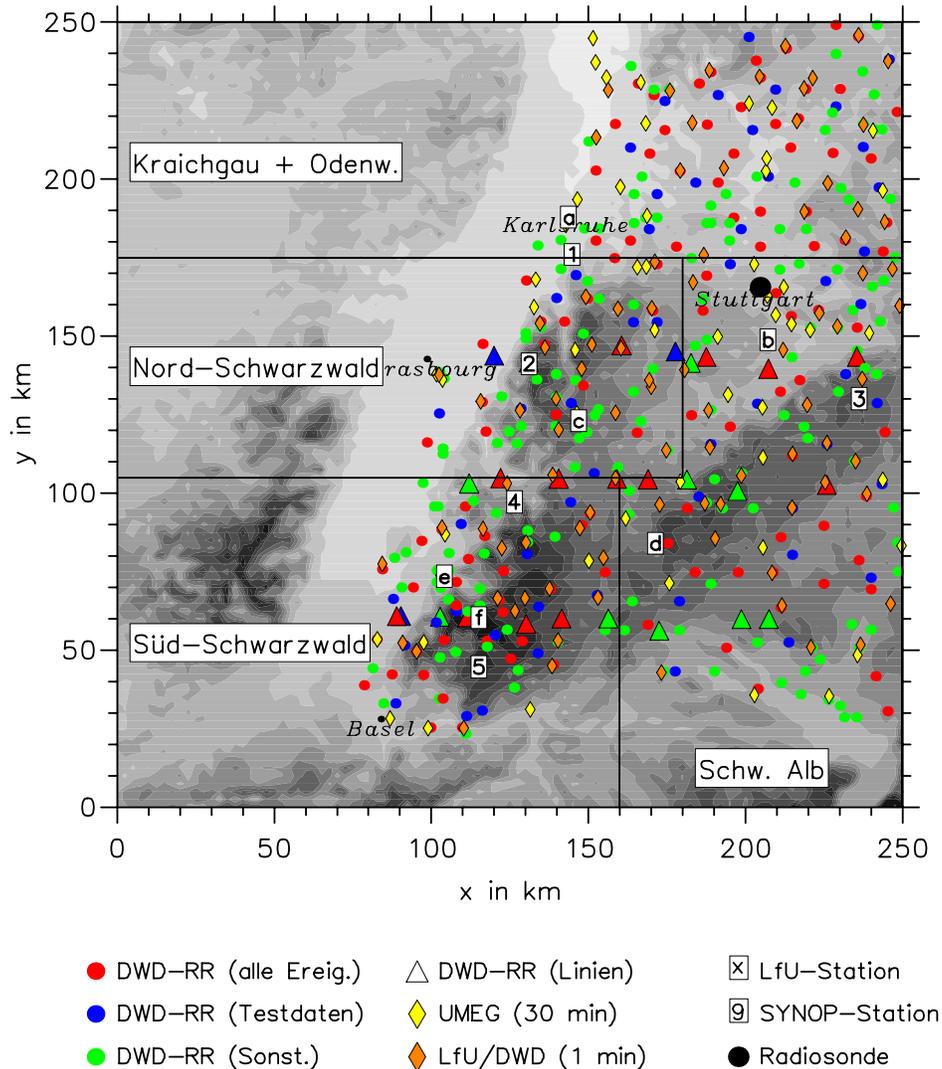


Abbildung 4.2: Modellgebiet mit den in der Arbeit verwendeten DWD-Niederschlagsstationen (Kreise; Dreiecke für West-Ost-Schnitte in Kap. 5.5), Stationen des Ombrometer-Messnetzes Baden-Württemberg von UMEG mit 30 min Auflösung (Rauten, gelb) und LfU/DWD mit 1 min Auflösung (Rauten, orange) sowie ausgewählten Stationen (1 = Ettlingen, 2 = Hornisgrinde, 3 = Westerheim, 4 = Elzach, 5 = Todtmoos), SYNOP-Stationen (a = Karlsruhe, b = Stuttgart-Flugh., c = Freudenstadt, d = Klippeneck, e = Freiburg, f = Feldberg) und Radiosondenstation Stuttgart-Schnarrenberg. Eingezeichnet sind zusätzlich die verschiedenen Teilgebiete.

stationen des Deutschen Wetterdienstes (DWD) verwendet. Die Lage der insgesamt 355 Messstationen im Simulationsgebiet ist in Abbildung 4.2 eingezeichnet. Dabei wird unterschieden zwischen den 180 Stationen, die im gesamten Zeitraum von 1971 bis 2000 betrieben wurden (rot), den 60 Stationen, die in Kapitel 6 als Testdatensatz dienen (blau) sowie allen weiteren zur Verfügung stehenden Stationen (grün). Dreiecke markieren die Stationen, deren Summen in Kapitel 5.5 gesondert mit Simulationsergebnissen verglichen werden.

An den Stationen wird die Höhe des Niederschlags in der Regel einmal am Tag um 07:30 Ortszeit (05:30 UTC bei Sommerzeit, 06:30 UTC bei Winterzeit) manuell ermittelt. Der dabei verwendete Niederschlagsmesser nach Hellmann besteht aus einer genormten Auffangfläche von 200 cm<sup>2</sup>, von welcher der Niederschlag über einen Sammeltrichter in einen Auffangbehälter fließt. Fester Niederschlag in Form von Schnee oder Graupel und Hagel wird vor der Messung geschmolzen.

Die größten Fehlerquellen dieses Messsystems sind die windinduzierte Ablenkung der Hydrometeore über der Messöffnung, die Benetzungsverluste an den Wänden sowie die Verdunstung aus dem Auffangbehälter (Folland, 1988; Richter, 1995). Durch diese Effekte werden in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, dem Sättigungsdefizit, der Tropfengrößenverteilung und der Art des Niederschlags (fest oder flüssig) die Messungen unterschätzt. Zusammengenommen beträgt der systematische Fehler im Winter zwischen 8 % und 30 %, im Sommer zwischen 5 % und 15 % (Sevruk, 1982; Frei und Schär, 1998).

Um die unregelmäßig verteilten Niederschlagsdaten qualitativ mit den Simulationsergebnissen vergleichen zu können, müssen sie auf ein regelmäßiges Gitter interpoliert werden. Diese Interpolation erfolgt hier durch Mittelung aller Stationsdaten innerhalb eines bestimmten Abstands (25 km) um die einzelnen Gitterpunkte mit einer linearen Abstandsgewichtung.

### **Ombrometermessnetz Baden-Württemberg**

Für die Darstellungen des Niederschlagsverlaufs während einzelner Ereignisse und als unabhängige Testgröße (Kap. 5.5) werden Niederschlagsmessungen des Ombrometermessnetzes Baden-Württemberg verwendet (Rauten und Stationen 1–5 in Abb. 4.2), die von der Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg bereitgestellt wurden. Dieses Stationsnetz wurde seit 1994 sukzessive aufgebaut.

Bei den 54 Stationen im Modellgebiet der Gesellschaft für Umweltmessungen und Umwelterhebungen (UMEG) kommen Systeme zum Einsatz, bei denen der über

einen Auffangtrichter (Auffangfläche 200 cm<sup>2</sup>) ablaufende Niederschlag zu Tropfen einheitlichen Volumens gebildet und optoelektronisch gezählt wird (LfU, 2000). Dieses Verfahren erlaubt eine Auflösung von bis zu 0.005 mm. Die zeitliche Auflösung der Daten gespeicherten Daten beträgt 30 min.

Bei den Systemen der Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg (LfU) und des DWD (94 im Modellgebiet) wird das Gewicht des in den Auffangbehälter gefallenen Niederschlags von einer elektronischen Wägezelle mit einer Auflösung von 0.01 mm gemessen. Aus der Gewichtsänderung ergeben sich dann Intensität und Niederschlagshöhe. Die zeitliche Auflösung dieser Messgeräte beträgt 1 min, für diese Arbeit liegen die Daten als 10 min Mittel vor.

Die größten Fehlerquellen beider Systeme sind analog zum Hellmann Niederschlagsmesser die Winddrift der Hydrometeore sowie Benetzungsverluste an den Wänden.

### **Synoptische Stationen (DWD)**

Die Bestimmung der Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000 (Kap. 6) erfolgte auf der Basis der Stationsmeldungen an den in Abb. 4.2 eingezeichneten SYNOP-Stationen (Stationen a–f). Das Messprogramm umfasst hier eine Vielzahl an meteorologischen Parametern, von denen in dieser Arbeit die Niederschlagssummen und das Wetter zur Zeit der Beobachtung (ww-Schlüssel) verwendet wurden. Die zeitliche Auflösung der Niederschlagsdaten (Hellmann) beträgt 6 h, in Einzelfällen 12 h. Der Wetterschlüssel als zweistelliger Code der Wetterbeobachtung der vorangegangenen 10–15 min wird je nach Tageszeit und Station in stündlichem oder zwei- bzw. dreistündigem Abstand ermittelt (an den meisten Stationen fanden vor 1990 zwischen 21:00 UTC und 05:00 UTC keine Beobachtungen statt).

### **Radiosondenaufstiege (DWD)**

Zur Initialisierung des Modells werden Radiosondenaufstiege der Station Stuttgart-Schnarrenberg (315 m ü. NN), dem einzigen Aufstiegsort auf deutscher Seite im Simulationsgebiet (Abb. 4.2), verwendet. Routinemäßig finden hier zu den Zeiten 00:00 UTC und 12:00 UTC Aufstiege statt, vereinzelt auch zusätzlich um 06:00 UTC und um 18:00 UTC. Gemessen wird mit den Radiosonden der Luftdruck, die Temperatur, die Taupunkttemperatur bzw. relative Feuchte, die Windrichtung und Windgeschwindigkeit. Archiviert und damit verfügbar sind die Daten auf den Hauptdruckflächen und an markanten Punkten, an denen es zu einer Änderung des Vertikalgradienten eines der gemessenen Parameter kam.

## 5 Simulation von Niederschlagsereignissen

Nachdem in Kapitel 3 das Strömungs- und Niederschlagsmodell beschrieben und Simulationen unter idealisierten Bedingungen vorgestellt wurden, sollen nun einzelne reale Niederschlagsereignisse simuliert werden. Durch den Vergleich mit Messdaten werden freie Parameterwerte im Modell, die nicht explizit aus den Gleichungen folgen, überprüft sowie alternative Berechnungsverfahren getestet. Außerdem lässt sich daraus abschätzen, inwieweit mit dem Modell qualitativ und quantitativ realistische Niederschlagssimulationen möglich sind und dieses als Instrument zur Regionalisierung von Punktmessungen geeignet ist. Zu diesem Zweck wurden fünf Starkniederschlagsereignisse mit sehr unterschiedlichem Charakter ausgewählt, von denen hier drei ausführlich diskutiert werden.

### 5.1 Modellinitialisierung

Für den Antrieb des Strömungsmodells wird die Anströmgeschwindigkeit  $U$ , die Windrichtung  $dd$  sowie die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_f$  benötigt. Um aus den Vertikalgeschwindigkeiten Niederschlagsintensitäten berechnen zu können, sind außerdem die vertikalen Temperatur- und Feuchteprofile notwendig. In der vorliegenden Arbeit wird das Modell durch einzelne Radiosondenaufstiege an der DWD-Station Stuttgart-Schnarrenberg initialisiert, da diese Daten eine hohe vertikale Auflösung besitzen und über einen langen Zeitraum verfügbar sind.

Zur Initialisierung des Modells werden die Radiosondendaten auf einen äquidistanten Abstand der geopotentiellen Höhe von 50 gpm interpoliert. Das Mischungsverhältnis in den einzelnen Höhen zur Bestimmung der Kondensationsrate (Gl. 3.38) lässt sich aus der Taupunkttemperatur und dem Luftdruck bestimmen. Die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_f$  bei Sättigung (Gl. 3.24) wird aus dem interpolierten Profil des Mischungsverhältnisses und des Temperaturgradienten als Mittel vom Boden bis in 2000 m Höhe berechnet. Ebenso wird für die horizontale Windgeschwindigkeit und Windrichtung verfahren, auch hier werden konstante Werte durch vertikale Mittelung berechnet. Die Obergrenze für die Mittelung liegt zwischen 3000 m und 5000 m und ist abhängig vom jeweiligen Windprofil. Von diesen mittleren Werten wird angenommen, dass sie repräsentativ für das gesamte Gebiet sind, was natürlich nicht immer der Fall ist.

Während der Messdauer an den Niederschlagsmessstationen, von denen Tagessummen des Niederschlags vorliegen, finden in der Regel zwei Radiosondenaufstiege

statt. Für die Simulationen werden die Radiosondenaufstiege verwendet, die kurz vor und während der Dauer der Messungen stattfanden. Aus jedem einzelnen Radiosondenaufstieg, der innerhalb der Dauer eines gesamten Niederschlagsereignisses liegt, wird eine Modellsimulation durchgeführt. Die einzelnen Simulationsergebnisse werden anschließend summiert und geben so das gesamte Ereignis wieder. Für ein Ereignis mit einer Andauer von beispielsweise 24 h folgen demzufolge aus den drei Radiosondenaufstiegen drei Simulationen (00:00, 12:00, 00:00 UTC), bei einer Andauer von 48 h fünf Simulationen.

Um aus den simulierten Niederschlagsintensitäten in mm/h Summen in mm zu erhalten, werden sie mit der Zeit, die dem Abstand zweier aufeinander folgender Aufstiege entspricht (hier 12 h), multipliziert. Dabei wird angenommen, dass die einzelnen Vertikalsondierungen repräsentativ für die meteorologischen Verhältnisse im gesamten Zeitintervall (6 h vor bis 6 h nach den Aufstiegen) sind. Da dies nicht immer der Fall ist, werden die Summen, wie im nächsten Abschnitt erläutert, durch einen konstanten Faktor an die tatsächlichen Verhältnisse angepasst.

## 5.2 Regressionsmodell

Die Niederschlagsdaten an den einzelnen Stationen können so interpretiert werden, dass sich die gemessenen Niederschlagssummen  $R_{mes}$  aus drei verschiedenen Anteilen zusammensetzen: aus dem Hintergrundniederschlag  $R_{syn}$ , dessen Ursachen synoptisch bedingt sind, einem Anteil  $R_{oro}$ , der aus der orografisch bedingten Hebung resultiert, sowie einem Anteil  $\varepsilon$ , der aus verschiedenen Messfehlern folgt:

$$R_{mes} = R_{syn} + R_{oro} + \varepsilon. \quad (5.1)$$

Der gesamte Messfehler  $\varepsilon$  weist in der Regel aufgrund der Unterschätzung des Niederschlags durch die Messungen (siehe auch Kap. 4) ein negatives Vorzeichen auf. Messfehler werden in dieser Arbeit allerdings nicht weiter berücksichtigt, da eine Korrektur der Daten für einzelne Ereignisse nicht zufrieden stellend realisierbar und mit erheblichem Aufwand verbunden wäre. Der Hintergrundniederschlag  $R_{syn}$  ist, wie die aufgeführten Beispiele in Kapitel 5.5 zeigen, in der Regel nicht über das gesamte Gebiet konstant, sondern weist häufig räumliche Unterschiede auf. Dabei finden diese Differenzen auf einer erheblich größeren Längenskala statt als die des orografisch induzierten Niederschlags  $R_{oro}$ .

Die Modellsimulationen liefern ausschließlich den orografischen Anteil des Nieder-

schlags,  $R_{oro}$ . Will man dabei den gesamten Niederschlag erfassen, muss der Hintergrundniederschlag  $R_{syn}$  aus den Messdaten abgeschätzt und den Simulationsdaten hinzugefügt werden. Dies erfolgt hier durch eine lineare Regression zwischen den Punktmessungen  $R_{mes}$  und den an die entsprechenden Positionen interpolierten Simulationsdaten  $R_{sim}$ . Das lineare Regressionsmodell

$$R_{mes} = \delta \cdot R_{sim} + R_{syn} \quad (5.2)$$

liefert dann als Achsenabschnitt den Hintergrundniederschlag  $R_{syn}$  und als Steigung einen Korrekturfaktor  $\delta$ . Dieser dimensionslose Korrekturfaktor  $\delta$  berücksichtigt die im Modell nicht quantifizierte Evaporation der Hydrometeore sowie ein nicht vollständiges Ausregnen der kondensierten Feuchte, die sich bei der Bergüberströmung bildet. Außerdem können durch den Faktor eventuelle Änderungen der meteorologischen Verhältnisse zwischen zwei aufeinander folgenden Radiosondenaufstiegen erfasst werden. Im Idealfall hat  $\delta$  genau einen Wert von eins. Durch die beiden Anpassungsparameter  $\delta$  und  $R_{syn}$  der Regressionsgeraden können an allen Gitterpunkten die simulierten orografisch bedingten Summen in Gesamtsummen überführt werden. Dieses Vorgehen ist ähnlich zu dem von Thompson et al. (1997), die für Jahresniederschläge den Hintergrundniederschlag und außerdem die Niederschlagsdauer ebenfalls mit einem Regressionsmodell zwischen Simulationen und Messungen abschätzten.

Sollen die Modellsimulationen zur Regionalisierung von einzelnen Punktmessungen eingesetzt werden, ist es nicht sinnvoll, die Regressionsanalyse auf das gesamte Gebiet zu beziehen. Vor allem dann, wenn im Simulationsgebiet keine annähernd einheitlichen synoptischen Bedingungen vorherrschen oder kleinräumige Prozesse das Niederschlagsgeschehen dominieren, lassen sich aus einem einzelnen Regressionsmodell kein realistischen Niederschlagsfelder ableiten. Daher werden zu dem Zweck der Interpolation separate Regressionsanalysen entweder für einzelne Teilgebiete (siehe Abb. 4.2) oder noch kleinere Areale (lokale Regression) durchgeführt. Die simulierten Niederschlagssummen  $R_{sim}$  an den einzelnen Gitterpunkten werden dabei durch die Anpassungsparameter  $\delta$  und  $R_{syn}$  der Regressionsgleichung, die nur aus Daten innerhalb der einzelnen Gebiete bestimmt wurden, korrigiert bzw. in Gesamtsummen umgerechnet.

Die Gebiete für die lokale Regression werden durch einen definierten Radius, der um die jeweiligen Gitterpunkte gelegt wird, festgelegt. Aus der Analyse mit einem unabhängigen Testdatensatz, der in die Regression nicht mit eingeflossen ist, ergab

sich dafür bei den meisten der untersuchten Ereignisse ein geeigneter Radius von 20 km. Dies entspricht einer Fläche von  $1257 \text{ km}^2$ . Innerhalb dieses Gebiets müssen sich mindestens acht Stationen befinden, sonst erfolgt eine sukzessive Vergrößerung des Radius'. Das Verfahren wurde bei den Niederschlagsereignissen II und III (Kap. 5.5.2 und 5.5.3) sowie bei der Ableitung von mittleren Starkniederschlagssummen (Kap. 6.4.1) angewendet. Ein geringerer Radius liefert zwar eine bessere Übereinstimmung der Simulationsergebnisse zu den Punktmessungen. Allerdings ist dabei die Anpassung der Simulationen an die Messungen zu groß, so dass dies nicht mehr als sinnvoll erachtet werden kann.

Bei einer geringen Korrelation ( $r < 0.7$ ) oder einer zu geringen bzw. negativen Geradensteigung liefert das lokale Regressionsmodell keine sinnvollen Ergebnisse mehr. In diesen Fällen erfolgt eine lineare Interpolation mit einfacher Abstandsgewichtung aus den benachbarten Messstationen. Davon betroffen sind in der Regel aber nur Gebiete mit geringer Geländesteigung, wo der synoptische Einfluss den orografischen weit überwiegt (z.B. Kraichgau oder Rheinebene).

### 5.3 Modellevaluierung mit Messdaten

Um die Simulationsergebnisse von einzelnen Niederschlagsereignissen mit Messdaten vergleichen zu können, müssen diese auf die exakte Position der jeweiligen Messstation interpoliert werden. Die Interpolation der Simulationsdaten erfolgt aus den vier nächsten Gitterpunkten mit einer linearen Abstandsgewichtung. Für den Vergleich werden die Tagessummen der DWD-Niederschlagsstationen (RR-Kollektiv) aufgrund ihrer großen Anzahl verwendet. Die Lage der Stationen ist in Abbildung 4.2 eingezeichnet. Eine unabhängigen Überprüfung der Simulationen nach lokaler Anwendung der Regression mit den DWD-Tagessummen erfolgt durch Daten des Ombrometermessnetzes des Landes Baden-Württemberg (Abb. 4.2). Die insgesamt 169 automatischen Stationen dieses Messnetzes haben in den meisten Fällen einen anderen Standort als die Niederschlagsstationen des DWD und können somit als unabhängiger Testdatensatz für die Simulationen betrachtet werden.

Die Bestimmung der optimalen Parameterwerte und die Überprüfung von alternativen Berechnungsmethoden erfolgt mittels des Korrelationskoeffizienten  $r$  sowie des (relativen) mittleren quadratischen Fehlers  $rms$  zwischen den Messungen und Simulationen. Voraussetzung für den üblicherweise verwendeten Produkt-Moment-Korrelationskoeffizienten nach Pearson ist eine annähernde Normalverteilung der Daten, vor allem bei einer geringen Stichprobenanzahl  $N$  (Wilks, 1995; Habib et al.,

2001). Die Niederschlagssummen zeigen jedoch bei den einzelnen Ereignissen keine Normalverteilung, wie eine stichprobenhafte Überprüfung mit dem  $\chi^2$ -Test ergab. Daher wird stattdessen der Rang-Korrelationskoeffizient nach Kendall (Kendall und Stuart, 1971) verwendet, der unabhängig von der statistischen Verteilung der Werte ist. Zusätzlich erweist er sich als robuster gegenüber Ausreißern (Schönwiese, 1992).

Das gesamte Simulationsgebiet wird in vier verschiedene Teilgebiete mit unterschiedlichen orografischen Eigenschaften unterteilt (Abb. 4.2) Für jedes Teilgebiet wird separat eine Regressionsanalyse durchgeführt. Dadurch ist es möglich, Übereinstimmungen oder Differenzen zwischen den Simulationen und Messungen auf bestimmte orografische Charakteristika zurückzuführen.

## 5.4 Sensitivitäten und Anpassung

Für fünf unterschiedliche Starkniederschlagsereignisse mit langer Andauer wurden verschiedene Parameterwerte und alternative Berechnungsverfahren im Strömungs- und Niederschlagsmodell getestet. Insgesamt wurden 98 verschiedene Simulationen mit veränderten Parameterkombinationen und Algorithmen durchgeführt, um sowohl die am besten geeigneten Kombinationen zu ermitteln als auch die Sensitivitäten der einzelnen Parameter zu untersuchen. Das Ergebnis dieser Testläufe soll im Folgenden kurz zusammengefasst werden.

Die einzelnen Parameter, die bei verschiedenen Simulationsläufen der fünf ausgewählten Starkniederschlagsereignisse bestimmt werden sollen, sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Mittelungshöhen  $z_U$  für die Windgeschwindigkeit und Windrichtung sowie  $z_N$  für die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_f$  bestimmen die simulierten Vertikalgeschwindigkeiten des Strömungsmodells. Durch die Bildungszeit  $t_w$ , die Fallgeschwindigkeit  $v_e$  und den Abstand  $\Delta z$  zur  $0^\circ\text{C}$ -Grenze, ab dem die Eisteilchen als vollständig geschmolzen angenommen werden können, wird die Drift der Wolken und Hydrometeore im Niederschlagsmodell festgelegt. Der Verlauf des Feuchtefaktors  $\lambda_s$  bestimmt die Stärke des Lee-Effekts.

Alternativ zu dem in Kapitel 3 beschriebenen Modell wurden außerdem noch folgende Berechnungsverfahren und Methoden überprüft:

- Bestimmung der orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten aus Hangneigung und horizontaler Windgeschwindigkeit:  $w = \vec{v} \cdot \nabla h = U \cdot \frac{\partial h(x,y)}{\partial x}$  (analog zu beispielsweise Alpert und Shafir, 1989a; Sinclair, 1994; Thompson et al., 1997; siehe Kap. 2.4)

Tabelle 5.1: Parameter im Niederschlagsmodell

Param.	Gl.	Bedeutung
$z_U$	-	maximale Höhe für die Berechnung einer konstanten Windrichtung $dd$ und Windgeschwindigkeit $U$
$z_N$	3.24	maximale Höhe für die Berechnung einer konstanten Brunt-Väisälä-Frequenz $N_f$
$N_f$	3.24	Brunt-Väisälä-Frequenz $N_f$ bei feuchtlabiler Schichtung
$t_k$	3.41	Bildungszeit $t_w$ für Eiswolken
$v_e$	-	Fallgeschwindigkeit $v_e$ für Eispartikel
$\sigma_{x,y}$	-	Standardabw. Gaußfilter bei Mittelung nach Drift
$\Delta z$	-	Schmelzen der Eispartikel um $\Delta z$ unterhalb der $0^\circ\text{C}$ -Höhe
$\lambda_s$	3.40	Verlauf und Schwellenwert des Feuchtefaktors $\lambda_s$

- Approximation der Windgeschwindigkeit durch ein lineares Windprofil  $U(z_u) = b \cdot z_u + U_0$ ,  $b > 0$ . Für die Berechnung der vertikalen Wellenzahlen  $m = \text{fkt}(k, l)$  im Strömungsmodell wird nicht die Dispersionsgleichung (3.20) verwendet, sondern modifizierte Gleichungen nach Booker und Bretherton (1967) und Klemp und Lilly (1975) (siehe Smith, 1989). Dabei wird die Richardsonzahl  $Ri$  eingeführt, für die gelten muss:  $Ri = N^2/b^2 > 1/4$ . Damit die Bedingung erfüllt bleibt, darf der Wert von  $b$  nicht zu hoch sein. Gegebenenfalls muss die Steigung  $b$  des Windprofils verringert werden bei gleichzeitiger Erhöhung der Windgeschwindigkeit  $U_0$  am Boden. Insgesamt muss bei dieser Anpassung das Mittel der Windgeschwindigkeit erhalten bleiben.
- Horizontaler Gitterabstand von 1 km x 1 km statt 2.5 km x 2.5 km.

Die Werte der Parameter, mit denen die besten Simulationen der fünf verschiedenen Ereignisse erzielt wurden, sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

### (a) Strömungsmodell

**Brunt-Väisälä-Frequenz:** Bei allen Ereignissen ergeben sich die besten Simulationen bei einer Mittelungshöhe der Brunt-Väisälä-Frequenz bis 2000 m. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Beobachtungen, dass die Stabilität der Schichtung bis ungefähr in Höhe der Orografie das Strömungsmuster maßgeblich bestimmt (z.B. Rasmussen et al., 1989; Etling, 1990). Im feuchtlabilen Fall, also bei imaginärer Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_f$ , muss diese auf einen kleinen Wert gesetzt werden. Die Unterschiede bei verschiedenen Werten (von  $0.0003 \text{ s}^{-1}$  bis  $0.001 \text{ s}^{-1}$ ) sind gering.

Tabelle 5.2: Parameter der optimierten Niederschlagssimulationen (Kap. 5.5). Die Bedeutung der einzelnen Parameter ist in Tab. 5.1 erläutert.

Parameter	25.–26.02. 1997	11.–13.12. 1997	28.–29.10. 1998	18.–20.02. 1999	16.–17.09. 2000
$z_U$ in m	4000	4000	4000	5000	4000
$z_N$ in m	2000	2000	2000	2000	2000
$N_f$ (labil) in $s^{-1}$	0.0003	0.001	0.0003	0.001	0.001
$t_k$ in s	900	900	1000	1000	1000
$v_e$ in $m s^{-1}$	2	1.5	2	1	2
$x : \sigma_{x,y} = x \cdot  \vec{d} $	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
$\Delta z$ in m	400	400	0	0	400
$\lambda_s : RF(\%)/Exp.$	0.8/0.25	0.8/0.25	0.8/0.25	0.8/0.25	0.8/0.25

**Windprofil:** Die besten Ergebnisse werden mit einem höhenkonstanten Horizontalwind erzielt. Die geeignete Mittelungshöhe hierfür schwankt zwischen 2500 m und 5000 m. Abhängig vom vorherrschenden Windprofil ergeben sich durch Änderung der Mittelungshöhe teilweise starke Differenzen bei den Simulationsergebnissen. Bei Verwendung eines Windprofils mit linearer Zunahme der Geschwindigkeit mit der Höhe anstatt eines höhenkonstanten Windes sind in fast allen Fällen und Gebieten die Simulationen qualitativ schlechter im Vergleich zu den Beobachtungen.

**Hebung:** Die Niederschlagssimulationen, bei denen die Vertikalgeschwindigkeit aus dem Gradienten der Hangneigung und der horizontalen Windgeschwindigkeit bestimmt wurden, weisen eine teils deutlich geringere Korrelation und einen sehr viel höheren relativen Fehler zu den Messungen auf gegenüber der Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit mit dem Strömungsmodell. Quantitativ liegt der aus dem Gradienten abgeschätzte Niederschlag um einen Faktor 2–5 über den gemessenen Summen. Dieses Ergebnis ist insofern von Bedeutung, als bei vielen einfachen Niederschlagsmodellen der Vertikalwind auf diese Weise bestimmt wird (z.B. Alpert und Shafir, 1989a; Sinclair, 1994; Thompson et al., 1997; siehe auch Kap. 2.4).

**Gitterabstand:** Bei Verwendung eines Gitterabstands von 1 km x 1 km anstatt von 2.5 km x 2.5 km ergeben sich praktisch keine qualitativen Verbesserungen der Simulationen gegenüber den Beobachtung. Da mit einer höheren Auflösung vor allem aufgrund der FFT eine erheblich höhere Rechenzeit verbunden ist, wird die Auflösung bei 2.5 km x 2.5 km belassen.

## (b) Niederschlagsmodell

**Niederschlagsdrift:** Einen starken Einfluss auf die räumliche Niederschlagsverteilung hat die abgeschätzte Formationszeit der Wolken. Vor allem bei niedriger Höhe der Schmelzschicht und hoher horizontaler Windgeschwindigkeit ist die Verdriftung der Hydrometeore bei einer langen Formationszeit entsprechend hoch. Die besten Ergebnisse resultieren bei einer angenommenen Zeit für die Bildung der Hydrometeore von 900–1000 s in der obersten Höhe (Gl. 3.41). Diese angenommene Dauer liegt im Bereich der Abschätzungen einiger Autoren (siehe Kap. 2.2).

Die Fallgeschwindigkeit der Eisteilchen ist für die Maxima der Niederschlagsverteilung zwar nur von untergeordneter Bedeutung, wohl aber für die räumliche Verteilung des Gesamtniederschlags. Vor allem bei hochreichender Niederschlagsbildung und niedriger Höhe der 0°C Grenze sind die Auswirkungen erheblich. Die besten Ergebnisse werden bei einer Fallgeschwindigkeit zwischen 1 und 2 m s<sup>-1</sup> erzielt. Den gleichen Einfluss auf die simulierte Niederschlagsverteilung hat der angenommene Abstand unterhalb der 0°C Grenze, bei der die Hydrometeore als vollständig geschmolzen und damit als Regentropfen betrachtet werden können. Gute Ergebnisse folgen bei einem vertikalen Abstand von 400 m in Verbindung mit einer Fallgeschwindigkeit von 1.5 bis 2 m s<sup>-1</sup> für die Eisteilchen.

**Lee-Effekt:** Von untergeordneter Bedeutung ist die räumliche Mittelung bei der Berechnung der Feuchteadvektion. Variationen des Feuchtefaktors  $\lambda_s$  haben zwar einen Einfluss auf die Höhe des simulierten Niederschlags, brachten aber keine qualitative Verbesserung der Simulationen gegenüber den Messungen.

## 5.5 Ausgewählte Starkniederschlagsereignisse

Nach Bestimmung der optimalen Parameterkombinationen im Modell wird nun gezeigt, inwieweit qualitativ und quantitativ realistische Niederschlagssimulationen möglich sind. Außerdem wird die Anwendung der verschiedenen Regressionsmethoden (für einzelne Teilgebiete oder lokal) von Kapitel 5.2 diskutiert. Zu diesem Zweck werden im Folgenden drei der insgesamt fünf ausgewählten Starkniederschlagsereignisse, die auch für die Anpassung der freien Parameter im vorigen Kapitel verwendet wurden, ausführlich diskutiert:

- Ereignis I: Großräumiger und annähernd gleichmäßiger Niederschlag im gesamten Simulationsgebiet.

- Ereignis II: Hohe Niederschlagssummen begrenzt auf den Nordschwarzwald.
- Ereignis III: Niederschlag vor allem durch großräumige Hebungsprozesse und kräftige vertikale Umlagerungen im Frontbereich, besonders im Nordschwarzwald (Hochwasserfall Baden–Baden).

Die Korrelationskoeffizienten zwischen den Messungen und Simulationen für alle insgesamt fünf Ereignisse sind in Tabelle A.1 im Anhang A.3 aufgelistet.

### 5.5.1 Niederschlagsereignis I: 11.–13.12.1997

Die anhaltende Advektion feuchter Luftmassen führte in der Periode vom 11.–13.12.1997 im Südwesten Deutschlands zu Niederschlägen, die nach 50 h Andauer an einigen Stationen die Monatsmittelwerte für den Dezember erreichten. Die höchsten Summen im Südschwarzwald wurden in Schonach (171 mm) und Furtwangen (170 mm), im Nordschwarzwald in Zwickgabel (150 mm) und Herrenwies (130 mm) registriert. Aufgrund der verbreitet hohen Niederschläge kam es im Schwarzwald zu zahlreichen Überschwemmungen und einzelnen Hangrutschungen.

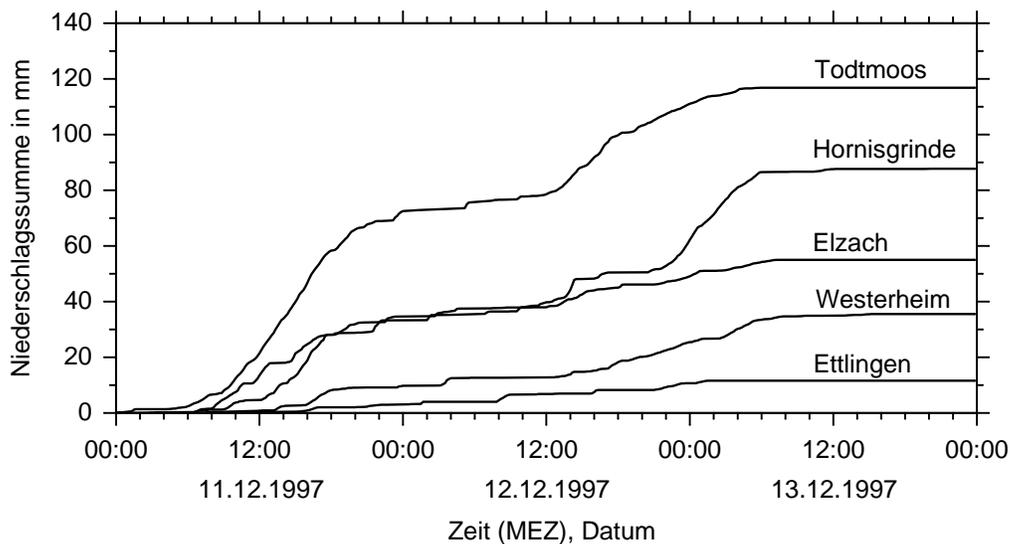


Abbildung 5.1: Zeitreihe der gemessenen akkumulierten Niederschlagssummen vom 11.–13.12.1997 an verschiedenen Stationen im Simulationsgebiet. Lage der Stationen in Abb. 4.2.

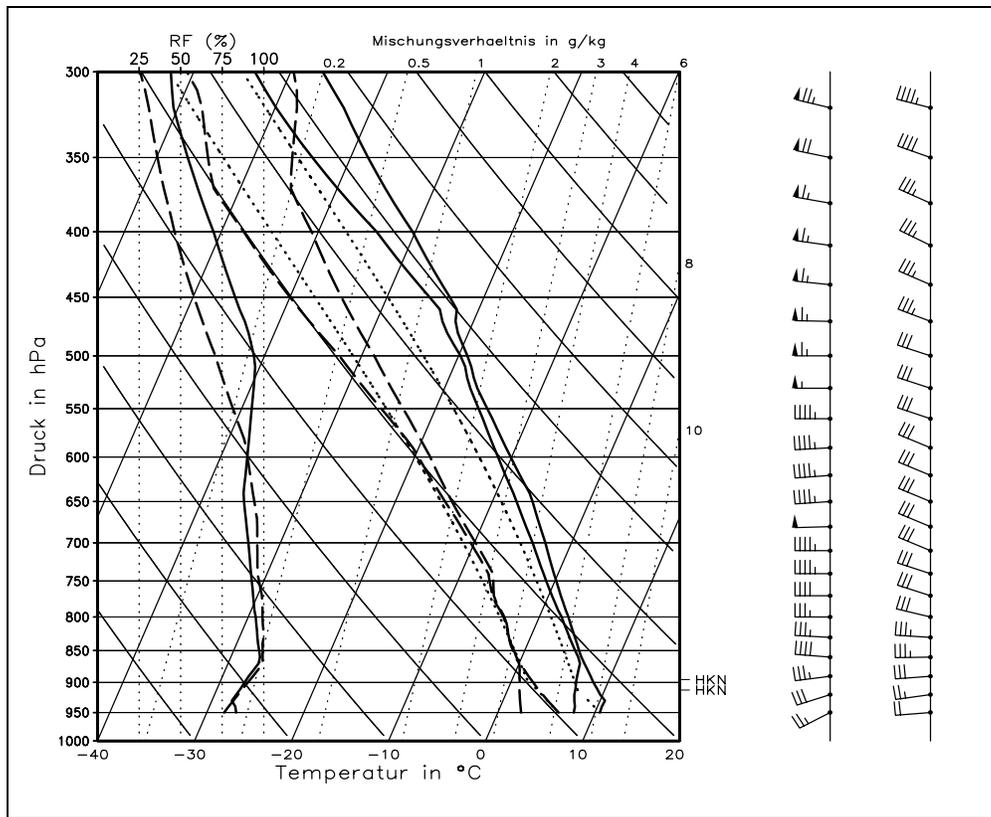


Abbildung 5.2: Radiosondenaufstiege am 11.12.1997, 13:00 MEZ (durchgezogene Linien; Windpfeile links) und am 12.12.1997, 13:00 MEZ (gestrichelte Linien; Windpfeile rechts) in Stuttgart-Schnarrenberg. Dargestellt: Profile von Temperatur, Taupunkttemperatur, relativer Feuchte und Hebungskurve eines Luftpaket vom Boden aus (punktiert). Rechts: vertikale Windprofile (kurzer Strich = 5 kn, langer Strich = 10 kn, Dreieck = 50 kn).

### Synoptische Lage

Das Ereignis wurde bei der Großwetterlage West zyklonal (Wz) durch einen kurzwelligen Trog in der Höhenströmung (500 hPa) ausgelöst. Dieser verlagerte sich im Lauf des 11.12. unter Intensivierung von Irland nach Südkandinavien und zog tags darauf weiter in Richtung Osten ab. Das damit verbundene Tiefdruckgebiet am Boden zog mit seinem Kern von Nordirland (11.12., 00:00 UTC) unter Abschwächung zur Deutschen Bucht (12.12., 00:00 UTC) und weiter nach Polen (13.12., 00:00 UTC). Im Warmsektor des Tiefs strömte warme und feuchte Meeresluft aus westlichen Richtungen nach Süddeutschland ein, in der es zu verbreiteten Niederschlägen kam. Das erste Niederschlagsgebiet (Abb. 5.1) trat zwischen ca. 06:00 MEZ

am 11.12. und 08:00 MEZ am 12.12. auf. Nach Durchzug einer schwach wetterwirksamen Kaltfront in den Vormittagsstunden des 12.12. gingen die Temperaturen um fast 7 K zurück, der Wind drehte langsam auf Westnordwest (Abb. 5.2). Bedingt durch den hohen Feuchtegehalt in der Kaltluft (annähernde Sättigung bis ca. 650 hPa) kam es, vor allem in der Nacht zwischen dem 12. und 13.12. zu weiteren ergiebigen Niederschlägen (Abb. 5.1), die in den Mittelgebirgen schließlich als Schnee fielen. Im Lauf des 13.12. beendete die Ausdehnung eines Azorenhoch die lange Niederschlagsperiode in Süddeutschland.

## Modellsimulationen

Während der Dauer des Niederschlagsereignisses fanden an der Station Stuttgart insgesamt 6 Radiosondenaufstiege jeweils um 00:00 und um 12:00 UTC statt, die für die Simulation des Ereignisses verwendet wurden. Die Parameterwerte für die folgenden Simulationen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Abbildung 5.3 zeigt den simulierten Vertikalwind (oben) und die simulierte Niederschlagsintensität (unten) im Vertikalschnitt für den Radiosondenaufstieg vom 11.12., 13:00 MEZ (Abb. 5.2). Die Lage des Vertikalschnitts kann Abbildung 5.5 entnommen werden (nördliche Linie). Vorherrschend zu diesem Termin waren feuchtwarme Luftmassen im Warmsektor des Tiefs. Die Windgeschwindigkeit als höhengewichtetes Mittel zwischen dem Boden und einer Höhe von 4000 m betrug  $20 \text{ m s}^{-1}$  bei einer Windrichtung von  $270^\circ$ . Die mittlere Schichtung war bis 2000 m feuchtlabil, daher wurde die Brunt-Väisälä-Frequenz auf den nahezu neutralen Wert von  $N_f = 0.001 \text{ s}^{-1}$  gesetzt. Für die maximale Hindernishöhe von 1000 m im Nord-schwarzwald folgt daraus eine Froude-Zahl von  $Fr = 20$ . In diesem Bereich erfolgt die Überströmung der Hindernisse nahezu glatt ohne Auslösung von Leewellen. Aufgrund der hohen Windgeschwindigkeit und der geringen Stabilität der Schichtung erreichen die mit dem Strömungsmodell simulierten Vertikalgeschwindigkeiten Werte von über  $1.4 \text{ m s}^{-1}$  (Abb. 5.3, oben). Daraus ergeben sich relativ hohe Intensitäten des orografisch bedingten Niederschlags bis über  $4 \text{ mm h}^{-1}$  (Abb. 5.3, unten). Da zu dieser Zeit vor allem auch in der Höhe annähernd Sättigung vorlag, wird Niederschlag bis in Höhen von knapp über 4000 m gebildet. Oberhalb der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze in ca. 2500 m (vollständiges Schmelzen der Hydrometeore in 2100 m) fällt der gesamte Niederschlag als Schnee oder Eis. Dementsprechend werden die langsam fallenden Eisteilchen über weite Strecken verdriftet.

Die Temperatur ging 24 Stunden später in der rückseitig der Front einfließenden

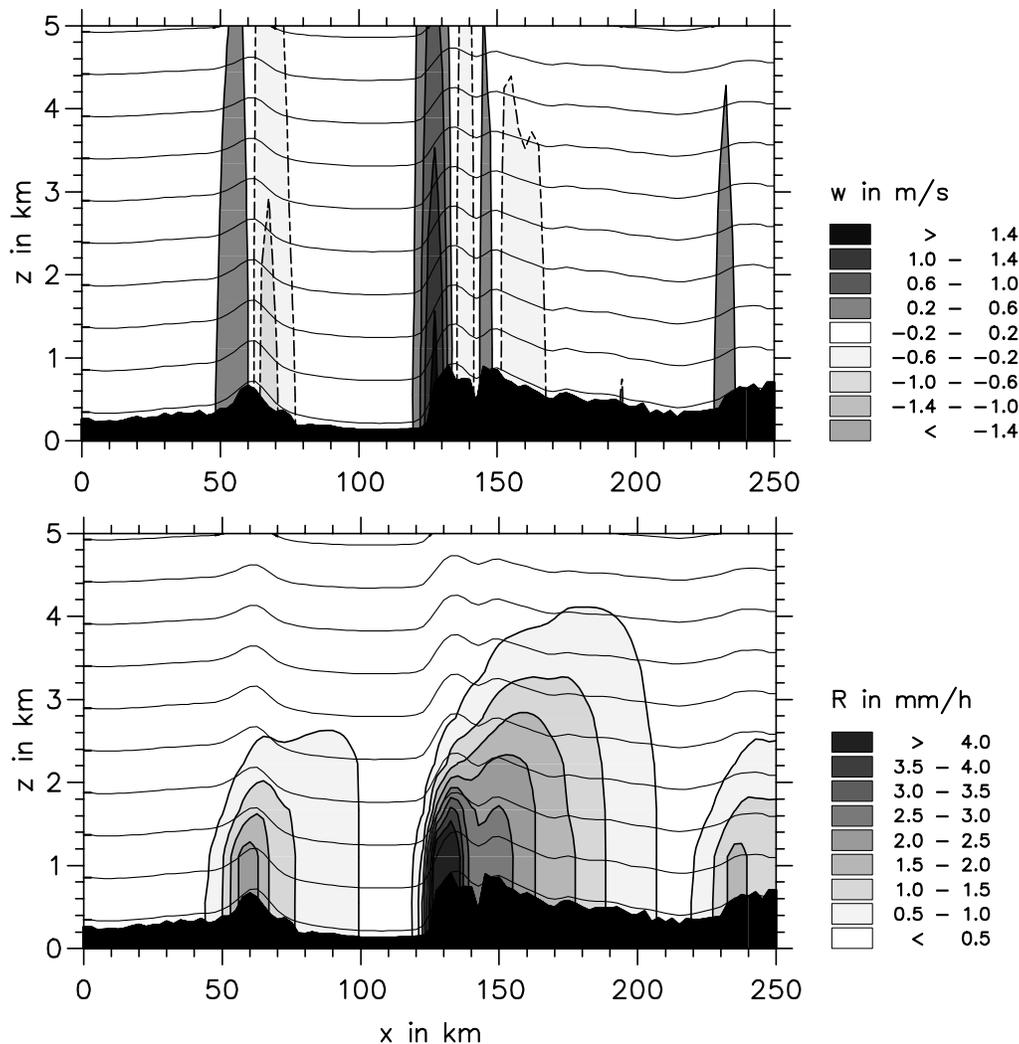


Abbildung 5.3: Simulierter Vertikalwind (oben) und simulierte Niederschlagsintensität (unten) für den 11.12.1997, 13:00 MEZ im Vertikalschnitt (nördliche Linie in Abb. 5.5).

Kaltluft in allen Höhen um  $6\text{--}10^\circ\text{C}$  zurück, während die Schichtung immer noch feuchtilabil war. Der Wind drehte unter leichter Abschwächung ( $15\text{ m s}^{-1}$ ) von  $270^\circ$  auf  $280^\circ$ . Das Vertikalwindfeld (Abb. 5.4, oben) bei einer Froude-Zahl von  $Fr = 15$  ist qualitativ ähnlich zu dem vorhergehenden, nur mit etwas geringeren maximalen Hebungsgeschwindigkeiten als Folge der verringerten Anströmgeschwindigkeit. Niederschlag fällt nun aufgrund der niedrigeren Temperaturen in der Kaltluft ( $0^\circ\text{C}$ -Grenze: 1250 m) fast überall in fester Form (Abb. 5.4, unten). Mit Werten bis fast  $3\text{ mm h}^{-1}$  ist die simulierte Niederschlagsintensität zwar geringer gegenüber den Simulationen für den Vortag, aber aufgrund der annähernden Sättigung der kalten

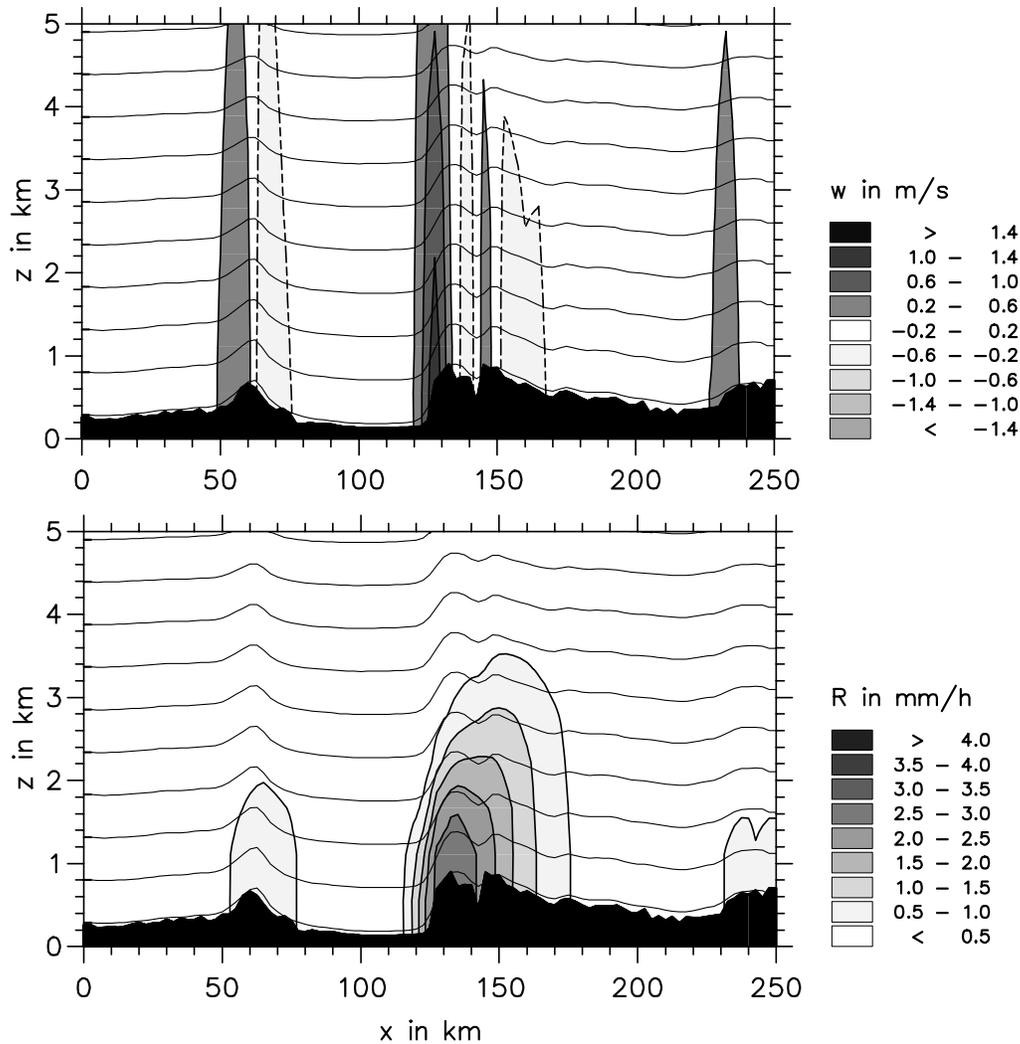


Abbildung 5.4: Simulierter Vertikalwind (oben) und simulierte Niederschlagsintensität (unten) für den 12.12.1997, 13:00 MEZ im Vertikalschnitt (nördliche Linie in Abb. 5.5).

Luftmassen bis in 600 hPa (ca. 4100 m) findet Niederschlagsbildung auch noch in Höhen von 3500 m statt. Da oberhalb des HKN (1000 m) aller Niederschlag in fester Form fällt, ist trotz der geringeren horizontalen Windgeschwindigkeiten die horizontale Verdriftung noch relativ stark. Im Bereich der Nordvogesen (km 60) wird auf der Leeseite mehr Niederschlag berechnet als auf der Anströmseite. Im Nordschwarzwald (ab km 130) verlagert sich das Niederschlagsmaximum über den Bergkamm hinaus bis ins Leegebiet.

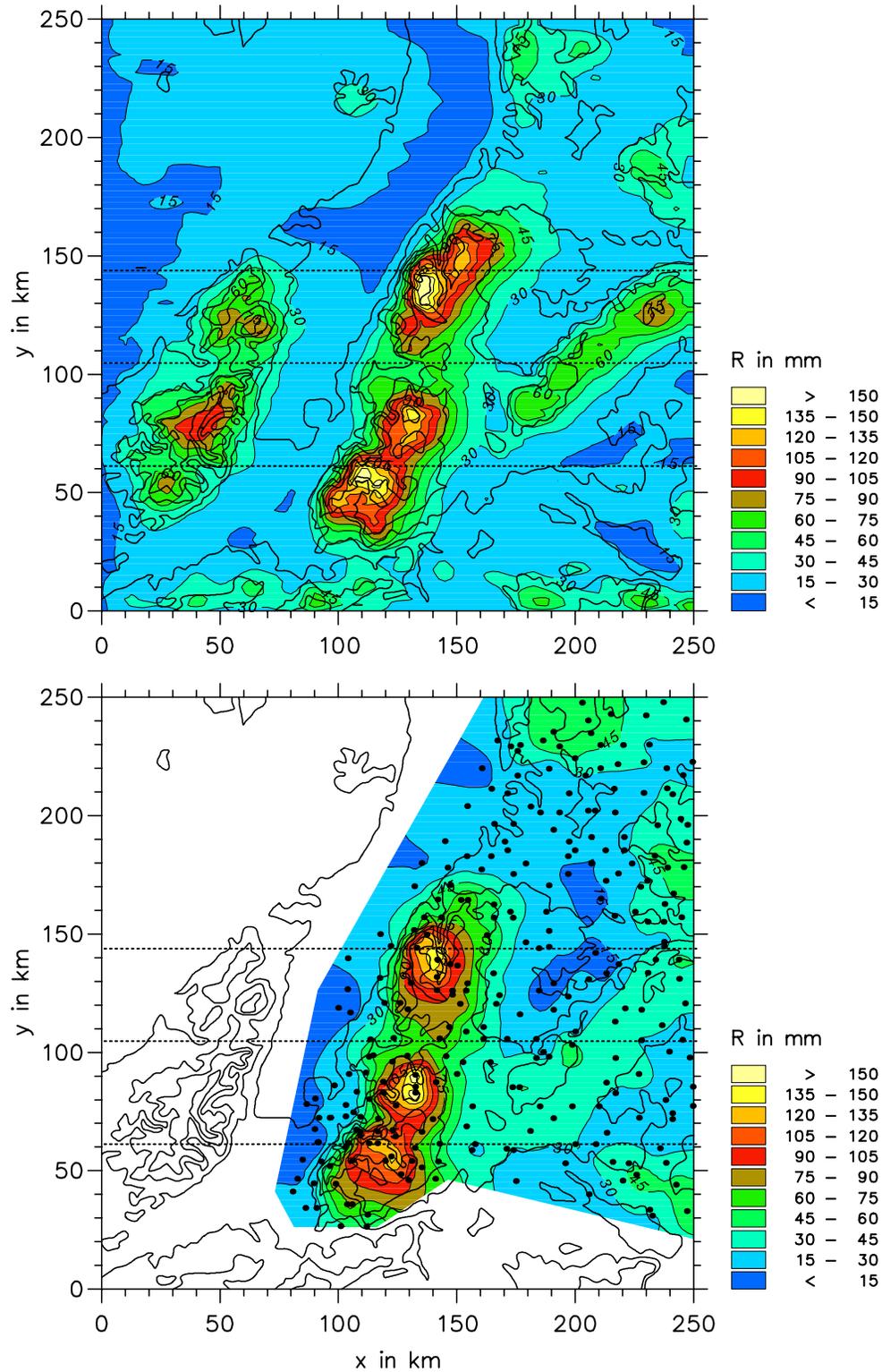


Abbildung 5.5: Räumliche Verteilung der Niederschlagssummen für den 11.–13.12.1997 nach Simulationen mit Regression (gesamtes Gebiet ohne Kraichgau/Odenw.; oben) und Messungen (unten).

## Vergleich mit Beobachtungen

Die Regression für das gesamte Niederschlagsereignis vom 11.12. bis 13.12.1997 über alle Stationen (ohne Kraichgau/Odenwald) liefert eine Ausgleichsgerade von  $R = 0.63 \cdot R_{sim} + 14.7$  mm. Der Korrekturfaktor (Steigung der Ausgleichsgeraden) von  $\delta = 0.63$  bedeutet, dass der simulierte Niederschlag im Mittel den 1.6-fachen Wert des gemessenen Niederschlags aufweist. Diese Differenz ist im Wesentlichen auf die Vernachlässigung der Evaporation im Modell und die getroffene Annahme, dass das gesamte berechnete Kondensat in Niederschlag übergeht, zurückzuführen. Insgesamt aber zeigt der berechnete Wert des Korrekturfaktors, dass der Anteil des orografisch verursachten Niederschlags quantitativ sehr gut vom Modell wiedergegeben wird. Der Hintergrundniederschlag  $R_{syn}$  ist dem Regressionsmodell zufolge mit 11.6 mm gering im Vergleich zu den maximalen Niederschlagssummen. Die Niederschlagsverteilung ist somit im Wesentlichen orografisch bestimmt.

Die Korrelation zwischen den Messdaten und den Simulationsdaten ist für den Nordschwarzwald mit  $r = 0.88$ , für den Südschwarzwald mit  $r = 0.93$  und für den gesamten Süden (Simulationsgebiet ohne Kraichgau/Odenwald) mit  $r = 0.84$  hoch (Rang-Korrelationskoeffizienten nach Kendall). Die räumliche Varianz des Niederschlags kann damit um bis zu 86.5 % (Südschwarzwald) durch das Modell erklärt werden (Bestimmtheitsmaß  $B = r^2$ ).

Der simulierte Niederschlag nach Anpassung mit einem Regressionsmodell ist in Abbildung 5.5 (oben) dargestellt. Dem gegenübergestellt ist die Niederschlagsverteilung nach den Messungen an den DWD-Messstationen (unten). Insgesamt ist die Übereinstimmung zwischen den Messungen und den Simulationen gut. Die Niederschlagsmaxima im Nord- und Südschwarzwald werden sowohl in der Magnitude als auch bezüglich ihrer Lage gut durch die Simulationen wiedergegeben. In allen Fällen liegen die höchsten Werte sowohl bei den Messungen als auch bei den Simulationen in der Nähe der Berggipfel. Allerdings haben sie in den Simulationen eine etwas größere räumliche Ausdehnung als bei den Messungen. Dabei ist aber zu beachten, dass gerade in diesen Gebieten, z.B. im Nordschwarzwald bei ( $x=155$  km/ $y=155$  km) oder im Südschwarzwald bei ( $x=100$  km/ $y=45$  km) keine Messstationen vorhanden sind. Im Norden des Simulationsgebiets und im Bereich der Schwäbischen Alb ist die räumliche Verteilung der Niederschlagssimulationen ähnlich der Verteilung nach den Messungen. Allerdings liegen vor allem auf der Anströmseite der Schwäbischen Alb die Simulationenwerte über denen der Messungen.

In Abbildung 5.6 sind die Niederschlagssummen der Simulationen im West-Ost-

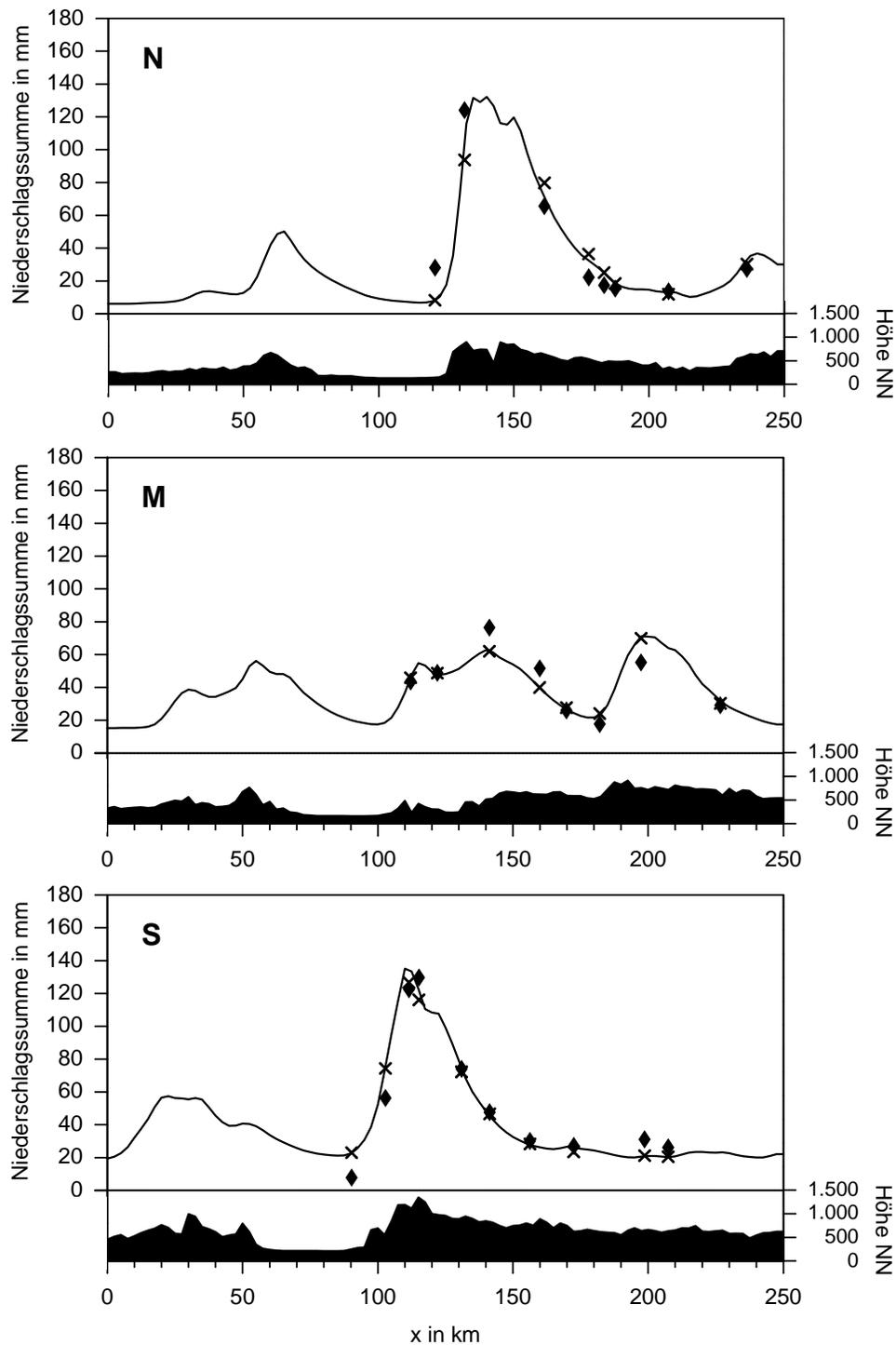


Abbildung 5.6: Niederschlagssummen vom 11.–13.12.1997 im West-Ost-Schnitt mit Simulationsdaten (durchgezogene Linie), Stationsdaten (Rauten) und Simulationsdaten, interpoliert auf die jeweilige Position der Stationen (Kreuze). Die Positionen der Geländeschnitte im Norden (N), in der Mitte (M) und im Süden (S) sind in Abb. 5.5 eingezeichnet.

Schnitt sowie einzelne Stationsmessungen (Rauten) dargestellt. Da die Stationen (Dreiecke in Abb. 4.2) nicht genau auf einer Linie liegen, sind in der Abbildung zusätzlich die Simulationsdaten (Kreuze) dargestellt, die auf die exakte Position der einzelnen Stationen interpoliert wurden. Auch hier zeigt sich die gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen den Simulationen und den Messungen. Gut zu erkennen ist, dass die Maxima und Minima des Niederschlags nicht unbedingt mit denen der Orografie zusammen fallen. Daher können Interpolationsverfahren, bei denen die Höhe über Meeresniveau als maßgeblicher Faktor berücksichtigt wird, die tatsächliche Verteilung des Niederschlags vor allem in Gebieten mit starker orografischer Gliederung nicht korrekt wiedergeben.

### 5.5.2 Niederschlagsereignis II: 16.–17.09.2000

Einfließende feuchte Luftmassen am Rande eines Höhentiefs zusammen mit orografischen Hebungsprozessen führten zwischen dem 16. und 17.09.2000 zu teils erheblichen Niederschlägen, allerdings nur im nördlichen Schwarzwald. Die höchsten Summen wurden an den Stationen Herrenwies (116 mm), Hornisgrinde (137 mm; siehe Abb. 5.7) und Dobel (85 mm) gemessen.

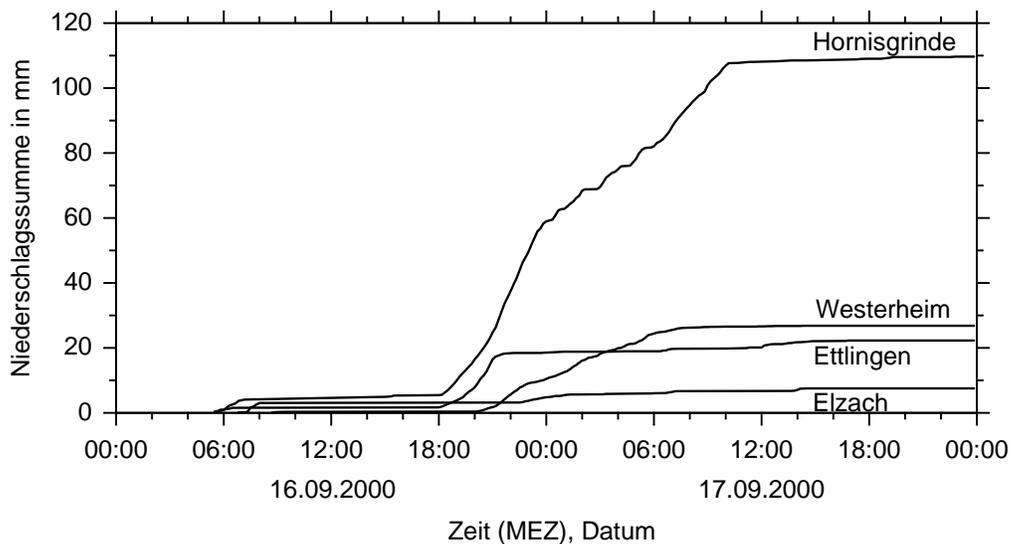


Abbildung 5.7: Zeitreihe der gemessenen akkumulierten Niederschlagssummen vom 16.–17.09.2000 an verschiedenen Stationen im Simulationsgebiet. Lage der Stationen in Abb. 4.2.

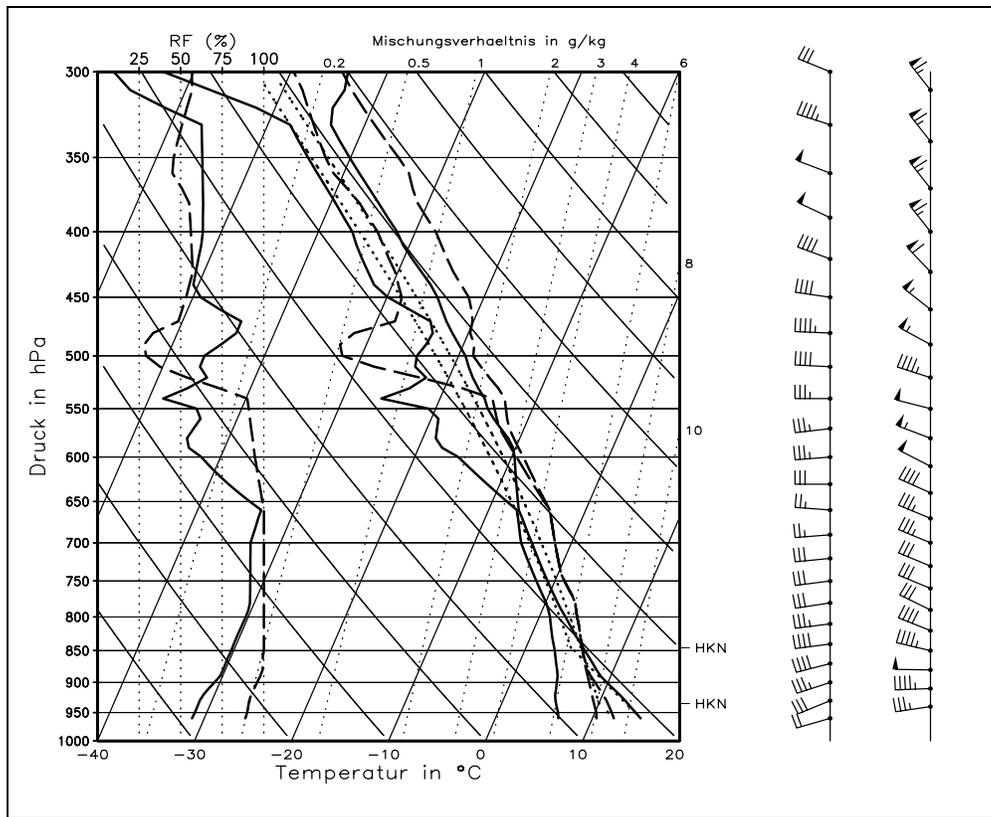


Abbildung 5.8: Radiosondenaufstiege am 16.09.2000, 19:00 MEZ (durchgezogene Linien; Windpfeile links) und am 17.09.2000, 01:00 MEZ (gestrichelte Linien; Windpfeile rechts). Dargestellt: Profile von Temperatur, Taupunkttemperatur, relativer Feuchte und Hebungskurve eines Luftpakets vom Boden aus (punktiert). Rechts: vertikale Windprofile (kurzer Strich = 5 kn, langer Strich = 10 kn, Dreieck = 50 kn).

### Synoptische Lage

Grund für die starken Niederschläge war ein kaltes Höhentief, dessen Kern sich vom Ärmelkanal (16.09., 00:00 UTC) über den Norden Deutschlands hinweg nach Nordpolen (18.09., 00:00 UTC) verlagerte (Großwetterlage Wz). An seiner Südwestflanke flossen in den unteren Höhen feuchte und milde Luftmassen von Nordwesten her ein, während in der Höhe Kaltluftadvektion wirksam war. Im Bodendruckfeld markiert zudem eine kurze zyklonale Welle mit einer ausgeprägten Konfluenzzone über dem Südwesten Deutschlands ein Gebiet mit verstärkter Hebung. Durch diese Konstellation kam es hier vor allem in der Nacht vom 16. auf den 17.09. zu moderaten, aber lange anhaltenden Niederschlägen (Abb. 5.7), die zusätzlich aufgrund der hohen Windgeschwindigkeiten deutliche Verstärkung durch die Orografie erfuhren.

## Modellsimulationen

Während des insgesamt 28-stündigen Niederschlagsereignisses fanden vier Radiosondenaufstiege statt, die für die Initialisierung des Niederschlagsmodells verwendet wurden. Zusätzlich zu den routinemäßigen Vertikalsondierungen gab es an beiden Tagen jeweils um 18:00 UTC weitere Aufstiege.

Aus dem Vertikalprofil in der Warmluft am 16.09., 19:00 MEZ (Abb. 5.8) folgt eine vom Boden bis in 4000 m Höhe gemittelte horizontale Windgeschwindigkeit von  $15.8 \text{ m s}^{-1}$  und eine Windrichtung von  $260^\circ$ . Die Schichtung war feuchtilabil, da-

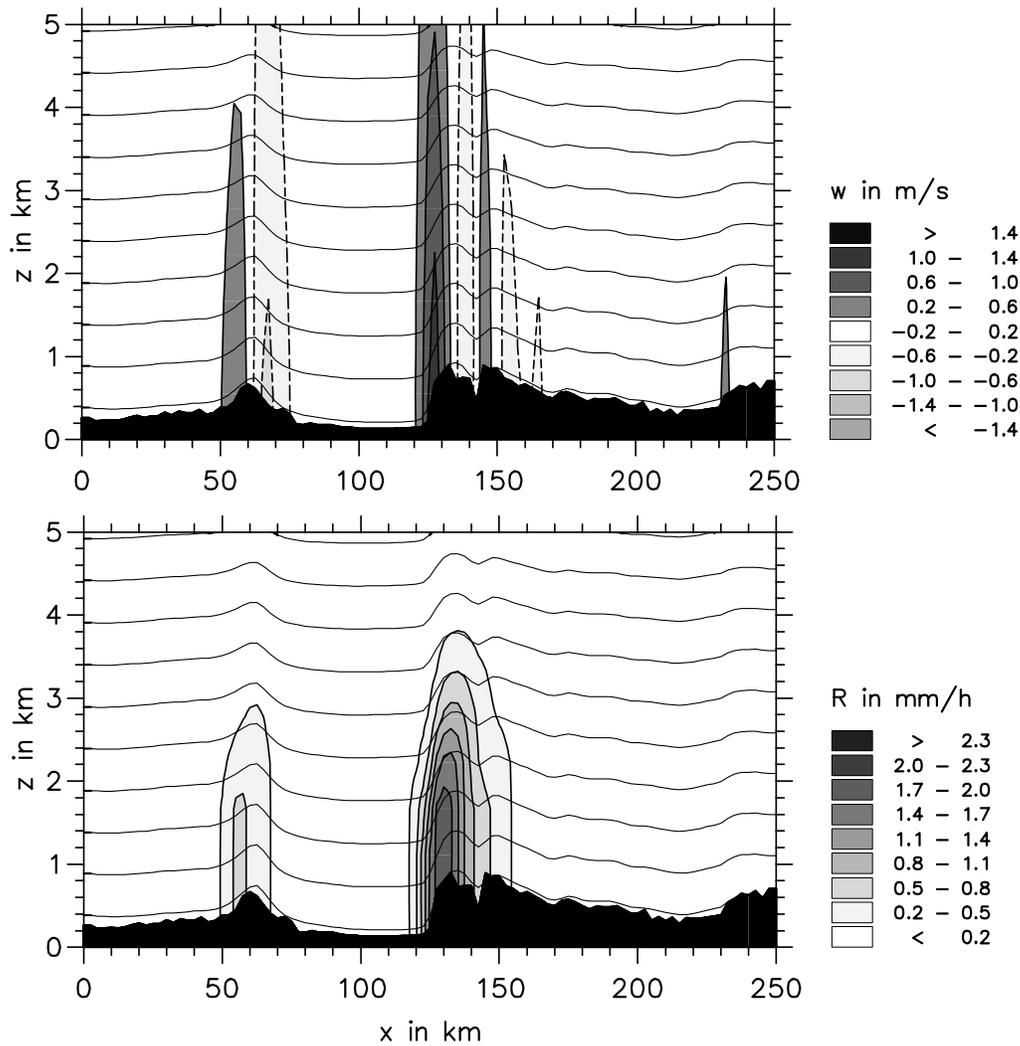


Abbildung 5.9: Simulierter Vertikalwind (oben) und simulierte Niederschlagsintensität (unten) für den 16.09.2000, 19:00 MEZ im Vertikalschnitt (nördliche Linie in Abb. 5.11).

her wurde auch hier die Brunt-Väisälä-Frequenz auf den fast neutralen Wert von  $N_f = 0.001 \text{ m s}^{-1}$  gesetzt. Daraus folgt eine Froude-Zahl von  $Fr = 15$  (Geländehöhe 1000 m). Das simulierte Vertikalwindfeld im West-Ost-Schnitt (Abb. 5.9, oben) zeigt eine annähernd glatte Überströmung der einzelnen Berge analog zu Ereignis I (Abb. 5.3). Die Hebung erreicht Werte bis maximal  $1.2 \text{ m s}^{-1}$ . Da das Vertikalprofil zu dieser Zeit vor allem in den unteren Höhe keine Sättigung aufweist und das HKN mit 1600 m relativ hoch liegt, können sich im Bereich der Hebungsgebiete nur geringe Niederschlagsintensitäten bis  $2 \text{ mm h}^{-1}$  bilden (Abb. 5.9, unten).

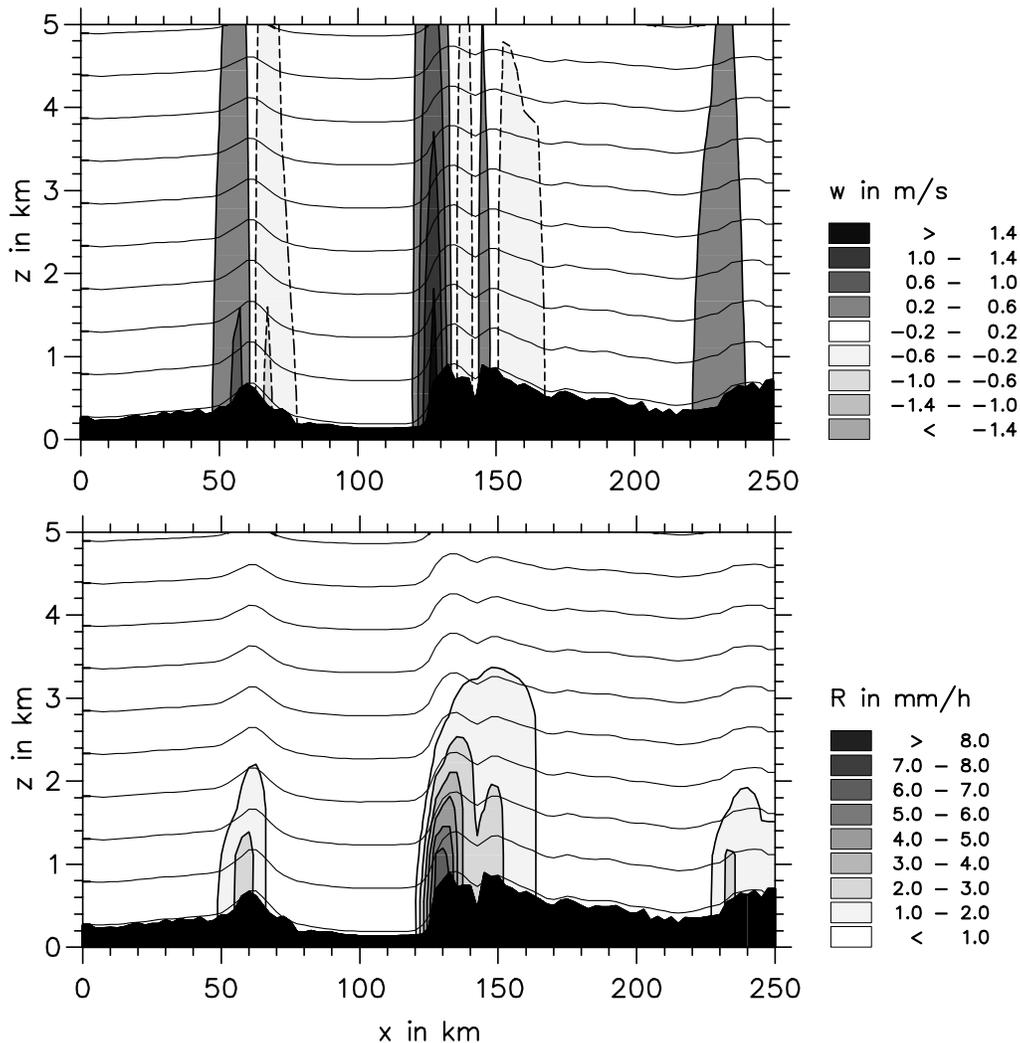


Abbildung 5.10: Simulierter Vertikalwind (oben) und simulierte Niederschlagsintensität (unten) für den 17.09.2000, 01:00 MEZ im Vertikalschnitt (nördliche Linie in Abb. 5.11).

Niederschlag unterhalb von 2250 m ( $0^{\circ}\text{C}$  Grenze 2500 m) fällt als Regen mit hohen Fallgeschwindigkeiten zu Boden. Daher ist die horizontale Verdriftung gering und der Niederschlag konzentriert auf die Bereiche um die Gipfel.

Sechs Stunden später (17.09.2000, 01:00 MEZ) änderten sich zwar mit Einfließen von Luftmassen aus nördlicheren Richtungen die Temperaturen fast nicht, dagegen zeigte die Feuchte eine ausgeprägte Zunahme. Bis in Höhen von über 600 hPa (3600 m) wurde annähernd Sättigung erreicht, und das HKN sank auf nunmehr 750 m ab (Abb. 5.8). Die aus dem Profil gemittelte Windgeschwindigkeit betrug  $18.3 \text{ m s}^{-1}$ , die Windrichtung  $287^{\circ}$ , die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_f = 0.0014 \text{ s}^{-1}$  ( $Fr = 13.1$ ). Aufgrund der etwas höheren horizontalen Windgeschwindigkeit liegen die simulierten Hebungsgeschwindigkeiten (Abb. 5.10, oben) mit Werten bis  $1.5 \text{ m s}^{-1}$  geringfügig über denen sechs Stunden zuvor. Vor allem wegen der über weite Höhenbereiche gesättigten Luftmassen ergeben sich daraus hohe simulierte Niederschlagsintensitäten bis  $7 \text{ mm h}^{-1}$  im Anströmbereich des Nordschwarzwalds. Auch hier ist die horizontale Verdriftung der Hydrometeore aufgrund der schnellen Fallzeit und der kurzen Bildungszeit von Wolken in der flüssigen Phase geringer. Daher findet eine Konzentration des Niederschlags vorderseitig und um den Gipfelbereich statt.

### Vergleich mit Beobachtungen

Wie die räumliche Verteilung der Niederschlagssummen nach den Messungen an den DWD-Stationen zeigt (Abb. 5.11), fiel an diesen beiden Tagen Niederschlag nur nördlich des mittleren Schwarzwalds, während im Süden keine oder nur sehr geringe Niederschlagsmengen registriert wurden. In diesem Fall ist eine Regressionsrechnung, die das gesamte Simulationsgebiet einschließt, nicht sinnvoll. Daher wird eine lokal begrenzte Regression nur mit den Messdaten und zugehörigen Simulationsdaten im Umkreis von 20 km um die einzelnen Gitterpunkte durchgeführt (siehe Kap. 5.2). Durch die lokale Regression wird sichergestellt, dass in Gebieten, in denen kein Niederschlag gemessen wurde, auch von den Simulationen kein Niederschlag wiedergegeben wird, d.h. hier sind  $\delta = 0$  und  $R_{syn} = 0$ .

Die Regression für den gesamten Nordschwarzwald, wo die höchsten Niederschlagssummen auftraten, liefert die Ausgleichsgerade  $R = 0.88 \cdot R_{sim} + 11.87 \text{ mm}$  bei einem Korrelationskoeffizienten von 0.80. Der Korrekturfaktor  $\delta$  liegt auch hier nahe dem theoretischen Wert von 1. Aus der geringen Summe des Hintergrundniederschlags  $R_{syn}$  von 11.9 mm folgt, dass die hohen Niederschlagssummen im Nordschwarzwald mit bis zu 150 mm weitestgehend orografisch bedingt waren. Daher kann auch dieses

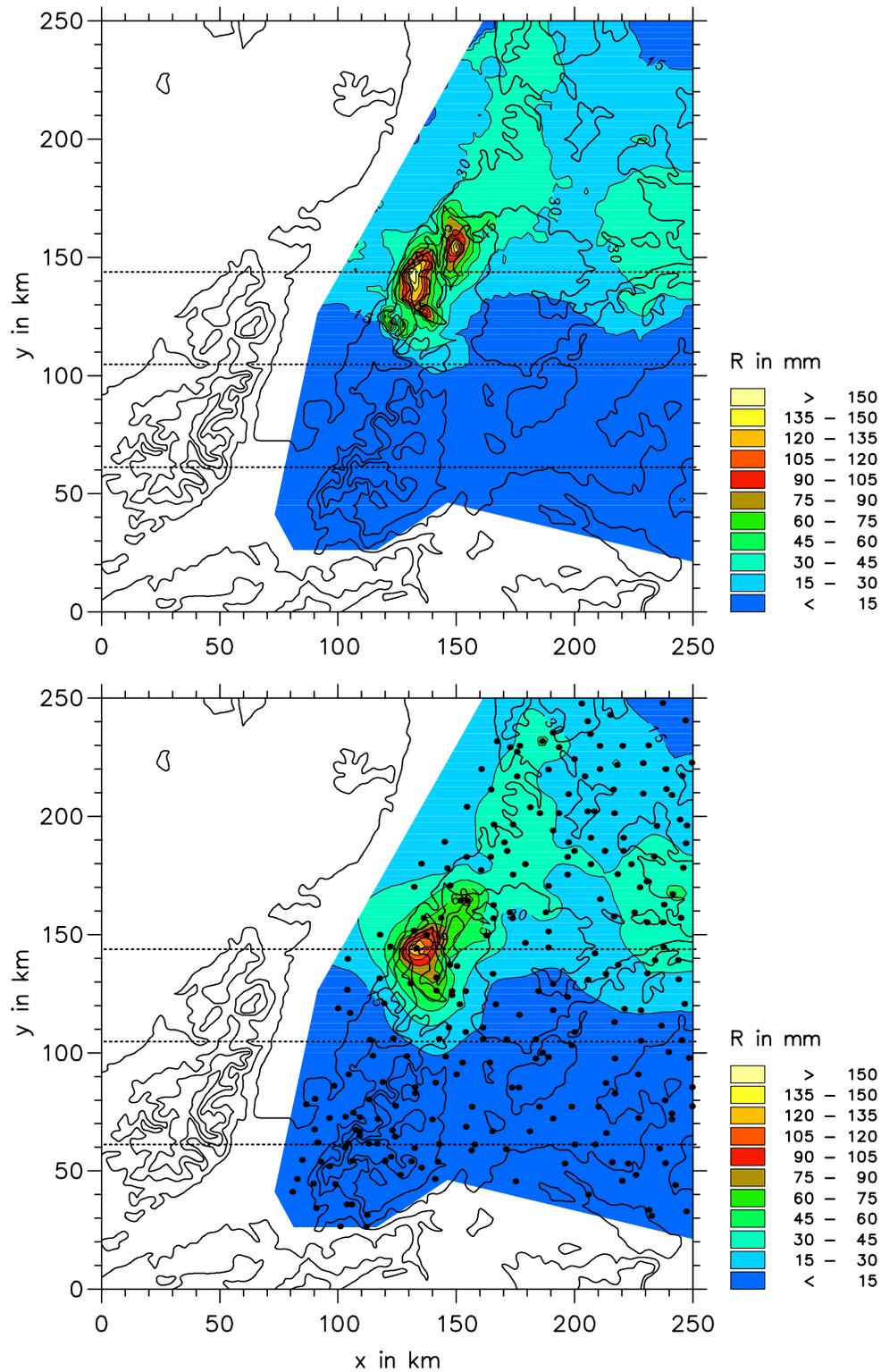


Abbildung 5.11: Räumliche Verteilung der Niederschlagssummen für den 16.–17.09.2000 nach Simulationen mit lokaler Regression (Messdaten im Umkreis von 20 km um Gitterpunkte; oben) und nach Messungen (unten).

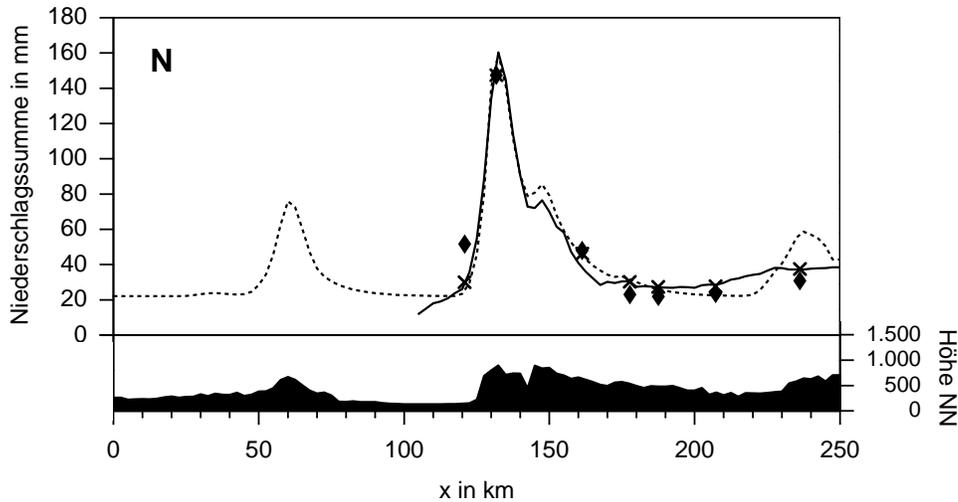


Abbildung 5.12: Niederschlagssummen vom 16.–17.09.2000 im West-Ost-Schnitt mit Simulationsdaten nach lokaler Regression (Radius 20 km; durchgezogene Linie), Simulationsdaten nach Regression für das Teilgebiet Nordschwarzwald (gestrichelte Linie), Stationsdaten (Rauten) und Simulationsdaten, interpoliert auf die jeweilige Position der Stationen (Kreuze). Die Position des Geländeschnitts im Norden in Abbildung 5.11 eingezeichnet.

Ereignis gut durch das Niederschlagsmodell wiedergegeben werden.

Die räumliche Verteilung der Niederschlagssummen vom 16. bis 17.09.2000 nach Simulationen (Abb. 5.11, oben) und Messungen (Abb. 5.11, unten) zeigt sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung. Die Lage und die Höhe der Niederschlagsmaxima im Nordschwarzwald sind bei den Messungen und den Simulationen nahezu identisch. Allerdings sind auch hier, wie schon zuvor bei Ereignis I, die Gebiete mit hohen Niederschlagssummen bei den Simulationen gegenüber denen der Messungen etwas größer (z.B.  $x=150$  km/ $y=160$  km oder  $x=130$  km/ $y=130$  km).

Die Überprüfung der Simulationen nach Anwendung der lokalen Regression mit den Daten des Ombrometermessnetzes Baden-Württemberg als unabhängigen Testdaten ergab einen Korrelationskoeffizienten von  $r = 0.96$  für das gesamte Simulationsgebiet ohne Kraichgau/Odenwald und  $r = 0.94$  für den Nordschwarzwald (Rang-Korrelationskoeffizient). Über 92 bzw. 88 % der räumlichen Varianz der Messungen kann daher durch die Modellsimulationen mit der Datenanpassung durch lokale Regression erklärt werden. Dies bestätigt die gute Anwendungsmöglichkeiten des Modells auch bei Niederschlägen, die großräumig inhomogen sind durch Anwendung eines lokalen Regressionsmodells.

Da bei diesem Ereignis nur die nördlichen Landesteile von Niederschlägen betroffen waren, ist in Abbildung 5.12 nur die nördliche Linie im Vertikalschnitt dargestellt. Insgesamt zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und Simulationen, vor allem auch im Bereich des Maximum. Im Rheintal findet die Niederschlagszunahme erst unmittelbar im Anstiegsbereich der Orografie auf der Luvseite des Schwarzwalds statt. Dadurch werden wie schon zuvor am 11.–13.12.1997 auch hier die Niederschlagssummen im Rheintal am Randbereich des Schwarzwalds vom Modell unterschätzt. Der Niederschlagsverlauf der Simulationsdaten, der aus einer auf alle Gitterpunkte gleich angewandten Regressionsgeraden des Teilgebiets Nordschwarzwald resultiert, ist qualitativ wie quantitativ dazu in guter Übereinstimmung. Im Bereich der Schwäbischen Alb allerdings erfolgt eine deutlichere Reduzierung der Summen und damit eine bessere Anpassung der Simulationen an die Messungen durch die lokale Regression.

### 5.5.3 Niederschlagsereignis III: 28.–29.10.1998

Der Durchzug einer Kaltfront in Verbindung mit kräftigen Hebungsprozessen aufgrund der Dynamik der Höhenströmung führte zwischen dem 28. und 29.10.1998 vor allem im Bereich des Nordschwarzwalds zu kräftigen Niederschlägen. Hier wurden die höchsten Summen an den Stationen Geroldsau (174 mm) und Weisenbach (168 mm) gemessen, während sie im Südschwarzwald erheblich geringer waren (Todtmoos 58 mm, Feldberg 33 mm). Bedingt durch die starken Niederschläge im Nordschwarzwald, die zudem innerhalb kurzer Zeit auf annähernd wassergesättigte Böden fielen, kam es verbreitet zu Überflutungen und einigen Hangrutschungen. Am schwersten betroffen war die Stadt Baden-Baden, die durch den Vorfluter Oosbach, dessen Pegel innerhalb von wenigen Stunden auf über 3 m anstieg (Normalpegel: 20–40 cm), über weite Teile überschwemmt wurde.

#### Synoptische Lage

Ein markanter, in allen Höhen stark ausgeprägter Trog verlagerte sich zusammen mit dem Sturmtief am Boden langsam von den Shetlandinseln (28.10., 00:00 UTC) nach Norwegen (29.10.) und weiter nach Finnland (30.10.). In dem breiten Warmsektor des Frontensystems floss am 28.10. feuchtwarme Tropikluft nach Südwestdeutschland ein. Durch die großräumige Aufgleitbewegung kam es verbreitet zu mäßigen Niederschlägen (erste Niederschlagsperiode bis 28.10., 20:00 MEZ in Abb. 5.13). Auf dem Höhepunkt ihrer Wetterwirksamkeit überquerte eine weit ausladende, wel-

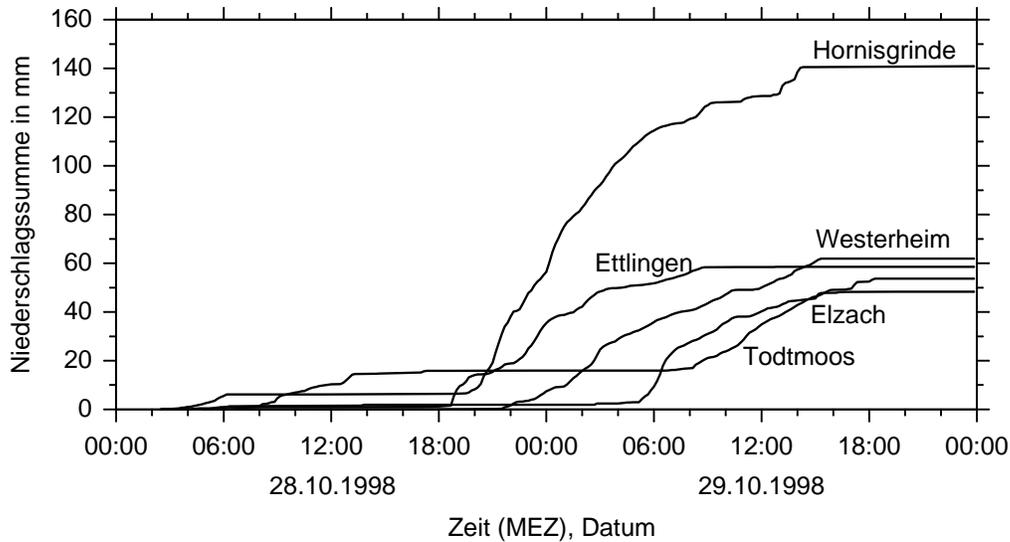


Abbildung 5.13: Zeitreihe der gemessenen akkumulierten Niederschlagssummen vom 28.–29.10.1998 an verschiedenen Stationen im Simulationsgebiet. Lage der Stationen in Abb. 4.2.

lende Kaltfront in den Abendstunden des 28.10. den Nordschwarzwald, die hier zu kräftigen Niederschlägen führte (zweite Niederschlagsperiode ab 28.10., 20:00 MEZ in Abb. 5.13). Einer zweiten Welle, die in den Vormittagsstunden des 29.10. den Süden Deutschlands überquerte, folgten bis zum Nachmittag weitere Niederschläge aus den kühleren, aber sehr feuchten Luftmassen aus nordwestlichen Richtungen.

### Modellsimulationen

Während der Dauer des gesamten Niederschlagsereignisses wurden an der Station Stuttgart insgesamt vier Radiosondenaufstiege durchgeführt, die für die Initialisierung des Niederschlagsmodells verwendet wurden. Im Vertikalprofil vom 28.10., 13:00 MEZ (Abb. 5.14) im Warmsektor des Tiefs treten die sehr hohen Windgeschwindigkeiten in allen Höhen markant hervor. Die gemittelte Windgeschwindigkeit (bis 4000 m Höhe) lag zu diesem Zeitpunkt bei  $33.6 \text{ m s}^{-1}$ , die Windrichtung betrug  $270^\circ$ . Die Schichtung bis zu einer Höhe von 2000 m war mit einer Brunt-Väisälä-Frequenz von  $N_f = 0.003 \text{ s}^{-1}$  gering feuchtstabil. Daraus berechnet sich eine Froude-Zahl von  $Fr = 11.2$  (Hindernishöhe 1000 m).

Aufgrund der hohen Windgeschwindigkeit ergeben sich ebenfalls sehr hohe berechnete Vertikalgeschwindigkeiten mit Werten bis über  $2 \text{ m s}^{-1}$  (Abb. 5.15, oben). Die Überströmung der Hindernisse erfolgt dabei im Wesentlichen glatt, Leewellen sind

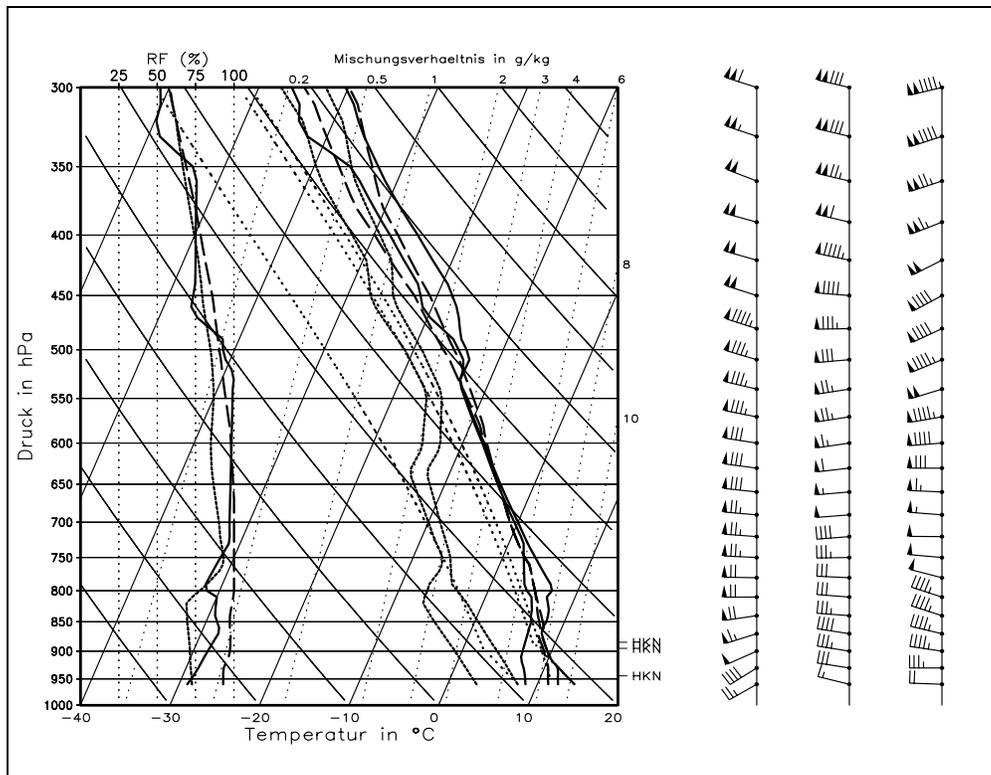


Abbildung 5.14: Radiosondenaufstiege am 28.10.1998, 13:00 MEZ (durchgezogene Linien; Windpfeile links), am 29.10.1998, 01:00 MEZ (gestrichelte Linien; Windpfeile mitte) und am 29.10.1998, 13:00 MEZ (gepunktete Linien; Windpfeile rechts). Dargestellt: Profile von Temperatur, Taupunkttemperatur, relativer Feuchte und Hebungskurve eines Luftpakets vom Boden aus (punktiert). Rechts: vertikale Windprofile (kurzer Strich = 5 kn, langer Strich = 10 kn, Dreieck = 50 kn).

nicht zu erkennen. Obwohl die Atmosphäre in den unteren Schichten nicht gesättigt ist, kommt es infolge der hohen orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten zur Bildung von kräftigem Niederschlag oberhalb des HKN (1200 m) mit Intensitäten bis  $9.5 \text{ mm h}^{-1}$  (Abb. 5.15, unten). Die Hydrometeore, die unterhalb von 3000 m in Form von Regentropfen fallen, werden mit dem starken Horizontalwind über weite Strecken verfrachtet. Dadurch liegen die Niederschlagsmaxima nicht mehr vorderseitig, sondern rückseitig der einzelnen Berggipfel.

In der Nacht des 28.10. überquerte die ausgeprägte Kaltfront den Südwesten Deutschlands. Im Radiosondenaufstieg von 01:00 MEZ ist dies noch nicht zu erkennen, erst um 13:00 MEZ des gleichen Tags tritt der markante Rückgang der Temperatur um bis zu  $10^\circ\text{C}$  auf. Die Windgeschwindigkeit um 01:00 MEZ ging auf  $20.0 \text{ m s}^{-1}$  zu-

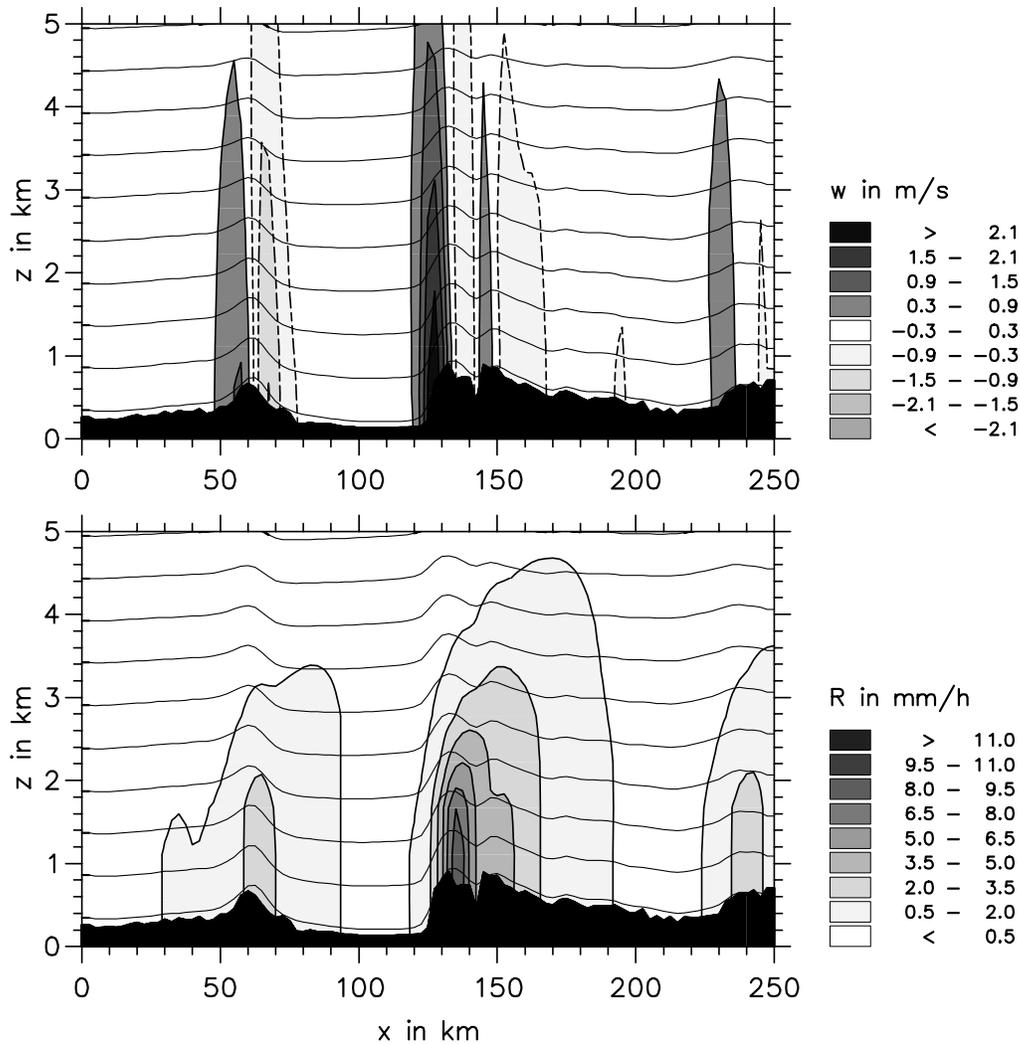


Abbildung 5.15: Simulierter Vertikalwind (oben) und simulierte Niederschlagsintensität (unten) für den 28.10.1998, 13:00 MEZ im Vertikalschnitt (nördliche Linie in Abb. 5.17).

rück bei einer Drehung genau auf westliche Richtungen (Mittel bis 4000 m). Die Schichtung war mit  $N_f = 0.004 \text{ s}^{-1}$  geringfügig stabiler gegenüber der Sondierung im Warmsektor 12 Stunden zuvor.

Vor allem die geringeren horizontalen Windgeschwindigkeiten, aber auch die erhöhte Schichtungsstabilität führen jetzt zu den niedrigeren Vertikalgeschwindigkeiten in den Simulationen, die nur noch Werte bis knapp  $1.4 \text{ m s}^{-1}$  erreichen (Abbildung 5.16, oben). Bei einer Froude-Zahl von  $Fr = 5$  können einzelne, schwach ausgeprägte Wellen im Stromlinienmuster beobachtet werden. Außerdem sind die Auf- und Abwindbereiche vertikal leicht in Richtung der Anströmung geneigt. Vor allem

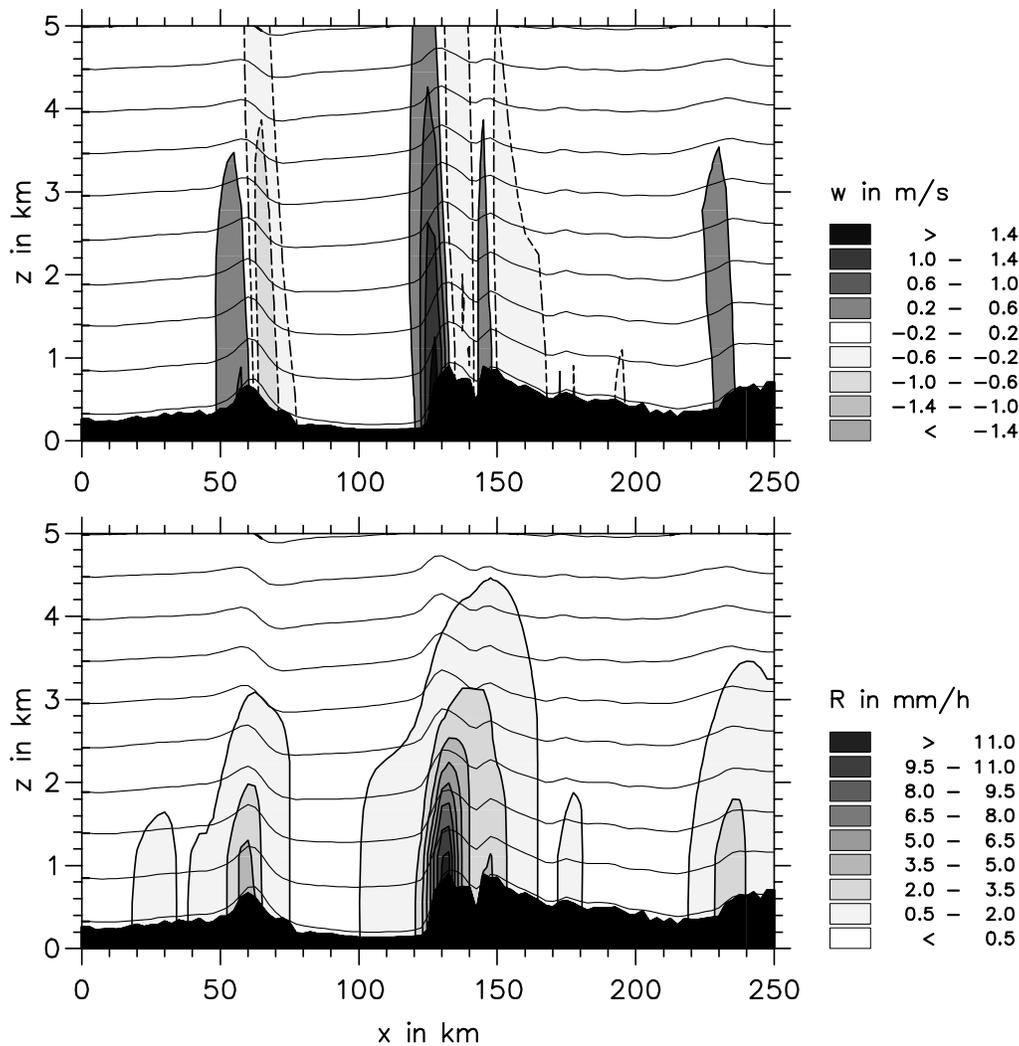


Abbildung 5.16: Simulierter Vertikalwind (oben) und simulierte Niederschlagsintensität (unten) für den 29.10.1998, 01:00 MEZ im Vertikalschnitt (nördliche Linie in Abb. 5.17).

im Rheintal bildet sich schon vor Erreichen des Schwarzwalds ein großes Hebungsgebiet aus, das zur Folge hat, dass die Niederschlagsbildung hier weiter stromauf einsetzt (Abb. 5.16, unten). Obwohl die Hebung zu diesem Zeitpunkt geringer ist als 12 Stunden zuvor, ergeben sich mit Werten bis knapp über  $11 \text{ mm h}^{-1}$  höhere simulierte Niederschlagsintensitäten. Der Grund hierfür ist die fast vollständige Sättigung der Luftmassen bis zu einer Höhe von fast 4500 m und das Absinken des HKN auf 650 m. Die Maxima des Niederschlags liegen, bedingt durch die geringere horizontale Verdriftung, annähernd zentriert um die Gipfel herum.

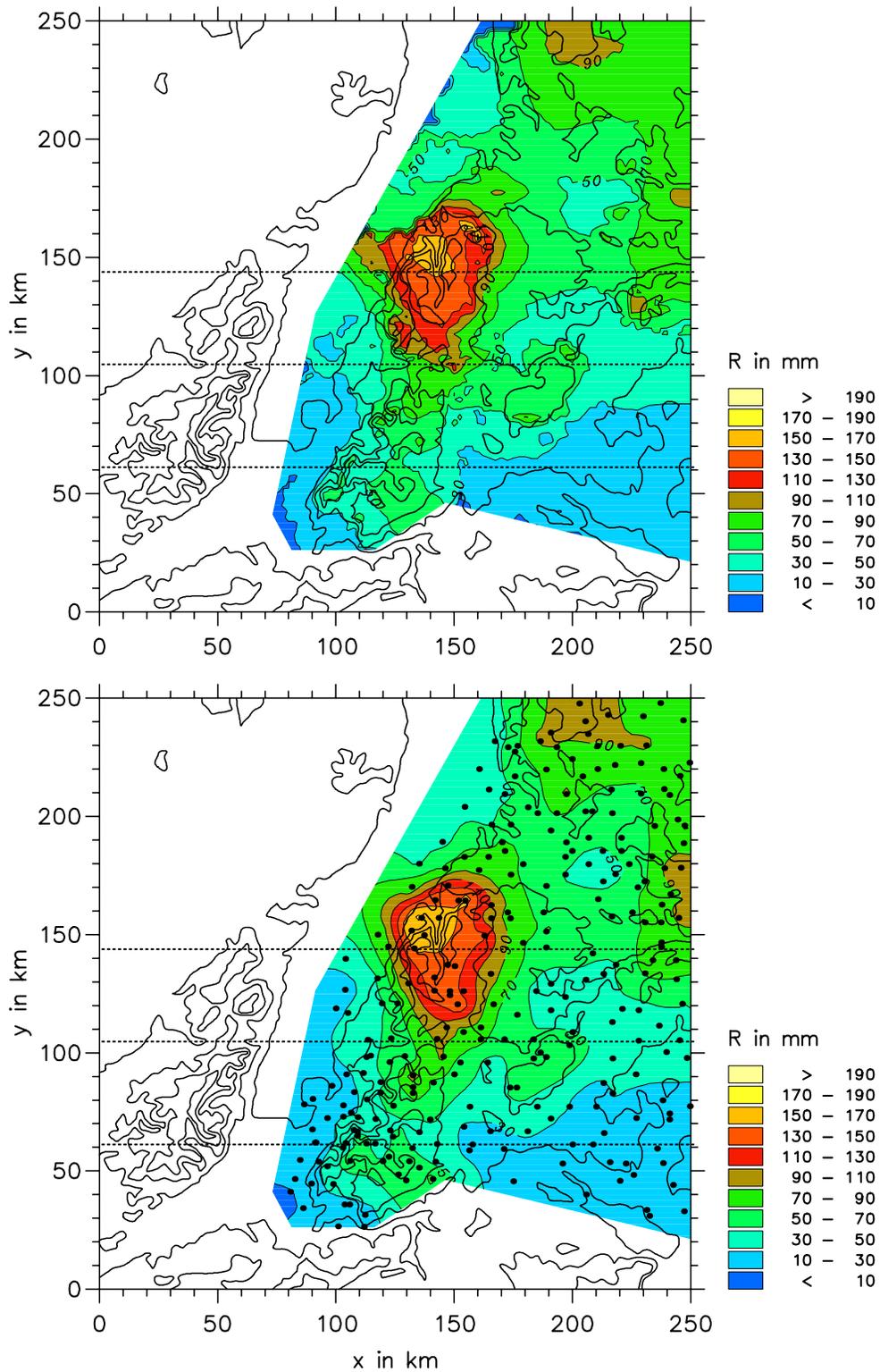


Abbildung 5.17: Räumliche Verteilung der Niederschlagssummen für den 28.-29.10.1998 nach Simulationen mit lokaler Regression (Messdaten im Umkreis von 20 km um Gitterpunkte; oben) und nach Messungen (unten).

## Vergleich mit Beobachtungen

Die räumliche Verteilung der gemessenen Niederschlagssummen während des gesamten Ereignisses (Abb. 5.17, unten) zeigt sehr hohe Werte über weite Bereiche des Simulationsgebiets. Vor allem im Norden des Landes fiel sehr viel Niederschlag (bis zu 110 mm), während im Süden, vor allem auch im Bereich des Südschwarzwalds, keine hohen Summen gemessen werden konnten. Dies legt nahe, dass die Ursache des Niederschlags vor allem in der großräumigen Dynamik begründet lag und nicht in erster Linie von orografischen Prozessen dominiert wurde. Daher erscheint auch hier eine lokale Regression mit den Stationen und Simulationen in der Umgebung der einzelnen Gitterpunkte (Radius 20 km) als sinnvoll. Die mit diesem Verfahren angepassten Simulationen (Abb. 5.17, oben) zeigen eine gute Übereinstimmung zu den Messungen. Die Lage und Höhe der Gebiete mit den höchsten Niederschlägen im Nordschwarzwald wird durch die Simulationen annähernd gut wiedergegeben. Für den gesamten Schwarzwald ist die Korrelation zwischen den Messungen (Ombrometermessnetz des Landes Baden-Württemberg) und Simulationen mit 0.91 hoch. Für alle Stationen im gesamten Süden (Simulationsgebiet ohne Kraichgau/Odenwald) beträgt der Korrelationskoeffizient ebenfalls  $r = 0.91$ .

Für den Nordschwarzwald allein ergibt sich aus der Regression aller Stationsdaten und entsprechender Simulationenwerte eine Regressionsgerade mit  $R = 1.53 \cdot R_{sim} + 60$  mm. Die hohen Werte sowohl für die Geradensteigung  $\delta$  als auch für den Achsenabschnitt  $R_{syn}$  belegen, dass dieses Ereignis stark von großräumigen und nicht in erster Linie von lokalen orografischen Prozessen bestimmt war. Solche großräumigen Prozesse, wie in diesem Fall die Dynamik der Höhenströmung oder die Instabilität im Bereich der Kaltfront, können durch das Modell nicht wiedergegeben werden. Trotzdem folgt aus den Simulationen unter Anwendung einer lokalen Regression eine realistische Wiedergabe des räumlichen Niederschlagsmusters.

Den Verlauf der Niederschlagssummen im West-Ost-Schnitt zeigt Abbildung 5.18. Auch in dieser Darstellung zeigen sich nur geringe Differenzen zwischen den Messungen und den Simulationen. Vor allem im Norden und in der Mitte des Simulationsgebiets fallen fast alle Wertepaare zusammen. Abweichungen zwischen den Simulationen nach lokaler Regression (durchgezogene Linie) und den Simulationen mit Regression für einzelne Teilgebiete (gestrichelte Linie) sind vor allem bei der mittleren und südlichen Linie zu erkennen. Sie sind im Wesentlichen eine Folge des starken Einflusses von großräumigen Hebungsprozessen und Instabilitäten im Frontbereich auf die Niederschlagsverteilung.

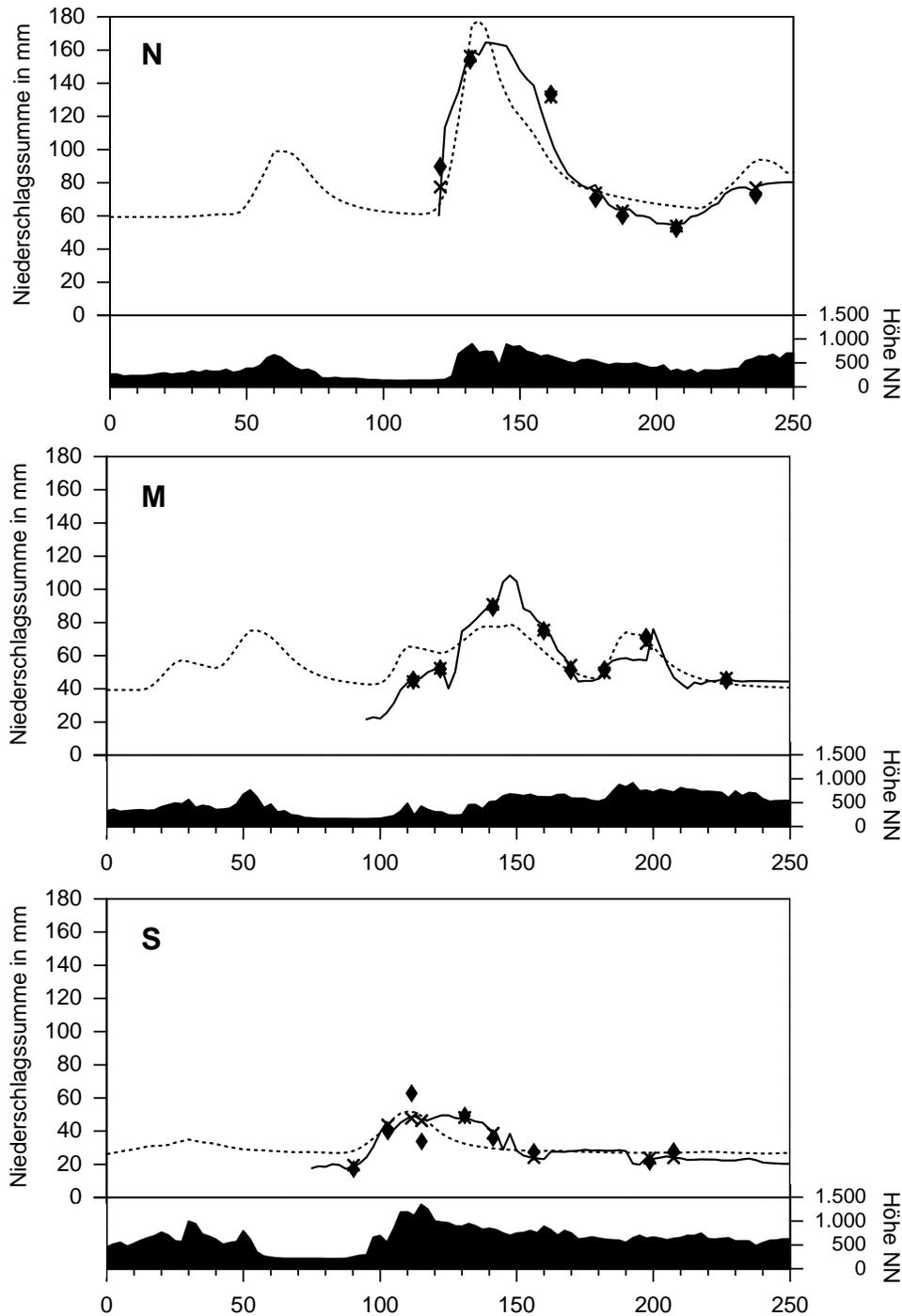


Abbildung 5.18: Niederschlagssummen vom 28.–29.10.1998 im West-Ost-Schnitt mit Simulationsdaten nach lokaler Regression (Radius 20 km; durchgezogene Linie), Simulationsdaten nach Regression für die einzelnen Teilgebiete Nordschwarzwald (N), Gesamtschwarzwald (M) und Südschwarzwald (S) als gestichelte Linien, Stationsdaten (Rauten) und Simulationsdaten, interpoliert auf die jeweilige Position der Stationen (Kreuze). Die Positionen der Geländeschnitte im Norden (N), in der Mitte (M) und im Süden (S) sind in Abbildung 5.17 eingezeichnet.

#### 5.5.4 Bewertung der Simulationsergebnisse

Insgesamt können, wie die Beispiele gezeigt haben, durch die Simulationen mit dem vorliegenden Niederschlagsmodell die Messungen gut wiedergegeben werden. Damit eignet sich das Modell gut als Werkzeug zur Interpolation von Punktmessungen bei einzelnen Niederschlagsereignissen. Vor allem dann, wenn die Niederschlagsverteilung in erster Linie von orografischen Effekten dominiert ist, lassen sich mit dem Modell realistische Ergebnisse erzielen (Ereignis I). Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung ist umso geringer, je stärker die räumliche Varianz des Niederschlags durch synoptische (Ereignis II) oder kleinräumige Prozesse wie starke Hebungsgebiete im Frontbereich oder Konvektion (Ereignis III) dominiert ist. In diesen Fällen ist es sinnvoll und notwendig, die Regression zwischen Simulations- und Messdaten nicht auf das gesamte Gebiet zu beziehen, sondern den räumlichen Variationen durch Anwendung einer lokalen Regression Rechnung zu tragen. Eine Regression mit den Stationen im Umkreis von 20 km um die einzelnen Gitterpunkte führte hier zu guten Modellergebnissen hinsichtlich der kleinräumigen orografischen Effekte.

Im Nord- und Südschwarzwald, wo bei den beobachteten Starkniederschlagsereignissen hohe orografisch induzierte Vertikalgeschwindigkeiten zu hohen Niederschlagssummen führten, sind die Simulationen qualitativ und quantitativ in guter Übereinstimmung zu den Messungen. Weniger gute Ergebnisse ergeben sich in Gebieten mit geringen orografischen Hebungen, so in den meisten nördlichen Teilen des Simulationsgebiets, zum Teil aber auch im Bereich der Schwäbischen Alb. Sinnvolle Verteilungen lassen sich hier oft nur durch Mittelung der Messdaten und nicht aus Modellsimulationen ableiten. Allerdings treten in diesen Gebieten auch keine Starkniederschläge mit langer Andauer auf.

Die geeignete Parameterwahl für die Modellsimulationen ist häufig abhängig von den betrachteten Gebieten. Vor allem zwischen Nord- und Südschwarzwald zeigen sich teilweise erhebliche Unterschiede vor allem bei den Parametern, welche die Drift der Hydrometeore bestimmen. Dies lässt vermuten, dass speziell das Windfeld oftmals keine horizontale Homogenität aufweist, wie durch Verwendung eines einzelnen Vertikalprofils für das gesamte Gebiet angenommen wird. Es wird daher als sinnvoll erachtet, mit dem Modell verschiedene Läufe mit unterschiedlichen Parameterkombinationen zu berechnen und für jeden Termin den Lauf mit der besten Übereinstimmung zwischen Simulationen und Beobachtungen in dem Teilgebiet mit den höchsten Niederschlägen oder in allen Teilgebieten zu verwenden.

## 6 Simulationen der stratiformen Starkniederschläge zwischen 1971 und 2000

Mit dem entwickelten Niederschlagsmodell (Kap. 3) können einzelne Ereignisse im Rahmen der notwendigen Voraussetzungen realistisch simuliert werden. Im folgenden Abschnitt werden verschiedene Starkniederschlagsfelder aus Modellsimulationen in Kombination mit Messdaten abgeleitet. Als Datengrundlage dienen die stratiformen Niederschlagsereignisse mit den höchsten Tagessummen an einzelnen Stationen im Zeitraum von 1971 bis 2000. Mit einer Anpassung an Messdaten liefern diese Simulationen mittlere Niederschlagsfelder. Außerdem werden theoretische Verteilungen des ausschließlich orografisch bedingten Niederschlags als mittlere Summen und als Summen für verschiedene Andauer der Ereignisse abgeleitet. Die Bestimmung von Niederschlagssummen für bestimmte Jährlichkeiten (Auftrittswahrscheinlichkeiten) ermöglichen es schließlich, das räumlich differenzierte Gefährdungspotenzial zu quantifizieren.

### 6.1 Auswahl der Starkniederschlagsereignisse

Die Auswahl der Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000 erfolgte auf der Basis der Stationsmeldungen der SYNOP-Stationen (DWD) Feldberg, Freudenstadt, Klippeneck, Freiburg, Karlsruhe und Stuttgart (Abb. 4.2, Stationen a–f). Als Kriterium für die Auswahl wurde die Überschreitung einer Niederschlagssumme von 60 mm in einem Messzeitraum von 24 h gemäß der Definition von Starkniederschlägen nach Heyer (1988) festgelegt (siehe Kap. 2.3, Gl. 2.4). Diese Mindestsumme erscheint auch im Hinblick auf die Auslösung von verbreitetem Hochwasser als sinnvoll. Nach den Untersuchungen von Courvoisier (1998) für die Schweiz kommt es dort im Mittel zu verbreitetem Hochwasser, wenn die 24-stündige Niederschlagssumme über einem Gebiet von mindestens 500 km<sup>2</sup> einen Wert von 70 mm überschreitet. Insgesamt kam es an den sechs Stationen in 93 Fällen zu einer Überschreitung des Schwellenwerts (Freudenstadt: 57; Feldberg: 50; Freiburg: 6; Klippeneck: 5; Karlsruhe: 4; Stuttgart-Flughafen: 4).

Die Unterteilung der ausgewählten Ereignisse in konvektive und stratiforme Niederschläge erfolgte anhand der Wetterbeobachtungen (ww-Schlüssel) an den SYNOP-Stationen. Waren dabei mehr als 90 % aller Beobachtungen während eines einzelnen Ereignisses als Sprühregen, Regen oder Schneefall klassifiziert (ww-Schlüssel 50-79), wurde das gesamte Ereignis der Kategorie „stratiform“ zugeordnet. Waren dagegen

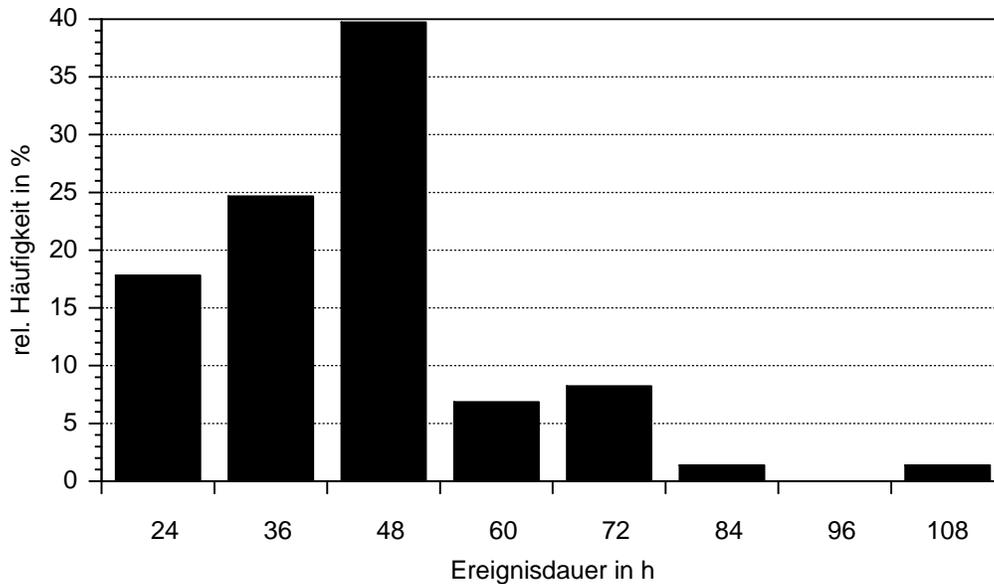


Abbildung 6.1: Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer der 73 ausgewählten stratiformen Starkniederschlagsereignisse 1971–2000.

über 90 % als Schauerniederschlag oder Gewitter markiert (ww-Schlüssel 80-99), erfolgte eine Zuordnung zur Kategorie „konvektiv“. Alle anderen Ereignisse wurden als Mischniederschläge eingestuft. Hier erfolgte eine weitere Klassifizierung anhand des Anteils der jeweiligen Niederschlagsart am Gesamtniederschlag. Nach dieser weiteren Einschränkung ergaben sich im Zeitraum 1971–2000 insgesamt 73 stratiforme bzw. vorwiegend stratiforme Niederschlagsereignisse mit Summen über 60 mm innerhalb von 24 h an einzelnen SYNOP-Stationen (Freudenstadt: 53; Feldberg: 36; Freiburg: 6; Klippeneck: 4; Karlsruhe: 2; Stuttgart-Flughafen: 2).

Der Beginn und das Ende einzelner Niederschlagsereignisse wird dann festgelegt, wenn die gemessene Niederschlagssumme in 6 h den Wert von 5 mm unterschreitet. Daraus ergibt sich auch die gesamte Andauer des jeweiligen Ereignisses. Berücksichtigt werden muss dabei allerdings, dass die Auflösung der Daten nur 6 h (in Einzelfällen 12 h) beträgt. Daher kann die tatsächliche Andauer der Ereignisse geringer sein.

Abbildung 6.1 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Andauer aller 73 ausgewählten Starkniederschlagsereignisse. Danach haben die meisten Ereignisse eine ununterbrochene Andauer von weniger als 54 h; lediglich in 13 Fällen lag sie über diesem Wert. Die größte Häufigkeit (29 Ereignisse) findet sich bei einer Niederschlagsdauer zwischen 42 h und 54 h (Klassenmitte: 48 h).

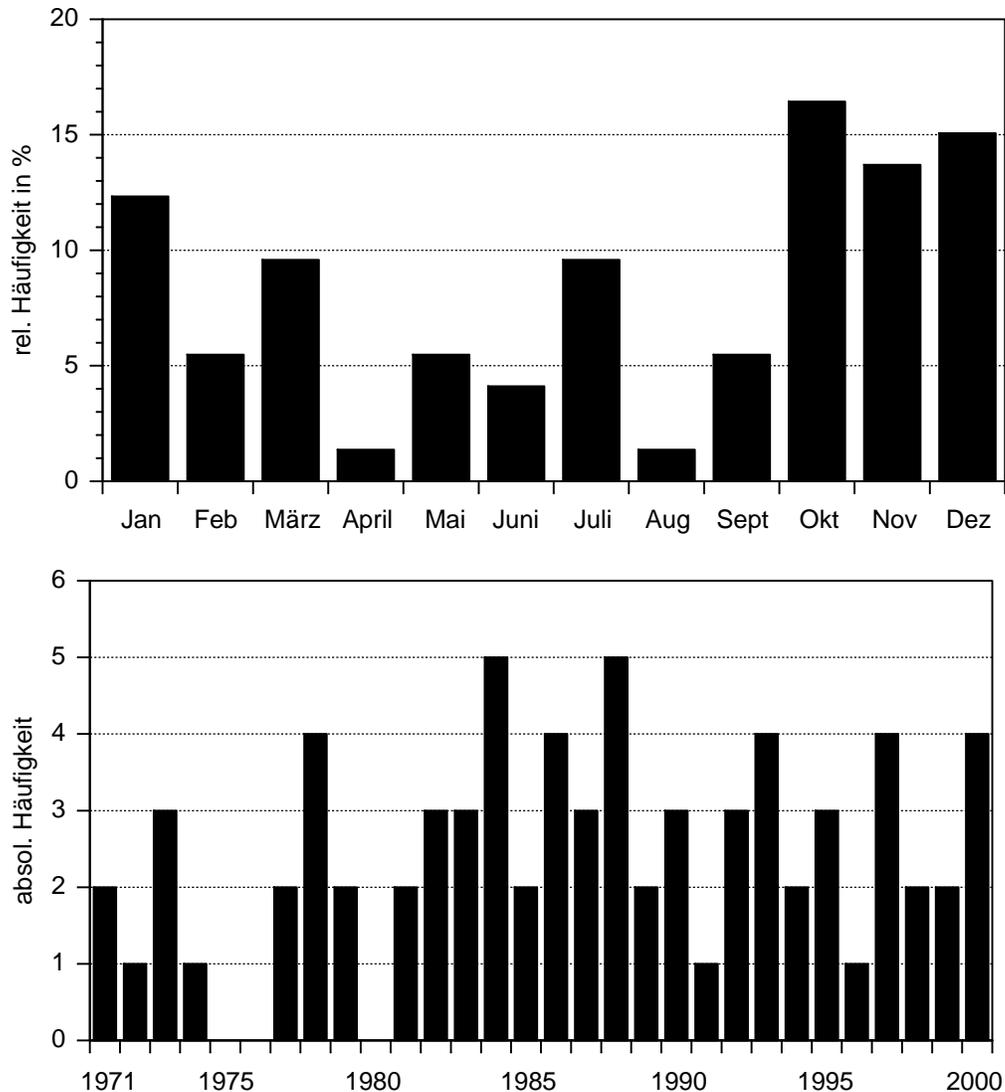


Abbildung 6.2: Häufigkeitsverteilung des Auftretens stratiformer Starkniederschlagsereignisse mit Tagessummen  $> 60$  mm an ausgewählten SYNOP-Stationen (DWD) im Zeitraum 1971–2000 bezüglich Monate (oben) und Jahre (unten).

Stratiforme Starkniederschläge treten am häufigsten in den Herbst- und Wintermonaten Oktober, November und Dezember auf (Abb. 6.2, oben). Dagegen ist die Häufigkeit in den Monaten April und August am geringsten.

Im Jahresverlauf betrachtet liegt die Auftrittswahrscheinlichkeit im Bereich zwischen null und fünf Mal pro Jahr (Abb. 6.2, unten). In den ersten zehn Jahren zwischen 1971 und 1980 ist die Ereignishäufigkeit mit durchschnittlich 1.5 Ereignissen pro Jahr um etwa die Hälfte geringer gegenüber dem Zeitraum 1981–1990 (3.2 Ereignisse pro

Jahr) oder dem Zeitraum 1991–2000 (2.6 Ereignisse pro Jahr). Eine Häufung von Extremereignissen zwischen 1985 und 1995 wurde auch von Dietzer (2000) bei der Analyse von Niederschlagsdaten zwischen 1931 und 1998 speziell im Schwarzwald beobachtet. Nach Schönwiese (1997) hat der Niederschlag in den Wintermonaten, in denen es vermehrt zu stratiformen Starkniederschlägen kommt, in den letzten Jahrzehnten deutlich zugenommen. Der Grund dafür könnte in der Zunahme der bei stratiformen Starkniederschlägen häufig vorherrschenden Großwetterlage West zyklonal (Wz) durch Änderung der Nordatlantischen Oszillation (NAO-Index) seit Mitte der 70er Jahre liegen (Bardossy und Caspary, 1990).

Die Tagessummen oberhalb eines Schwellenwerts von 60 mm (1971–2000) liegen an beiden SYNOP-Stationen Feldberg und Freudenstadt am häufigsten im Intervall zwischen 60 mm und 70 mm (Klassenmitte 65 mm; Abb. 6.3, oben). Die höchste Tagessumme innerhalb der 30 Jahre betrug an der Station Freudenstadt 138 mm, an der Station Feldberg 113 mm. Im Diagramm sind zusätzlich die konvektiven Ereignisse im gleichen Zeitraum aufgeführt. Ihre Häufigkeit ist gemessen an der Häufigkeit der stratiformen Ereignisse bei diesen hohen Tagessummen gering.

Die mittleren Tagessummen der ausgewählten stratiformen Ereignisse - als Verhältnis zwischen Ereignissumme und Ereignisdauer an der jeweiligen Station - weisen an den beiden Stationen Feldberg und Freudenstadt die größte Häufigkeit im Intervall zwischen 40 mm und 50 mm auf (Abb. 6.3, unten). Höhere Summen sind in Freudenstadt allerdings häufiger zu beobachten als am Feldberg, wo die meisten Ereignisse mittlere Werte unterhalb von 40 mm aufweisen.

Insgesamt kommt es an der Station Freudenstadt im Nordschwarzwald im Vergleich zur Station Feldberg im Südschwarzwald häufiger zu Starkniederschlägen mit höheren Tages- und Ereignissummen. Das gilt jedoch nicht für die mittleren Jahressummen (Zeitraum 1961–1990). Sie sind an der Station Feldberg mit 1920 mm höher gegenüber der Station Freudenstadt mit nur 1680 mm (Mühr, 1996). Dies macht deutlich, dass mittlere Werte nur mit großer Einschränkung Rückschlüsse auf Extremwerte zulassen. Daher ist eine gesonderte Analyse der Extremwerte bei der Niederschlagsverteilung notwendig.

In Tabelle A.2 im Anhang A.4 sind alle 73 ausgewählten Starkniederschlagsereignisse mit Beginn, Dauer, maximaler Summe in den einzelnen Teilgebieten, mittlerer Intensität des Maximums sowie den dabei vorherrschenden Großwetterlagen nach Hess und Brezowsky (Gerstengarbe und Werner, 1999) aufgelistet.

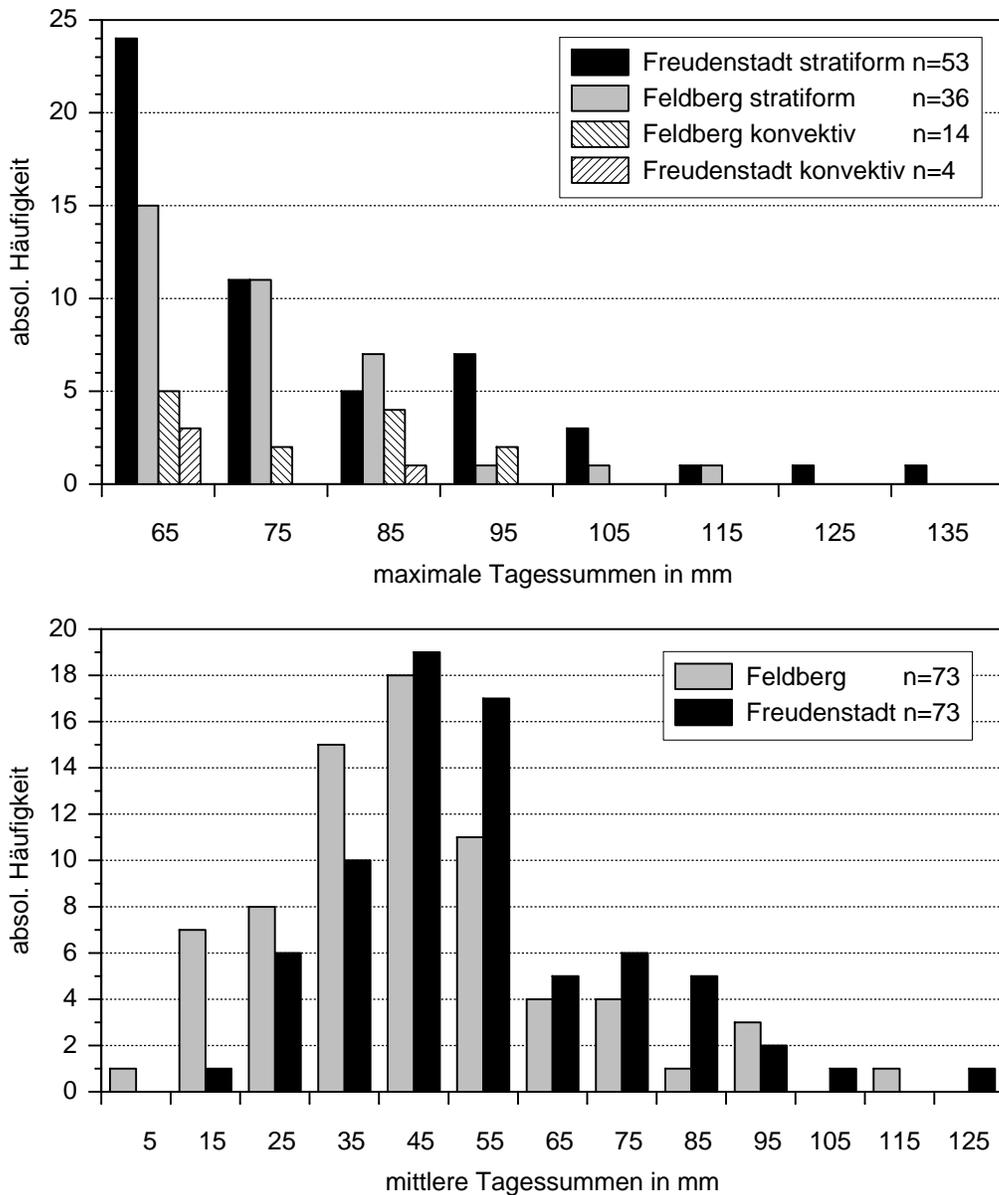


Abbildung 6.3: Häufigkeitsverteilung der maximalen Tagessummen aller Starkniederschlagsereignisse mit  $R > 60$  mm in 24 h (stratiform und konvektiv) im Zeitraum 1971–2000 (oben) und Häufigkeitsverteilung der mittleren Tagessummen (Mittelung über gesamtes Ereignis) aller 73 ausgewählten stratiformen Ereignisse (unten).

## 6.2 Atmosphärische Bedingungen

Das Auftreten von Starkniederschlägen mit langer Andauer im Untersuchungsgebiet ist mit bestimmten meteorologischen Bedingungen verknüpft (Kunz, 2001). Dies betrifft vor allem die Anströmrichtung, die Windgeschwindigkeit, die Luftfeuchte sowie

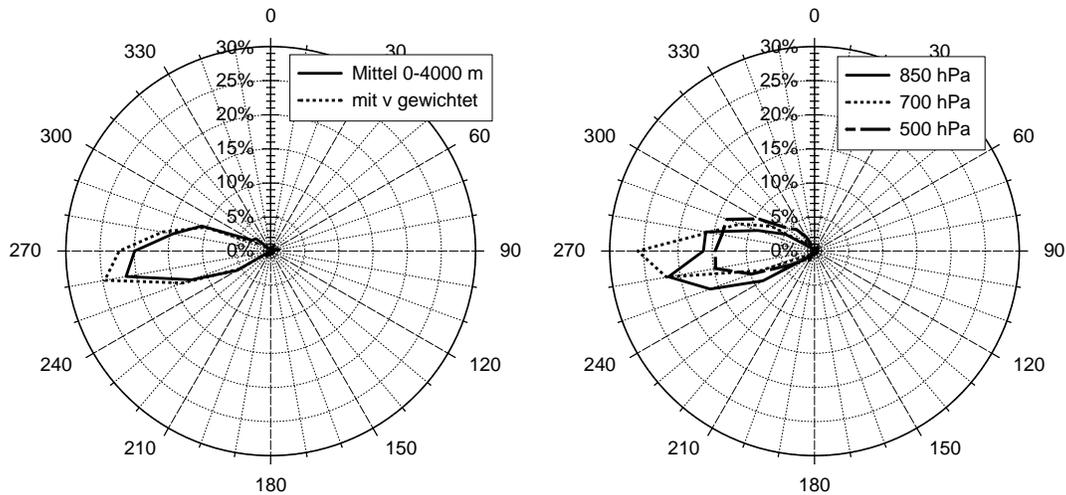


Abbildung 6.4: Windrichtungsverteilung als Mittel zwischen dem Boden und 4000 m Höhe sowie zusätzlich mit der Windgeschwindigkeit gewichtet (links) und im 850 hPa, 700 hPa und 500 hPa Niveau, ebenfalls mit der Windgeschwindigkeit gewichtet (rechts) während der 73 Starkniederschlagsereignisse 1971–2000.

die Höhe des Hebungskondensationsniveaus (HKN). Diese meteorologischen Größen wurden während der 73 Starkniederschlagsereignisse zwischen 1971 und 2000 aus den zugehörigen Radiosondenaufstiegen bestimmt. Die nachfolgenden Abbildungen beziehen sich auf Situationen mit stratiformen Niederschlägen, bei denen an der SYNOP-Station Freudenstadt innerhalb von 12 h eine Niederschlagssumme von mindestens 10 mm registriert wurde (Zeitraum 6 h vor bis 6 h nach den Aufstiegen um 00 UTC und 12 UTC).

Alle Ereignisse fanden bei einer Anströmung aus dem Sektor West statt. Das Maximum der Windrichtungsverteilung als Mittel zwischen dem Boden und einer Höhe von 4000 m (Mittelungshöhe bei den Simulationen) liegt bei  $260^\circ$  (Abb. 6.4, links). Bei 63% aller für die Simulationen verwendeten Vertikalprofile kann eine Windrichtung zwischen  $260^\circ$  und  $280^\circ$  beobachtet werden. Auch in den einzelnen Höhen treten fast ausschließlich westliche Windrichtungen bei einer geringen Drehung um  $10^\circ$  in positive Richtung zwischen 850 und 500 hPa auf (Abb. 6.4, rechts).

Generell herrschte während der untersuchten Starkniederschläge eine hohe Windgeschwindigkeit (Abb. 6.5, oben). Die Häufigkeitsverteilung zeigt ein Maximum bei  $22.5 \text{ m s}^{-1}$  ( $20\text{--}25 \text{ m s}^{-1}$ ) sowohl für das Mittel zwischen dem Boden und 4000 m Höhe als auch für das Niveau in 850 hPa. In 25 % aller Fälle liegt die Windgeschwindigkeit bis 4000 m über  $25 \text{ m s}^{-1}$ . Geringe Windgeschwindigkeiten unterhalb

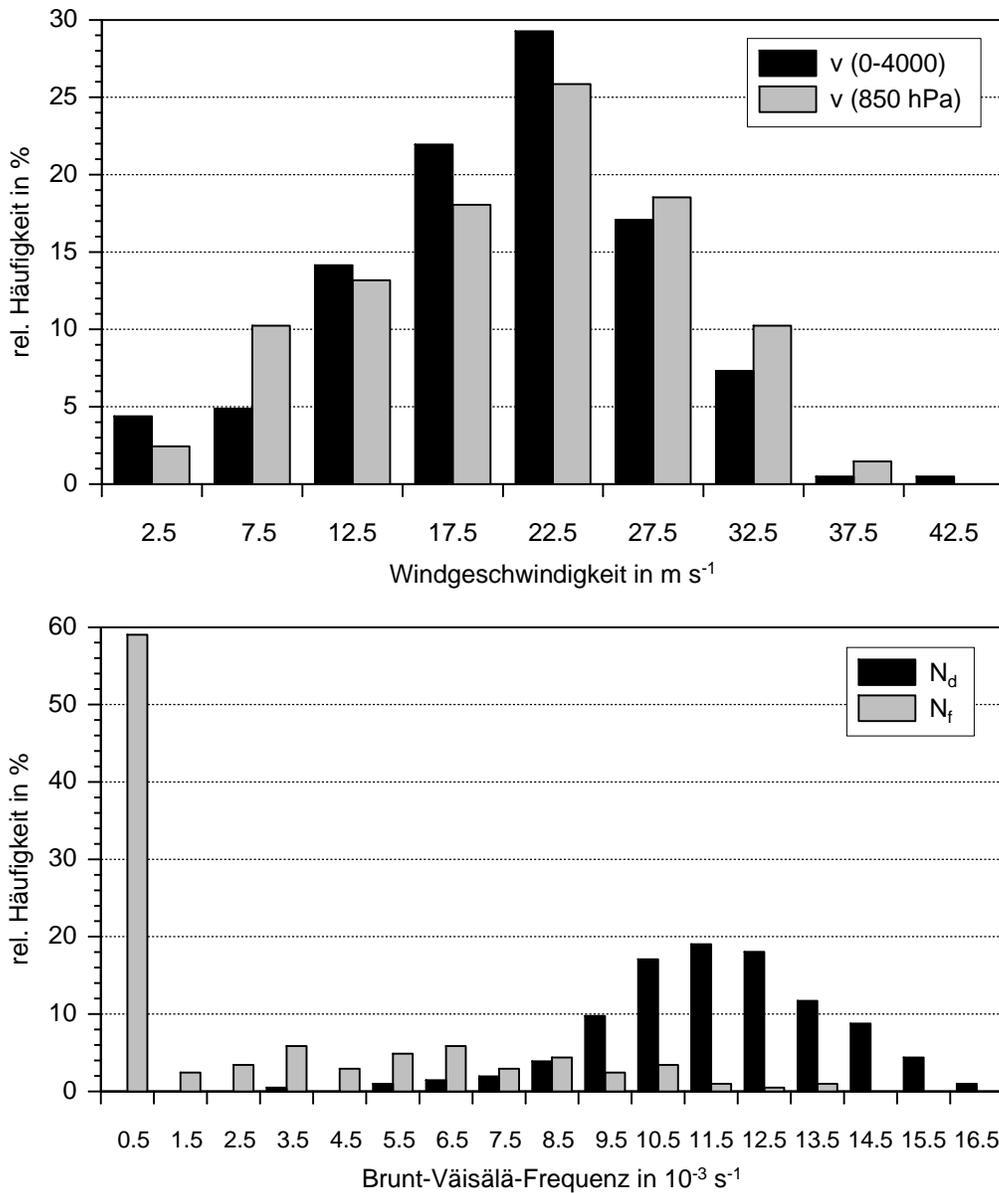


Abbildung 6.5: Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit als Mittel vom Boden bis in 4000 m Höhe und im 850 hPa Niveau (oben) und der Brunt-Väisälä-Frequenz gemittelt vom Boden bis in 2000 m Höhe ( $N_d$  = trocken,  $N_f$  = feucht; unten) während der 73 Starkniederschlagsereignisse 1971–2000.

von 10 m s<sup>-1</sup> fielen meist mit geringen Niederschlägen zusammen.

Die Brunt-Väisälä-Frequenzen für ungesättigte Bedingungen bis in eine Höhe von 2000 m ( $N_d$ , siehe Gl. 3.24) liegen in allen Fällen unterhalb von 0.017 s<sup>-1</sup> mit einem Maximum bei 0.012 s<sup>-1</sup>. Die Atmosphäre weist in allen Fällen also auch schon ohne Berücksichtigung der Feuchte nur eine geringe Stabilität auf. Wird, wie im vorlie-

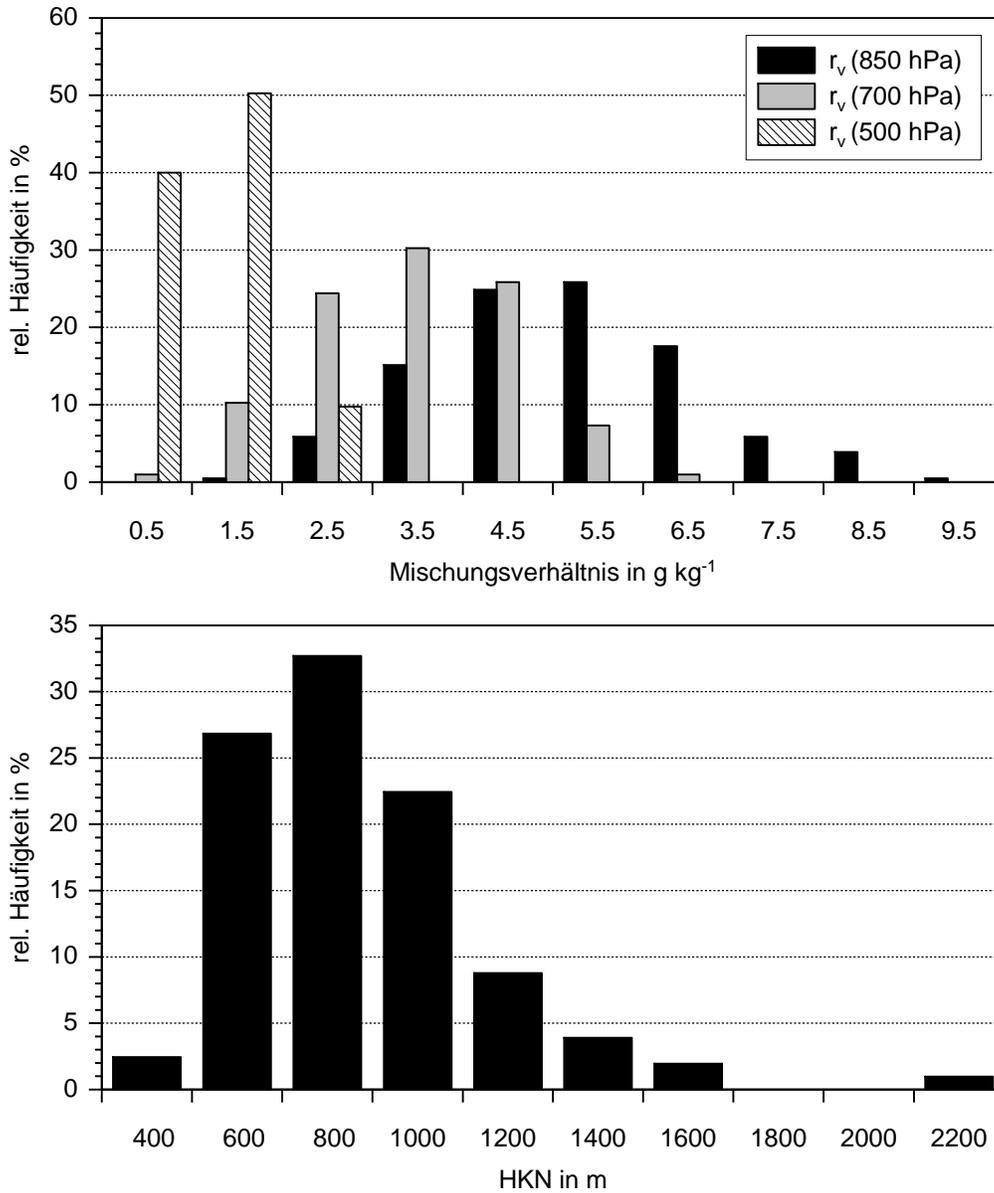


Abbildung 6.6: Häufigkeitsverteilung des Mischungsverhältnisses in 850 hPa, 700 hPa und 500 hPa (oben) und des HKN (unten) während der 73 Starkniederschlagsereignisse 1971–2000.

genden Strömungsmodell auch, die Feuchte unter Annahme von Sättigung in den Brunt-Väisälä-Frequenzen berücksichtigt ( $N_f$ , siehe Gl. 3.24), folgt bei 63 % aller Vertikalprofile  $N_f^2 < 0$ , d.h. feuchtlabile Schichtung. Um imaginäre Brunt-Väisälä-Frequenzen (bei  $\frac{\partial T}{\partial z} < \Gamma_f$ ; Gl. 3.24), die im Modell explizit ausgeschlossen sind, zu vermeiden, werden diese auf den nahezu neutralen Wert von  $0.001 \text{ s}^{-1}$  gesetzt.

Neben hohen orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten ist ein hohes Feuchteangebot eine der notwendigen Voraussetzungen für das Auftreten von Starkniederschlägen. Bei den meisten aller 73 Ereignisse lag das Mischungsverhältnis im 850 hPa Niveau über einem Wert von  $4.0 \text{ g kg}^{-1}$  (Abb. 6.6, oben). Ebenso zeigt sich auch in größeren Höhen eine hohe Feuchte. In den meisten Fällen weisen die unteren Luftschichten bis ca. 700 hPa eine vollständige Sättigung auf. Dementsprechend liegt auch das HKN in 84 % aller Fälle unterhalb von 1100 m (Abb. 6.6, unten).

Um zu klären, unter welchen Voraussetzungen stratiforme Starkniederschläge mit langer Andauer auftreten können, sind in Abbildung 6.7 verschiedene meteorologische Größen über den gemessenen 12 h-Niederschlagssummen an der SYNOP-Station Freudenstadt aufgetragen. Insgesamt weisen alle dargestellten Parameter eine hohe Streuung bezüglich der Niederschlagssummen auf. Ein einfacher Zusammenhang zwischen den jeweiligen Größen und den Niederschlagssummen lässt sich nicht ableiten. Dennoch können Schwellenwerte als notwendige Voraussetzungen von starken Niederschlägen bestimmt werden. Niederschlagssummen oberhalb von 40 mm innerhalb von 12 h traten in allen Fällen nur dann auf, wenn im 700 hPa Niveau das Mischungsverhältnis mehr als  $2.8 \text{ g kg}^{-1}$  betrug (Abb. 6.7a) bzw. die relative Feuchte über 89 % lag (Abb. 6.7b). Dieser Zusammenhang zwischen der Feuchte und den Niederschlagssummen findet sich auch in allen anderen Höhen bis zum 500 hPa Niveau. Die hohen Feuchtwerte weisen darauf hin, dass es bei stratiformen Starkniederschlägen in der Regel zur Wolkenbildung auch in der Höhe kommt. Diese sind eine notwendige Voraussetzung für den „seeder-feeder“ Mechanismus (siehe Kap. 2.2.1). Außerdem waren hohe Niederschlagssummen in allen Fällen mit einem HKN unterhalb von ca. 1050 m über Meeresniveau verbunden (Abb. 6.7c). Da die orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten annähernd proportional zur horizontalen Windgeschwindigkeit sind, können hohe Niederschlagssummen ausschließlich bei hohen Geschwindigkeiten auftreten (Abb. 6.7d). Zu Summen von mehr als 40 mm kam es in allen Fällen nur bei vorherrschenden Windgeschwindigkeiten über  $17 \text{ m s}^{-1}$  (Mittel zwischen Boden und 4000 m ü. NN).

Nach den Ausführungen oben ist es nicht möglich, das Auftreten von Starkniederschlägen direkt auf einzelne atmosphärische Parameter zurückzuführen. Hierbei spielen noch andere Faktoren wie beispielsweise die großräumige synoptische Hebung oder Vertikalumlagerungen im Bereich von Fronten eine große Rolle. Die angegebenen Schwellenwerte ( $r_v > 2.8 \text{ g kg}^{-1}$ ,  $RF > 90 \%$ ,  $\text{HKN} < 1200 \text{ m}$ ,  $v > 17 \text{ m s}^{-1}$ ) sind jedoch notwendige Bedingungen dafür, dass es im Untersuchungsgebiet zu stratiformen Niederschlägen mit Summen über 40 mm im Zeitraum von 12 h kommt.

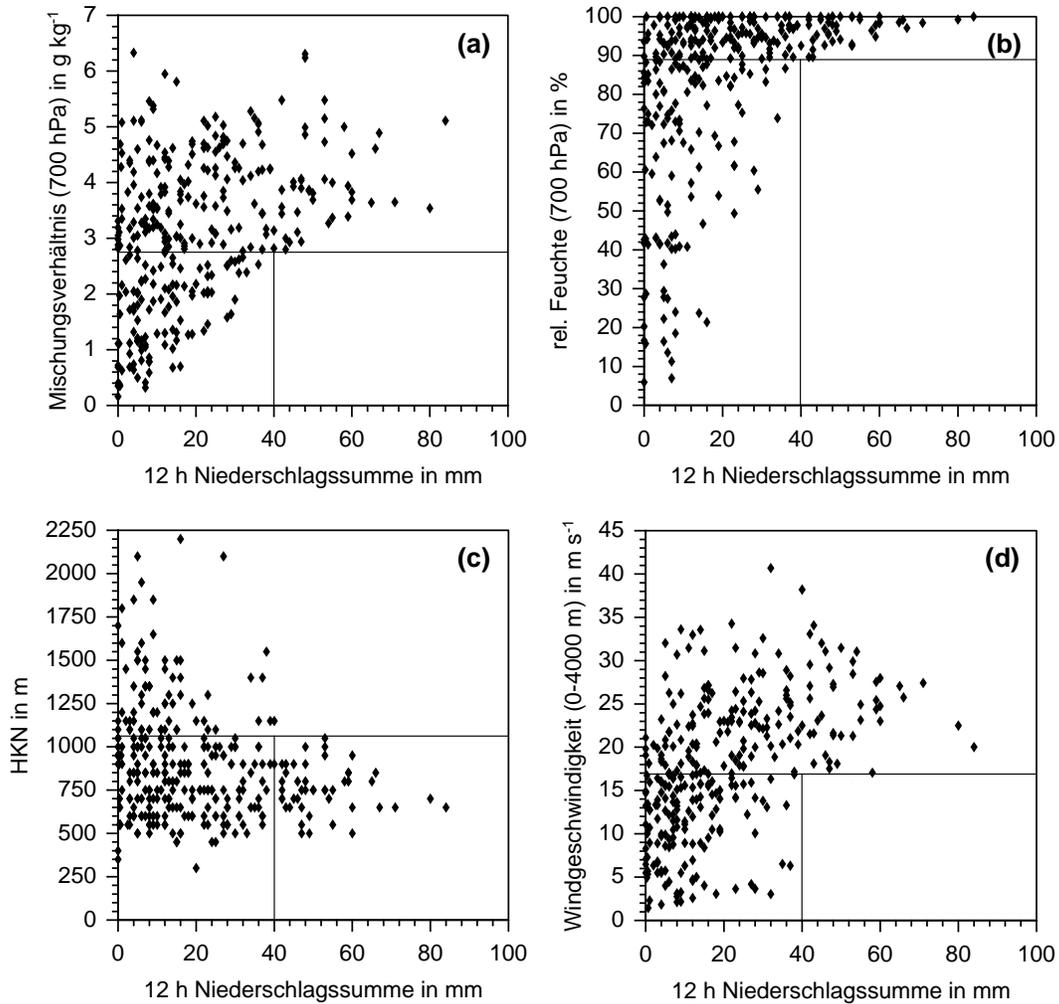


Abbildung 6.7: Zusammenhang zwischen 12 h-Niederschlagssummen an der SYNOP-Station Freudenstadt und (a) dem Mischungsverhältnis in 700 hPa, (b) der rel. Feuchte in 700 hPa, (c) dem HKN und (d) der Windgeschwindigkeit als Mittel zwischen dem Boden und 4000 m Höhe nach Radiosondenaufstiegen während der 73 Starkniederschlagsereignisse 1971–2000.

### 6.3 Modellsimulationen der Starkniederschlagsereignisse

Die Simulationen der 73 ausgewählten Starkniederschlagsereignisse mit stratiformen oder vorwiegend stratiformen Charakter liefern eine Niederschlagsverteilung der Extremereignisse über einen repräsentativen Zeitraum von 30 Jahren in hoher räumlicher Auflösung. Die Initialisierung des Modells erfolgt analog zu den Simulationen einzelner Ereignisse (Kap. 5.5) mittels der Radiosondenaufstiege an der Station Stuttgart-Schnarrenberg (DWD) zu den Uhrzeiten 00:00 UTC und 12:00

UTC. Neben der Bestimmung des rein orografisch bedingten Niederschlags wurden auch der Gesamtniederschlag durch zusätzliche Anwendung eines linearen Regressionsmodells (Kap. 5.2) aus den Simulationen abgeleitet.

Es bestehen teilweise erhebliche Unterschiede in den am besten geeigneten Werten der verschiedenen Parameter für die einzelnen Gebiete, vor allem zwischen Nord- und Südschwarzwald (siehe Kap. 5.4). Da in beiden Regionen orografisch bedingte Starkniederschläge häufig auftreten, wurden für alle 73 Ereignisse jeweils zwölf Simulationsläufe mit verschiedenen Parameterwerten (siehe Tab. 5.1) berechnet. Die dabei verwendeten Werte der Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Von den insgesamt zwölf verschiedenen Modellläufen der einzelnen Ereignisse wurde jeweils derjenige verwendet, der in dem Teilgebiet mit den höchsten Niederschlägen die beste Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulationen ergab. Als Kriterium hierfür diente der Rang-Korrelationskoeffizient nach Kendall.

Die Zahl der in dem betrachteten Zeitraum 1971–2000 zur Verfügung stehenden Niederschlagsstationen (Tagessummen, DWD) beträgt je nach Niederschlagsereignis zwischen 256 und 294, im Mittel sind es 281 (Nordschwarzwald: 46, Südschwarzwald: 76, Schwäbische Alb: 85, Kraichgau: 74). Bei einer Gesamtfläche von ca. 29.630 km<sup>2</sup> kommt damit im Durchschnitt eine Station auf eine Fläche von 105.4 km<sup>2</sup>.

Um die Niederschlagsverteilung nach den Modellsimulationen quantitativ und qualitativ überprüfen zu können, werden die verfügbaren Niederschlagsdaten in einen Datensatz für die Regression und einen Testdatensatz unterteilt. Für den Testdatensatz wurden nur Stationen ausgewählt, die während mindestens 90 % aller Ereignisse (= 66 Ereignisse) betrieben wurden, und die gleichmäßig über das gesamte Gebiet verteilt sind. Um eine möglichst gute Repräsentativität der Testdaten zu erreichen, wurde außerdem bei der Auswahl berücksichtigt, dass deren statistische Verteilung

Tabelle 6.1: Verwendete Parameterwerte bei den Simulationen der Starkniederschlagsereignisse 1971–2000.

Parameter	verwendete Werte
Mittelungshöhe Wind $z_U$	2000 m, 4000, 5000 m
Schmelzen unterhalb 0°C $\Delta z$	250 m, 400 m, 500 m
Bildungsdauer Eiswolken $t_k$	800 s, 900 s, 1000 s
Fallgeschwindigkeit Eispartikel $v_e$	1 m s <sup>-1</sup> , 1.5 m s <sup>-1</sup> , 2 m s <sup>-1</sup>
Windprofil	konstant, lineare Zunahme mit $z$

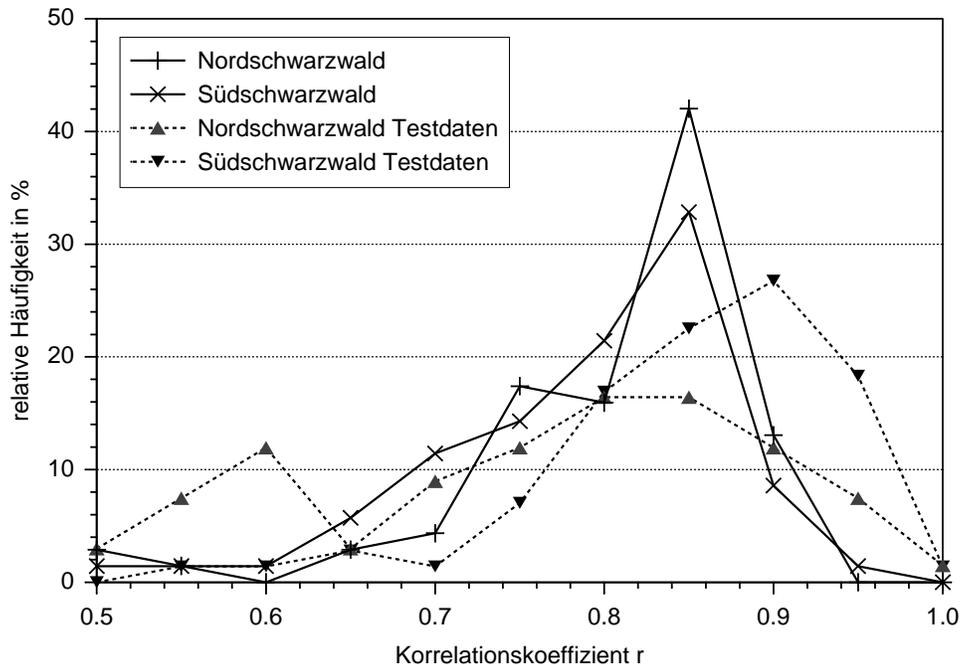


Abbildung 6.8: Häufigkeitsverteilung der Korrelationskoeffizienten (Klassenmitten) zwischen Messdaten und Simulationsdaten bei allen 73 Niederschlagsereignissen 1971–2000 für Nord- und Südschwarzwald. Datensätze: Stationsdaten ohne Testdaten (Kreuze) und Testdaten (Dreiecke).

bezüglich der Stationshöhe in den einzelnen Teilgebieten in guter Übereinstimmung zu der Grundgesamtheit der Stationen war. Die Anzahl der Testdaten wurde auf ca. 1/5 der Gesamtstationszahl festgelegt und beläuft sich damit auf 56 Stationen. Die Lage dieser und aller anderen Stationen kann Abbildung 4.2 entnommen werden.

Schon die Simulationsergebnisse der 73 verschiedenen Niederschlagsereignisse ohne Anpassung an Messdaten weisen in den meisten Fällen eine hohe Korrelation zu den Messungen auf. Vor allem in den beiden Teilgebieten Nord- und Südschwarzwald wird die Niederschlagsverteilung der Messungen gut von den Simulationen wiedergegeben. Dies bestätigen auch die hohen Korrelationskoeffizienten zwischen den Mess- und Simulationsdaten im Schwarzwald (Abb. 6.8). Die Korrelationskoeffizienten der Stationsdaten ohne Testdaten weisen im Nordschwarzwald geringfügig höhere Werte gegenüber denen im Südschwarzwald auf. Dieses Teilgebiet liegt näher an der Radiosondenstation Stuttgart, so dass zu vermuten ist, dass die Vertikalsondierungen hier besser die meteorologischen Verhältnisse wiedergeben können als im Südschwarzwald. In beiden Teilgebieten liegt das Maximum der Häufigkeitsverteilung bei  $r = 0.85$  (Klassenmitte). Die Verteilung der Korrelationskoeffizienten bei den

Testdaten ist insgesamt breiter, das heißt die Werte zeigen eine höhere Streuung. Hier weisen die Koeffizienten im Südschwarzwald (größte Häufigkeit bei  $r = 0.9$ ) höhere Werte gegenüber denen im Norden auf. Allerdings muss dabei berücksichtigt werden, dass die Anzahl der Teststationen (10 im Nordschwarzwald und 15 im Südschwarzwald) erheblich geringer ist verglichen mit der Anzahl aller anderen Stationen (im Mittel 46 im Nordschwarzwald, 76 im Südschwarzwald).

Erwartungsgemäß sind bei Ereignissen mit großen räumlichen Unterschieden der synoptischen Bedingungen die Korrelationskoeffizienten am niedrigsten. Durch die Vorgabe von großräumig homogenen atmosphärischen Bedingungen durch einzelne Radiosondenaufstiege können diese Differenzen in den Simulationen nicht berücksichtigt werden. Bei drei Ereignissen liegen die Korrelationskoeffizienten in beiden Teilgebieten unterhalb von 0.5. Dies ist in allen drei Fällen auf starke räumliche Inhomogenitäten der Wind- und Feuchtefelder zurückzuführen.

Der Einfluss der großskaligen Hebungsvorgänge auf die Niederschlagsverteilung wird durch Anwendung eines lokal begrenzten Regressionsmodells zwischen den Messdaten und den Simulationsergebnissen berücksichtigt (siehe Kap. 5.3). Außerdem erfolgt damit auch eine Korrektur der simulierten Niederschlagssummen. Die Regression wird analog zu den Ereignissen II und II (Kap. 5.5.2 und 5.5.3) aus den Stationsdaten und entsprechenden Simulationswerten in der unmittelbaren Umgebung um die einzelnen Gitterpunkte bestimmt (Radius 20 km, mindestens 8 Stationen; sonst Vergrößerung des Radius). In Regionen und während Situationen, bei denen die räumliche Varianz des Niederschlags in erster Linie von synoptischen und nicht von orografischen Prozessen bestimmt ist, wird auch hier statt der Regression eine lineare Interpolation aus den umliegenden Messdaten mit einfacher Abstandsgewichtung durchgeführt. Dies betrifft in der Regel nur die flachen Landesteile, in denen aufgrund von stratiformen Niederschlägen keine hohen Summen zu erwarten sind (z.B. Kraichgau, Region um Stuttgart, Rheinebene).

Die Anwendung der lokal begrenzten Regression führt erwartungsgemäß zu einer deutlich besseren Übereinstimmung der simulierten Niederschläge mit den Messungen. Die Modellierung verfolgt hierbei in erster Linie den Zweck eines räumlichen Interpolationsverfahrens. Die Korrelationskoeffizienten zwischen den Werten der Stationen, die für die Regression verwendet wurden, und den Simulationen liegen im Nord- und Südschwarzwald bei den meisten Ereignissen über 0.9, das Mittel sogar bei 0.96 (Abb. 6.9, oben). Die Korrelationskoeffizienten für die Testdaten sind zwar etwas geringer, liegen aber in allen Fällen über einem Wert von 0.7. Außerdem sind sie für den Südschwarzwald höher als für den Nordschwarzwald. Auch hier

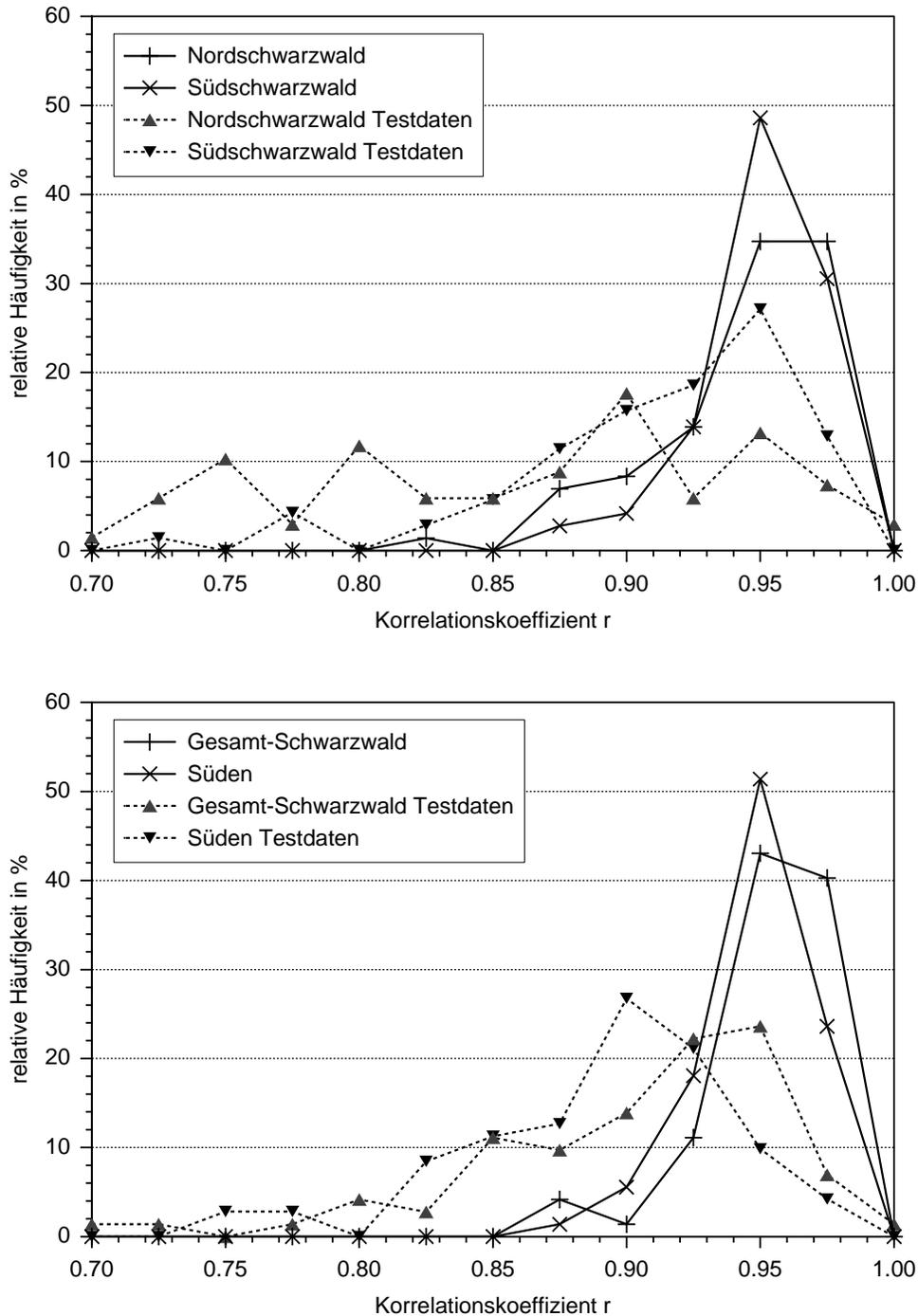


Abbildung 6.9: Häufigkeitsverteilung der Korrelationskoeffizienten (Klassenmitten) zwischen Messdaten und Simulationsdaten bei allen 73 Niederschlagsereignissen 1971–2000 nach lokal begrenzter Regression für Nord- und Südschwarzwald (oben) sowie Gesamtschwarzwald und Süden (unten). Datensätze: Stationsdaten ohne Testdaten (Kreuze) und Testdaten (Dreiecke).

muss die geringe Anzahl der Testdaten in den Teilgebieten berücksichtigt werden. Für den gesamten Schwarzwald (Teilgebiete Nord- und Südschwarzwald) bzw. den gesamten Süden (Simulationsgebiet ohne Kraichgau u. Odenwald) zeigen die Simulationsergebnisse in allen Fällen eine noch bessere qualitative Übereinstimmung zu den Messungen (Abb. 6.9, unten). Bei den Testdaten liegen lediglich bei fünf Ereignissen die Korrelationskoeffizienten unterhalb von 0.8.

Die Simulationsergebnisse aller 73 ausgewählten Ereignisse werden für die Bestimmung von mittleren Niederschlagsfeldern verwendet. Zusammenfassend kann der Schluss gezogen werden, dass insgesamt durch die Simulationen der tatsächliche Niederschlag an den Messstationen für Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1973–2000 gut wiedergegeben werden kann. Die beste Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und den Messungen zeigt sich vor allem in Gebieten, in denen der orografisch bedingte Anteil den Gesamtniederschlag dominiert und es somit zu einer Häufung von Extremereignissen kommt.

## 6.4 Räumliche Verteilung der Starkniederschlagssummen

Im Folgenden werden verschiedene klimatologische Niederschlagsverteilungen nach den Simulationen aller 73 Starkniederschlagsereignisse diskutiert.

### 6.4.1 Mittlere Gesamtniederschlagssummen

Die gemessene Niederschlagsverteilung als Mittel über alle ausgewählten 73 Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000 ist in Abbildung 6.10 (oben) dargestellt. Auch hier wurden die Messungen durch Mittelung aller Daten innerhalb eines bestimmten Abstands um die Gitterpunkte (25 km) mit einer linearen Abstandsgewichtung auf ein regelmäßiges Gitter interpoliert. Dabei wurden alle Stationen berücksichtigt, die bei mindestens der Hälfte aller Ereignisse in Betrieb waren. Da die Andauer der einzelnen Niederschlagsereignisse sehr unterschiedlich war (18 h bis 108 h, siehe Anhang A.4), wurden diese jeweils auf eine einheitliche Dauer von 24 h normiert. Danach erreichen die Maxima im Bereich der Gipfellagen von Nord- und Südschwarzwald Werte bis ca. 55 mm/Tag, im mittleren Schwarzwald knapp 50 mm/Tag. In den Gebieten mit geringeren topografischen Erhebungen (Kraichgau, Region um Stuttgart), aber auch im Bereich der Schwäbischen Alb ist die Niederschlagsverteilung annähernd horizontal homogen mit Summen zwischen 15 mm und 20 mm im Mittel. Im Odenwald sowie nordöstlich von Stuttgart (Hohenlohe)

werden, bedingt durch das hügelige Gelände mit Höhen von bis zu 600 m über Meeresniveau, mittlere Summen bis 30 mm/Tag erreicht. Die geringsten Niederschläge mit Werten zwischen 10 mm/Tag und 15 mm/Tag finden sich in Gebieten, die im Windschatten von vorgelagerten Bergen oder Bergketten liegen (Anströmung aus West). Dies sind das südliche Rheintal, die südöstliche Seite der Schwäbischen Alb sowie die Region um Stuttgart.

Mit den 285 Stationen, die hier berücksichtigt wurden, liegt die Stationsdichte bei einer Station pro 104 km<sup>2</sup> Fläche. Speziell in den Mittelgebirgen ist diese Auflösung für eine räumlich hochaufgelöste Ableitung von Niederschlagsfeldern oder für die Bestimmung von flächenbezogenen Niederschlagsmengen (z.B. Gebietsniederschläge) zu gering. Außerdem befinden sich gerade in den Gebieten, in denen im Mittel die höchsten Summen gemessen werden, nur wenige Stationen. Daher kann auch die Lage und die Höhe der Extremwerte aus den Messungen allein nicht genau reproduziert werden.

Etwas differenzierter stellt sich das Bild der räumlichen Verteilung der Starkniederschläge dar, das aus den Simulationen mit dem Niederschlagsmodell sowie einem lokalen Regressionsansatz (Radius 20 km) folgt (Abb. 6.10, unten). Auch hier wurden die Niederschlagssummen von allen 73 ausgewählten Starkniederschlagsereignissen mit einer Andauer von 24 h normiert und daraus die Mittelwerte bestimmt. Sowohl die niedrigen Summen in den flachen Landesteilen als auch die höheren Werte im Schwarzwald liegen in beiden Fällen an ähnlichen Positionen. Die Gebiete mit den höchsten Niederschlägen im Nord- und Südschwarzwald werden ebenfalls von den Simulationen gut wiedergegeben. Der Bereich des Maximums ( $> 50$  mm/Tag) im Nordschwarzwald dehnt sich allerdings weiter luvwärts nach Westen und nordostwärts über die Berge aus. Hier befinden sich allerdings keine Messstationen, so dass die modellbasierte Interpolation der Messwerte zu diesen Unterschieden führt. Die höchsten simulierten Niederschlagssummen im Südschwarzwald sind mit Werten zwischen 45 und 50 mm pro Tag etwas niedriger verglichen mit denen im Nordschwarzwald. Auffällig ist, dass hier die höchsten Summen ( $> 45$  mm/Tag) vorderseitig, und nicht wie nach den Messungen rückseitig der größten Erhebungen liegen. Diese Unterschiede sind ebenfalls auf die geringe Stationsdichte zurückzuführen.

Eine genauere Verteilung der simulierten Starkniederschlagssummen sowie deren Zusammenhang mit der Orografie im Nord- und Südschwarzwald kann Abbildung 6.11 entnommen werden (Ausschnitte eingezeichnet in Abb. 6.10, unten). Die dargestellte Orografie mit einer Auflösung von 2.5 km x 2.5 km entspricht dabei dem verwendeten Gitterabstand des Niederschlagsmodells.

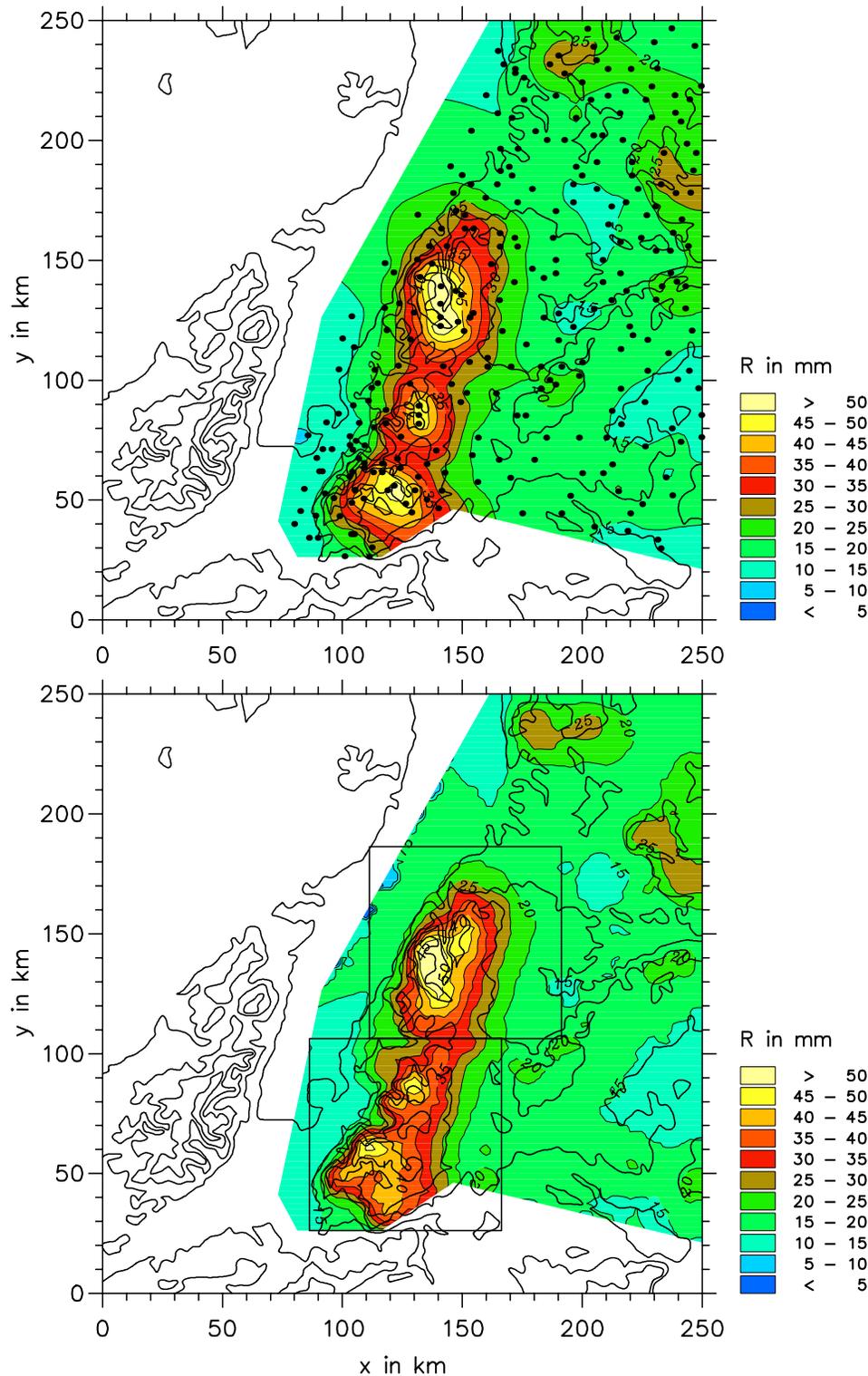


Abbildung 6.10: Niederschlagssummen nach Messungen an DWD-Niederschlagsstationen (oben) und nach Modellsimulationen und lokaler Regression mit Messdaten (unten), jeweils gemittelt über alle Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000 und normiert auf eine Andauer von 24 h.

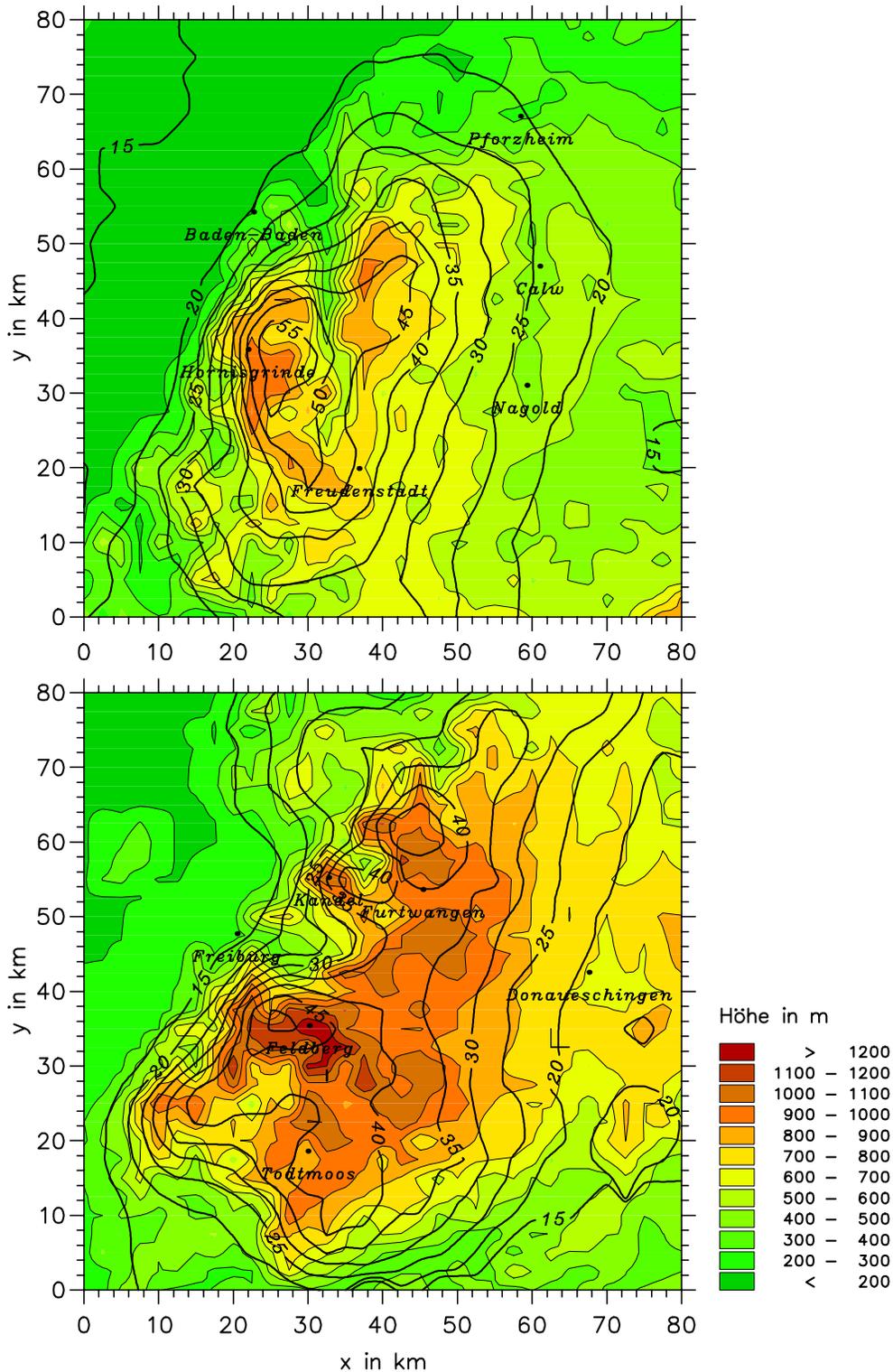


Abbildung 6.11: Wie Abb. 6.10, jedoch für die dort eingezeichneten Gebietsauschnitte Nordschwarzwald (oben) und Südschwarzwald (unten).

Im nördlichen Gebiet (Abb. 6.11, oben) zeigt sich bereits im Rheintal nahe den Flanken des Schwarzwalds eine Zunahme des Niederschlags in der Größenordnung von bis zu 30 %. Mit Ansteigen der Geländehöhe in Richtung Osten (Hauptanströmung aus West, siehe Abb. 6.4) nehmen die Niederschlagssummen rasch weiter zu. Die höchsten Summen schließlich mit Werten zwischen 50 und 55 mm pro Tag finden sich im Bereich der maximalen Geländehöhe (Hornisgrinde) sowie südlich davon. Auffällig ist, dass sich das Maximum der Niederschlagsverteilung (Werte über 50 mm) auf die Leeseite der Kammlagen in Richtung des breiten Tals (Murgtal) ausdehnt und somit auch in Gebieten mit geringerer Geländehöhe liegt. Trotz der Geländehöhen von knapp 1000 m sind die mittleren Niederschlagssummen auf der östlichen Seite des Murgtals erheblich geringer verglichen mit denen auf der westlichen. In Richtung Osten verringert sich der orografisch bedingte Niederschlag trotz kontinuierlich abnehmender Geländehöhe nur langsam. In einer Entfernung von knapp über 45 km von den Gipfellen des Nordschwarzwalds gehen die Summen schließlich wieder auf die Werte des Rheintals zurück.

Die mittlere Verteilung der Niederschlagssummen im Südschwarzwald (Abb. 6.11 unten) ähnelt grundsätzlich der des Nordschwarzwalds. Die maximalen Summen weisen ähnliche Höhen auf wie die im Nordschwarzwald, auch wenn die räumliche Ausdehnung der davon betroffenen Gebiete geringer ist. Das Maximum mit Werten bis 50 mm pro Tag liegt vorderseitig der höchsten Erhebung (Feldberg).

#### 6.4.2 Mittlere orografisch bedingte Niederschlagssummen

Die räumliche Niederschlagsverteilung ist bei einigen Starkniederschlagsereignissen neben orografischen Prozessen auch von lokal begrenzten Hebungsprozessen, etwa im Bereich einer Front, bestimmt (z.B. Ereignis III, Kap. 5.5.3). Außerdem können räumliche Unterschiede der synoptischen Bedingungen, etwa bei der großräumigen Hebung oder dem Feuchtegehalt der Luftmassen, das Niederschlagsmuster entscheidend modifizieren (z.B. Ereignis II, Kap. 5.5.2). Das Auftreten solcher Prozesse ist jedoch mehr oder weniger zufällig und kann nicht mit bestimmten Gebieten bzw. bestimmten topografischen Einflüssen in Zusammenhang gebracht werden. Über einen langen Zeitraum betrachtet kann erwartet werden, dass sich diese Prozesse im Mittel über das gesamte Gebiet ausgleichen. Bei der Abschätzung des orografischen Einflusses auf Starkniederschläge aus einzelnen Ereignissen über einen kürzeren Zeitraum sollten derartige stochastische Prozesse bzw. der daraus resultierende Niederschlag nicht berücksichtigt werden.

Daher wird im Folgenden der orografisch bedingte Niederschlag nur anhand von Modellsimulationen ohne Regression mit Messdaten bestimmt. Für die verschiedenen Ereignisse wurde jeweils der Modelllauf verwendet, der in dem Teilgebiet mit den höchsten Niederschlagssummen die beste Übereinstimmung zu den Messungen aufwies.

Ein konstanter Korrekturfaktor von  $\delta = 0.78$  berücksichtigt bei den simulierten Niederschlagssummen zusätzlich die Evaporation der Hydrometeore sowie eine Abweichung zu der Annahme, dass das gesamte kondensierte Wolkenwasser durch orografisch erzwungene Hebung als Niederschlag ausfällt. Dieser Wert ergab sich als Mittelwert aus den Regressionen aller 73 Ereignisse zwischen Messungen und Simulationen jeweils für die Teilgebiete mit den höchsten Niederschlagssummen (nach Abb. 6.10, unten). Die relativ geringe Differenz zwischen dem theoretisch erwarteten Faktor mit einem Wert von  $\delta = 1$  und dem tatsächlichen mittleren Wert von  $\delta = 0.78$  belegt die grundsätzliche quantitativ realistische Bestimmung des orografisch verursachten Niederschlags mit dem vorliegenden Modell im Mittel über eine Vielzahl von Ereignissen.

Das Ergebnis der Niederschlagssimulationen ist in Abbildung 6.12 dargestellt, ebenfalls als Mittel über alle Ereignisse und jeweils normiert auf eine Dauer von 24 h. Die höchsten Werte (bis 53 mm/Tag) treten danach im Nordschwarzwald auf, während sie im Südschwarzwald etwas geringer sind (45 mm/Tag). Im Bereich der Schwäbischen Alb liegen die Summen aufgrund des Luv-Lee-Effekts erwartungsgemäß deutlich darunter (max. 25 mm/Tag). Bedingt durch die moderate Geländesteigung der Vogesen von West nach Ost sind hier die mittleren Summen mit maximal 30 mm/Tag ebenfalls geringer als im Schwarzwald. Keine oder nur sehr geringe orografisch bedingte Niederschlagssummen ( $< 10$  mm/Tag) sind fast in der gesamten Pfalz, im Rheintal, südöstlich der Schwäbischen Alb, im Kraichgau sowie im Stuttgarter Großraum zu erkennen.

Der ausschließlich orografisch verursachte Niederschlag im Nord- und Südschwarzwald (Abb. 6.13) zeigt eine ähnliche Verteilung wie die nach den Simulationen mit lokal beschränkter Regression durch Messdaten (Abb. 6.11). Das Maximum im Nordschwarzwald mit Werten bis 50 mm liegt auch hier rückseitig der Hornisgrinde und reicht in ein Gebiet mit geringerer Geländehöhe hinein. Allerdings ist hier auch rückseitig der Berge auf der östlichen Seite des Murgtals ein zweites Maximum mit Summen bis 40 mm pro Tag zu erkennen. Das Niederschlagsmaximum im Südschwarzwald, von dem auch bei diesen Simulationen das Gebiet vorderseitig des Feldbergs betroffen ist, erreicht Werte bis knapp über 40 mm.

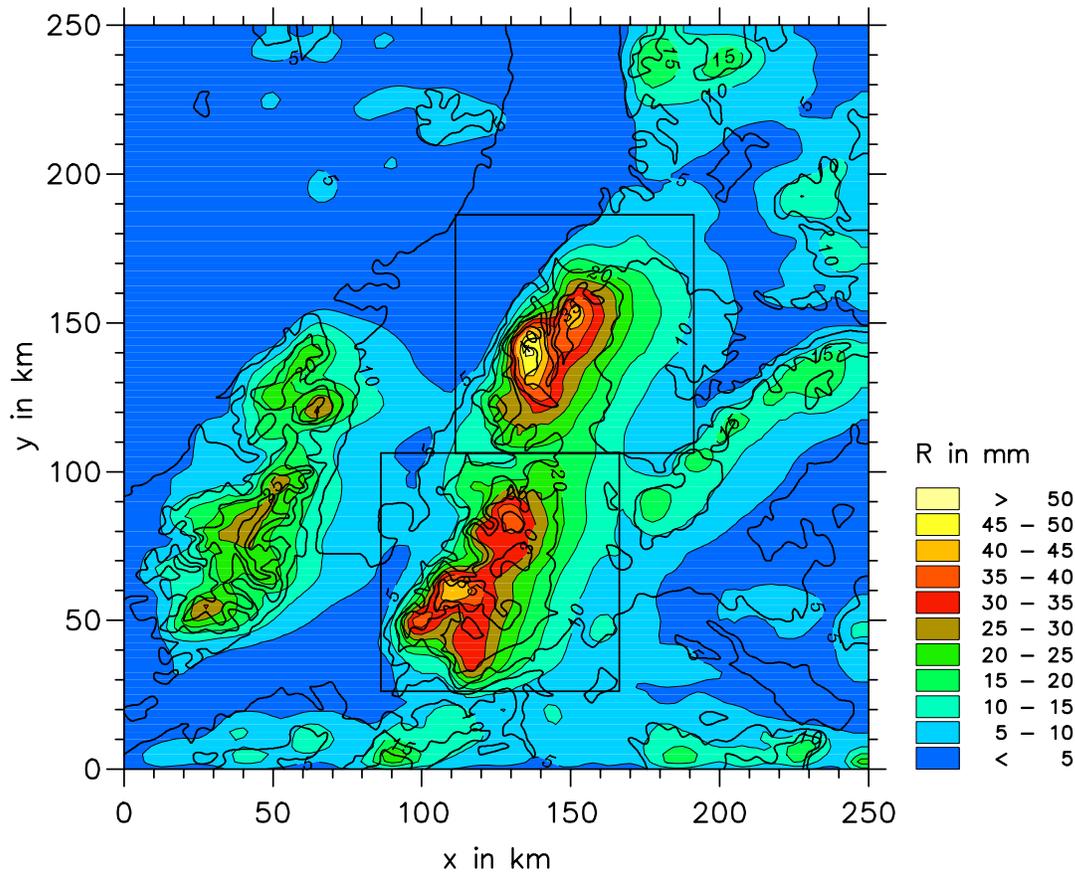


Abbildung 6.12: Orografisch bedingte Niederschlagssummen nach Modellsimulationen, gemittelt über alle Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000 (73 Ereignisse) und normiert auf eine Andauer von 24 h.

Die räumliche Verteilung der Starkniederschläge weist bestimmte Muster auf, die einen mehr oder weniger direkten Zusammenhang zur Orografie erkennen lassen. Aufgrund der Linearität des hier verwendeten Niederschlagsmodells ist es möglich, einen direkten Zusammenhang zwischen der räumlichen Niederschlagsverteilung und der Modellphysik herzustellen und damit ihre Ursachen zu klären.

In allen Fällen zeigt sich eine unmittelbare Zunahme der Niederschlagssummen kurz vor und am Anstieg des Geländes. Die Geländesteigung führt zu orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten und damit zur Kondensation in allen Höhen oberhalb des HKN. Außerdem werden bei dem Strömungsmodell schon kurz vor Ansteigen des Geländes stromauf positive Vertikalgeschwindigkeiten abgeleitet, die bereits hier zu Kondensationsprozessen führen (z.B. östliche Rheinebene). Im Modell fallen die nach einer bestimmten, von der Temperatur abhängigen Formationszeit

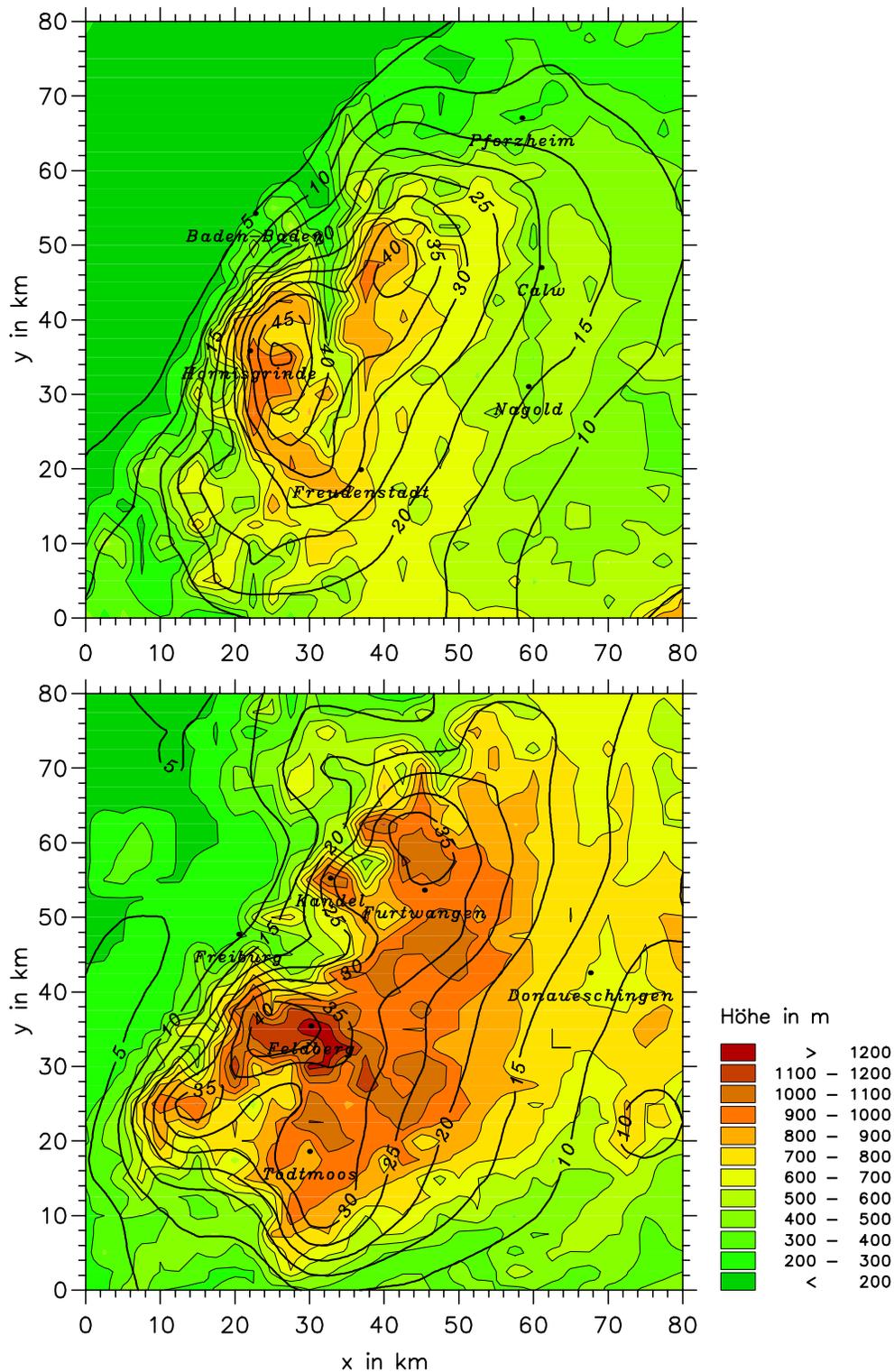


Abbildung 6.13: Wie Abb. 6.12, jedoch für die dort eingezeichneten Gebietsauschnitte Nordschwarzwald (oben) und Südschwarzwald (unten).

gebildeten Hydrometeore nach Verdriftung mit dem horizontalen Wind zu Boden. Die fast instantane Niederschlagszunahme bei den Simulationen kann daher nur aus Kondensationsraten der bodennahen wärmeren Luftschichten ( $> 0^{\circ}\text{C}$ ) bei niedriger Höhe des HKN resultieren (siehe auch Häufigkeitsverteilung des HKN nach Abb. 6.6). Dabei ist die Bildungsdauer der Wolken sowie die Fallstrecke der Hydrometeore kurz, so dass die Verdriftung entsprechend gering ausfällt. Diese quasi instantane Niederschlagszunahme vorderseitig der Berge kann auch durch Messungen bestätigt werden. Sie kann in der Realität nur durch den „seeder-feeder“ Mechanismus erklärt werden.

Die stärkste Niederschlagsbildung (in der Höhe) findet dort statt, wo das Gelände die stärksten Gradienten aufweist. Im Modell besteht ein direkter und über weite Bereiche linearer Zusammenhang zwischen der Hangneigung, den induzierten Vertikalgeschwindigkeiten und den Kondensationsraten. Wie in fast allen Darstellungen zu erkennen ist, liegen die Maxima des orografisch bedingten Niederschlags nicht direkt im Bereich der stärksten Hangneigung, sondern meist stromab davon. Der Grund hierfür liegt in der Drift der Wolken und Hydrometeore durch die typischerweise bei Starkniederschlägen vorherrschenden hohen horizontalen Windgeschwindigkeiten (siehe auch Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit nach Abb. 6.5). Folglich findet sich das Maximum des Niederschlags im Nordschwarzwald nicht vorderseitig, sondern rückseitig der Hornisgrinde als höchste Erhebung. Im Südschwarzwald hingegen liegt das Maximum vorderseitig des Feldbergs, da hier die Distanz zwischen den stärksten Gradienten des Geländes und der Gipfelhöhe sehr viel größer ist als im Nordschwarzwald.

Die Verdriftung der Wolken und der fallenden Hydrometeore vor allem oberhalb der  $0^{\circ}\text{C}$  Grenze (lange Bildungsdauer, langsame Fallgeschwindigkeit) mit den meist vorherrschenden hohen Windgeschwindigkeiten bewirkt auch eine Ausbreitung des Niederschlags über weite Strecken. So kann bis in Entfernungen von über 40 km von den Berggipfeln noch orografisch bedingter Niederschlag beobachtet werden. Schließlich zeigen die Abbildungen eine deutliche Abnahme der Niederschlagssummen hinter vorgelagerten einzelnen Bergen oder Bergketten. Dieses Verhalten ist eine Folge des bereits ausgerechneten Feuchteanteils der Luft an den ersten Hindernissen, der im Modell durch die Bestimmung eines orografisch modifizierten Feuchtefelds nach pseudoadiabatischer Hebung berücksichtigt ist.

### 6.4.3 Niederschlagssummen verschiedener Dauerstufen

Die einzelnen Starkniederschlagsereignisse weisen eine sehr unterschiedliche Andauer zwischen 18 h und 108 h auf (siehe auch Häufigkeitsverteilung nach Abb. 6.1). Daher wird eine Unterteilung der Ereignisse in verschiedene Dauerstufen (ununterbrochene Andauer des Niederschlags, hier in Stunden) mit Klassenmitten von 24 h (13–36 h), 48 h (37–60 h) und 72 h (61–84 h) vorgenommen. Für eine bessere Vergleichbarkeit sind auch hier die Niederschlagssummen auf eine Andauer von 24 h normiert. Eine Regression mit Messdaten wurde nicht durchgeführt, eine Korrektur der Simulationsdaten erfolgte analog zu Kapitel 6.4.2 durch einen konstanten Korrekturfaktor von  $\delta = 0.78$ . Außerdem wurde für die einzelnen Ereignisse jeweils der Modelllauf verwendet, der die beste Übereinstimmung zu den Messungen in dem

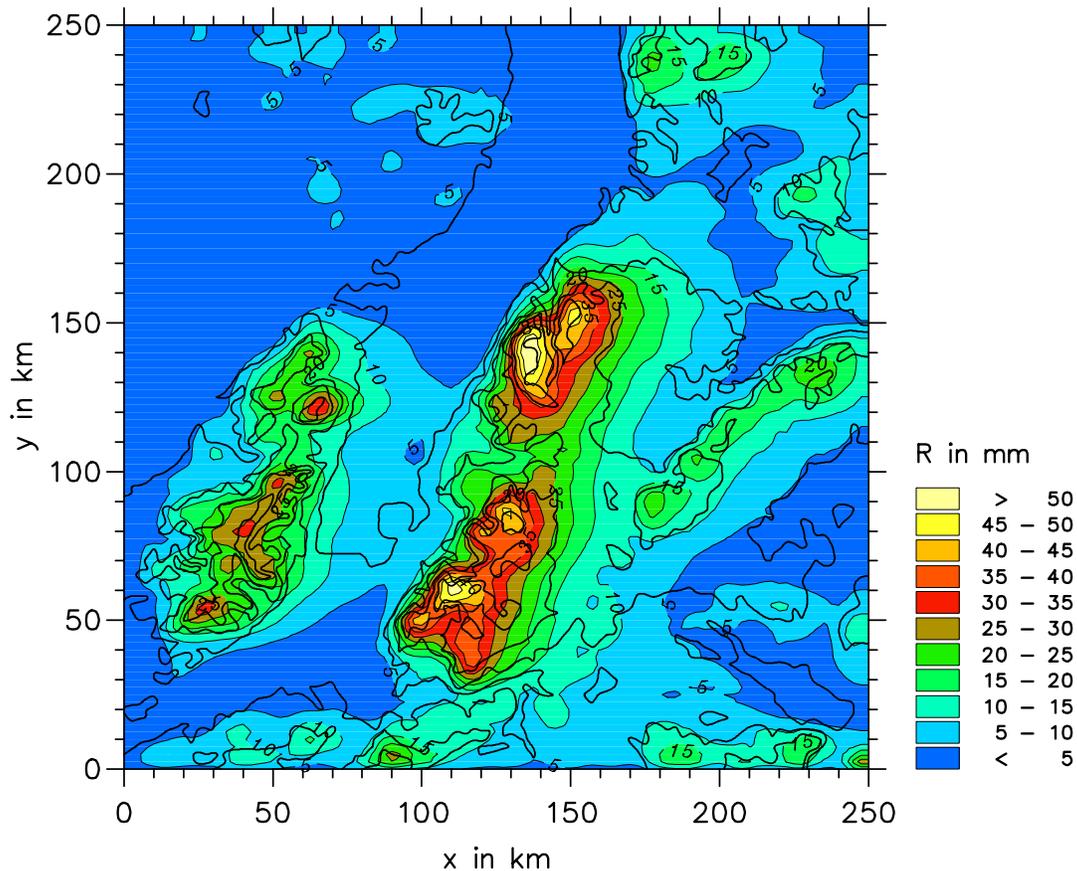


Abbildung 6.14: Orografisch bedingte Niederschlagssummen der Dauerstufe 24 h nach Modellsimulationen, gemittelt über alle Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000 (31 Ereignisse) und normiert auf eine Andauer von 24 h.



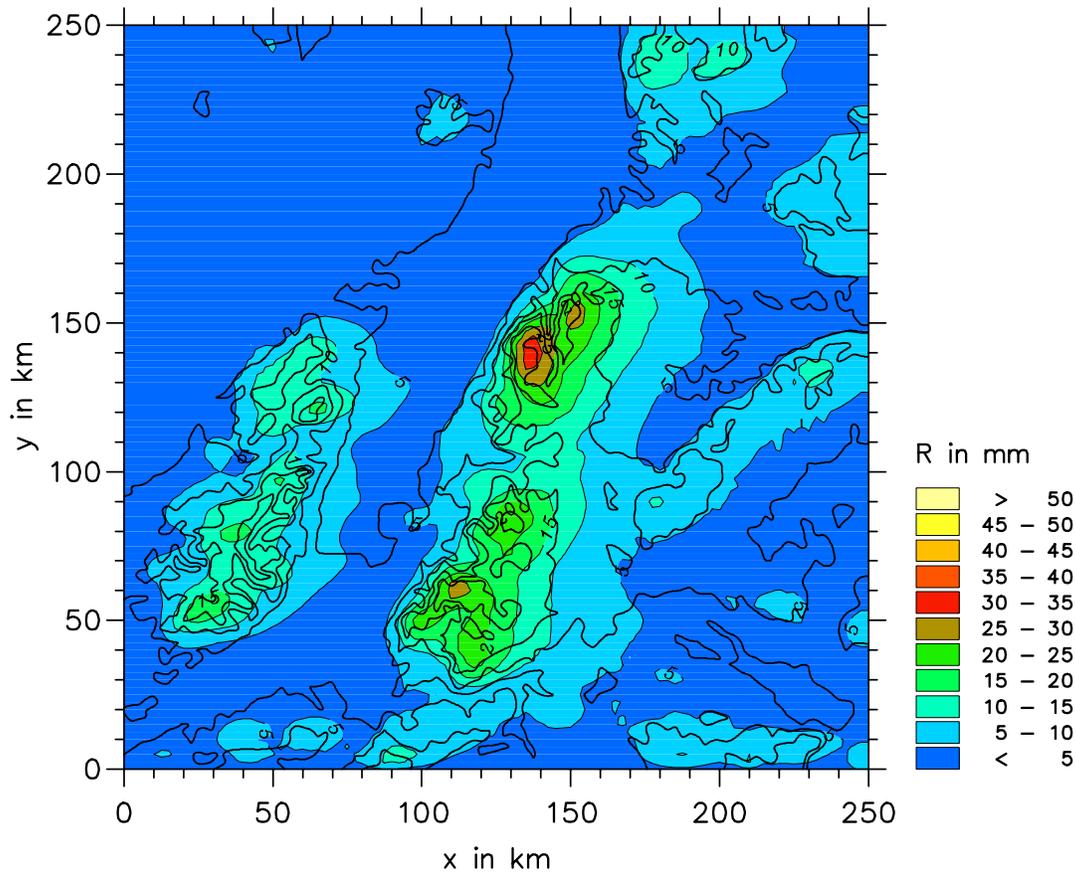


Abbildung 6.16: Wie Abb. 6.14, aber für die Dauerstufe 72 h.

zeigt maximale Werte bis 46 mm im Nordschwarzwald und bis 38 mm im Südschwarzwald. Im Gegensatz zu den Niederschlägen mit einer Ereignisdauer von 24 h sind hier die Starkniederschlagssummen im Nordschwarzwald höher als im Südschwarzwald.

Noch geringer sind die mittleren Niederschlagssummen bei einer Ereignisdauer von 72 h (Abb. 6.16). Im Nordschwarzwald werden nur noch Summen von lediglich 33 mm erreicht, im Südschwarzwald von 27 mm. Insgesamt betragen die Niederschlagssummen dieser Dauerstufe lediglich ca. die Hälfte der Niederschläge der Dauerstufe von 24 h. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass im gesamten Zeitraum 1971–2000 lediglich in 7 Fällen diese Ereignisdauer beobachtet werden konnte.

Insgesamt zeigen die Abbildungen, dass mit zunehmender Andauer der Niederschlagsereignisse die mittlere Intensität und damit die Summe innerhalb eines konstanten Zeitraums abnimmt. Die höchsten Summen in einem definierten Zeitinter-

vall (hier: 24 h) treten dementsprechend bei Ereignissen mit geringerer Andauer auf. Die meteorologischen Bedingungen, die zu einer erheblichen orografisch verursachten Niederschlagsverstärkung und somit zu Starkniederschlägen führen können, dauern dementsprechend in der Regel selten länger als 24 h an.

#### 6.4.4 Niederschlagssummen verschiedener Jährlichkeiten

Der Zusammenhang zwischen Starkniederschlagssummen und deren Eintrittswahrscheinlichkeit ist für die Abschätzung des damit verbundenen Risikos - durch Hangrutschungen, Überflutungen u.a. - oder als Bemessungsgrundlage für wasserwirtschaftliche Anlagen - z.B. für Deiche, Hochwasserentlastungsanlagen, Regenrückhaltebecken - in hoher räumlicher Auflösung wichtig. Um diese aus einzelnen Punktmessungen ableiten zu können, sind erstens lange und einheitliche Messzeitreihen, zweitens eine möglichst hohe räumliche Dichte der Stationen sowie drittens komplexe Regionalisierungsverfahren zur Übertragung der einzelnen Messungen auf die Fläche notwendig. In dem umfangreichen Projekt KOSTRA (Koordinierte Starkniederschlagsregionalisierung) wurde vom DWD eine entsprechende Datenauswertung durchgeführt und Niederschlagshöhen in Abhängigkeit von Dauerstufen, Jährlichkeiten und Jahreszeiten bestimmt (Bartels et al., 1997). Dabei bezeichnet Jährlichkeit die mittlere Zeit in Jahren, während der ein Ereignis einen bestimmten Wert statistisch gesehen einmal erreicht oder überschreitet. Die Kartendarstellungen liefern Starkniederschlagshöhen für das gesamte Bundesgebiet mit einer Auflösung von 8.5 km x 8.5 km. Aufgrund der geringen Dichte der verwendeten Stationen können Extremwerte von den Punktmessungen häufig nicht erfasst werden. Außerdem kann bei dieser Auflösung der hohen räumlichen Variabilität des Niederschlags über orografisch gegliedertem Gelände nur ungenügend Rechnung getragen werden.

Daher werden hier Modellsimulationen mit einem Gitterabstand von 2.5 km x 2.5 km verwendet, um nach extremwertstatistischen Analysen gemäß dem Regelwerk des Deutschen Verbands für Wasserwirtschaft und Kulturbau e.V. (DVWK, 1985), das auch die Grundlage der Extremwertstatistik bei KOSTRA bildet, Starkniederschlagshöhen für verschiedene Jährlichkeiten zu bestimmen. Die Analysen beschränken sich auf eine Dauerstufe von 24 h nach entsprechender Normierung der 73 ausgewählten Starkniederschlagsereignisse im Zeitraum 1971–2000.

Für die extremwertstatistische Datenauswertung existieren verschiedene Verfahren. Dies betrifft sowohl die Auswahl der Stichprobe, als auch die Auswahl und Anpassung einer statistischen Verteilungsfunktion an die Daten. Jährliche Serien (Jahres-

maxima in einem definierten Zeitraum; pro Jahr ein Wert) werden in der Regel durch die Extremal-I-Verteilung nach Gumbel beschrieben (Gumbel, 1958). Die nach der Niederschlagshöhe  $h$  aufgelöste zweiparametrische Verteilungsfunktion  $F(h)$  lautet:

$$h(T^*) = u_j - w_j \cdot \ln \left( \ln \left[ \frac{T^*}{T^* - 1} \right] \right), \quad (6.1)$$

mit  $h$  als Niederschlagshöhe in mm,  $T^* = \frac{1}{1-F(h)}$  als Jährlichkeit des Jahreshöchstwertes in Jahren und  $u_j, w_j$  als Verteilungsparameter der jährlichen Serie in mm. Die Simulationsergebnisse der 73 Starkniederschlagsereignisse an den einzelnen Gitterpunkten weisen jedoch keine jährlichen, sondern sehr unterschiedliche Wiederkehrzeiten auf. Um die Beschränkung auf jährliche Serien in den erhobenen Daten nach Gleichung (6.1) aufzuheben, wird die Transformation

$$T^* = \frac{\exp(1/T)}{\exp(1/T) - 1} \quad (6.2)$$

mit  $T$  als Jährlichkeit der partiellen Serie (Datensatz mit allen Niederschlagshöhen oberhalb eines Schwellenwerts, unabhängig von ihrem Auftreten) verwendet (DVWK, 1985). Eingesetzt in Gleichung (6.1) folgt daraus die Exponentialverteilung in der Form

$$h(T) = u_p + w_p \cdot \ln(T) \quad (6.3)$$

mit  $u_p, w_p$  als Verteilungsparameter der partiellen Serie. Die zugehörige Dichtefunktion lautet

$$f(h) = \frac{1}{w_p} \frac{M}{L} \cdot \exp[-(h - u_p)/w_p]. \quad (6.4)$$

Dabei ist  $M$  die Anzahl der Beobachtungsjahre und  $L$  der Stichprobenumfang (Anzahl Ereignisse), der zahlenmäßig das zwei- bis dreifache der Anzahl der Jahre betragen sollte (Bartels et al., 1997). Mit den gewählten 73 Ereignissen innerhalb von 30 Jahren ist diese Bedingung hier erfüllt.

Wie Abbildung 6.17 (oben) exemplarisch zeigt, wird die Verteilung der Niederschlagssummen gut durch den exponentiellen Verlauf der Dichtefunktion  $f(h)$  nach Gleichung 6.4 beschrieben. Die dargestellten Niederschlagswerte resultieren aus den 73 Modellsimulationen für den Gitterpunkt Hornisgrinde (Nordschwarzwald) nach Normierung auf eine Andauer von 24 h.

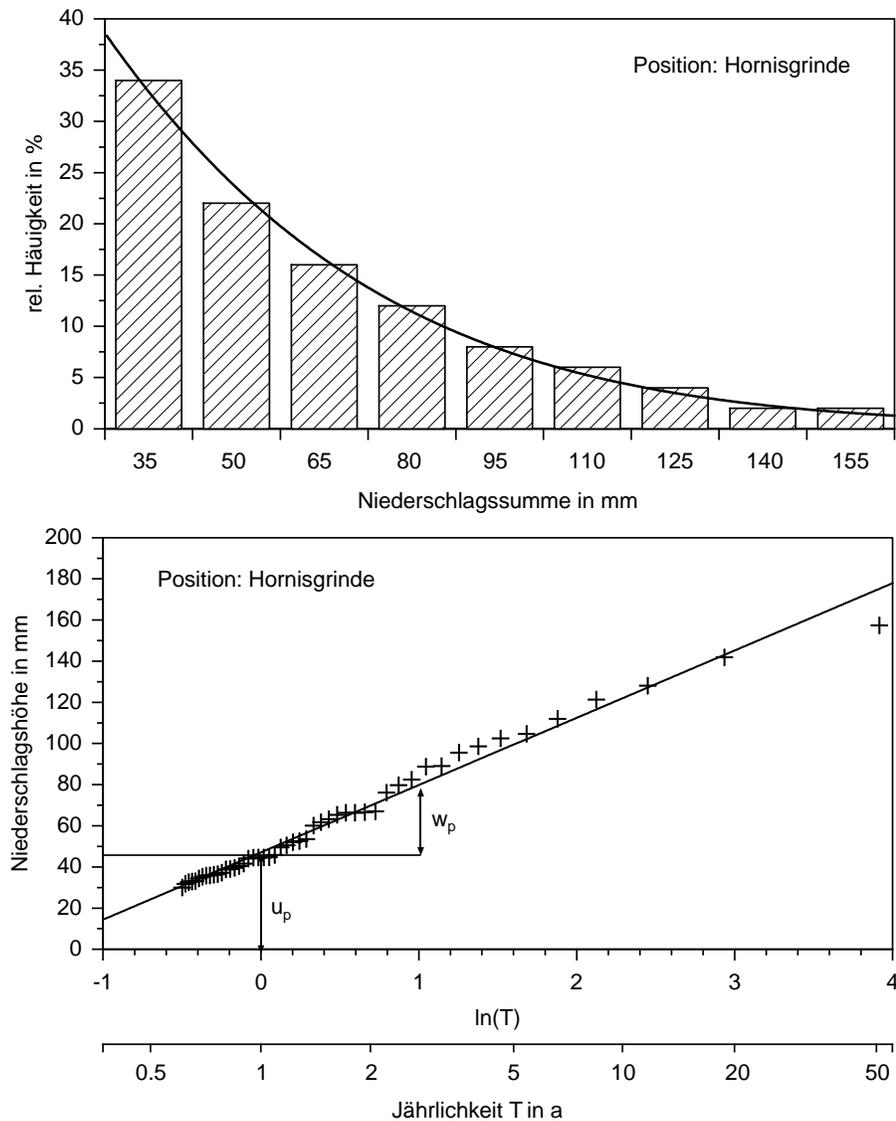


Abbildung 6.17: Histogramm der Niederschlagssummen (oben) und entsprechende Jährlichkeiten (unten) für die Starkniederschläge normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000).

Um eine Verteilungsfunktion vom Typ log-normal (Gl. 6.3) durch die beiden Parameter  $u_p$  und  $w_p$  an die Niederschlagshöhen  $h$  der partiellen Serie anzupassen, ist eine Vorabschätzung für die Jährlichkeit  $T$  der einzelnen Stichprobenwerte notwendig. Dies geschieht mittels des Ansatzes

$$T(k) = \frac{L + 0.2}{k - 0.4} \cdot \frac{M}{L} \quad (6.5)$$

mit  $k$  als Laufindex der Stichprobenwerte  $h(k)$ , die der Größe nach absteigend geordnet sind (DVWK, 1985). Die Wertepaare  $h(k)$  und  $\ln(T(k))$  ergeben dabei im Idealfall eine Gerade, so dass durch eine lineare Regression die beiden Anpassungsparameter der Exponentialverteilung,  $u_p$  und  $w_p$  (Gl. 6.3 und 6.4), geschätzt werden können. Gleichung 6.3 liefert dann für eine gegebene Jährlichkeit die zugehörige Niederschlagssumme. In Abbildung 6.17 (unten) ist die entsprechende Verteilung, ebenfalls für den Gitterpunkt Hornsgrinde, dargestellt. Wie daraus ersichtlich ist, ergibt sich der Parameter  $u_p$  aus dem Schnittpunkt zwischen der Ausgleichsgeraden und der Senkrechten bei  $\ln(T) = 0$  bzw.  $T = 1$ . Das heißt er gibt die Niederschlagssumme an, die statistisch gesehen einmal pro Jahr erreicht oder überschritten wird. Der Parameter  $w_p$  folgt aus der Steigung der Ausgleichsgeraden.

Die Bestimmung der Niederschlagssummen in Abhängigkeit von der Jährlichkeit erfolgt hier auf der Basis des orografisch bedingten Niederschlags nach Modellsimulationen (siehe Abb. 6.12 und 6.13). Auch hier wurde jeweils für die einzelnen Ereignisse der Modellauf verwendet, der in dem Teilgebiet mit den höchsten Niederschlagssummen die beste Übereinstimmung zu den Messungen aufwies. Die simulierten Summen wurden wie in den Kapiteln 6.4.2 und 6.4.3 mit einem Korrekturfaktor von  $\delta = 0.78$  multipliziert. Außerdem erfolgte eine Normierung der Ereignisse auf eine Andauer von 24 h. Der synoptisch bedingte Hintergrundniederschlag wurde als Mittelwert aus den Messungen der 73 Ereignisse an den Niederschlagsstationen im Rheintal (siehe Abb. 6.10, oben) abgeschätzt (17.3 mm) und zu den simulierten Niederschlagssummen addiert.

An jeder Position im Modellgebiet wurde aus den Niederschlagssummen der 73 Ereignisse eine Ausgleichsgerade  $h(T)$  durch Schätzung der Parameter beiden  $u_p$  und  $w_p$  bestimmt. Abbildung 6.18 zeigt beispielhaft den Zusammenhang zwischen Niederschlagssumme und Jährlichkeit an einzelnen Gitterpunkten. Die Lage der Gitterpunkte verläuft von den Gipfellen des Nordschwarzwalds (Position 1) in Richtung Osten (bis Position 6; Lage der Gitterpunkte in den Abb. 6.19 bis 6.21). Die dargestellten Fälle zeigen alle einen nahezu logarithmischen Verlauf der Werte. Die Streuung um die Ausgleichsgerade ist gering. Sowohl die Geradensteigung  $w_p$  als auch der Achsenabschnitt  $u_p$  (Niederschlagshöhe für Jährlichkeit von  $T = 1$  a) nehmen mit zunehmender Entfernung von den Gipfellen kontinuierlich ab.

Insgesamt kann im gesamten Simulationsgebiet der Zusammenhang zwischen Niederschlagshöhe und Jährlichkeit gut durch ein logarithmisches Regressionsmodell beschrieben werden. Vor allem an Positionen, an denen orografische Prozesse zu hohen Niederschlagssummen führen und die daher für viele Bereiche von größtem

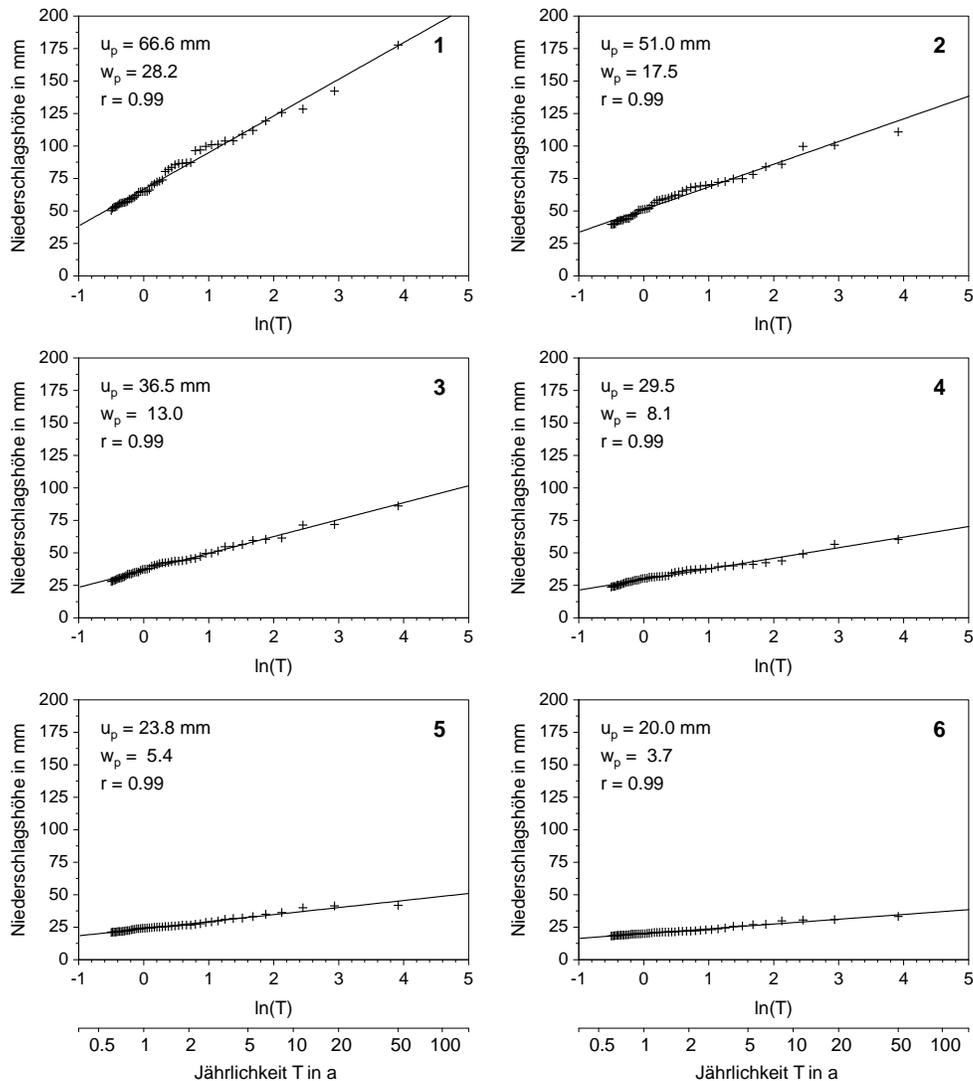


Abbildung 6.18: Niederschlagshöhen in Abhängigkeit von der Jährlichkeit an verschiedenen Gitterpunkten (eingezeichnet in Abb. 6.19 – 6.21) nach Modellsimulationen 1971–2000 für eine Dauerstufe von 24 h. Eingezeichnet sind die Werte für die Ausgleichsgerade  $h(T) = u_p + w_p \cdot \ln(T)$  und die Korrelationskoeffizienten  $r$ .

Interesse sind, ist die Varianz der Datenpunkte bezüglich der Ausgleichsgeraden gering. Aus der Exponentialverteilung (Gl. 6.3) und den durch die Regression bestimmten Verteilungsparametern  $u_p$  und  $w_p$  können Niederschlagshöhen für verschiedene Jährlichkeiten abgeleitet werden. In den Abbildungen 6.19 bis 6.21 sind die Niederschlagssummen für Jährlichkeiten von  $T = 1$  a,  $T = 10$  a und  $T = 100$  a dargestellt. Detailliertere Betrachtungen für  $T = 1$ , 5, 10, 50 und 100 a für den Nord- und Südschwarzwald finden sich in Anhang A.5.

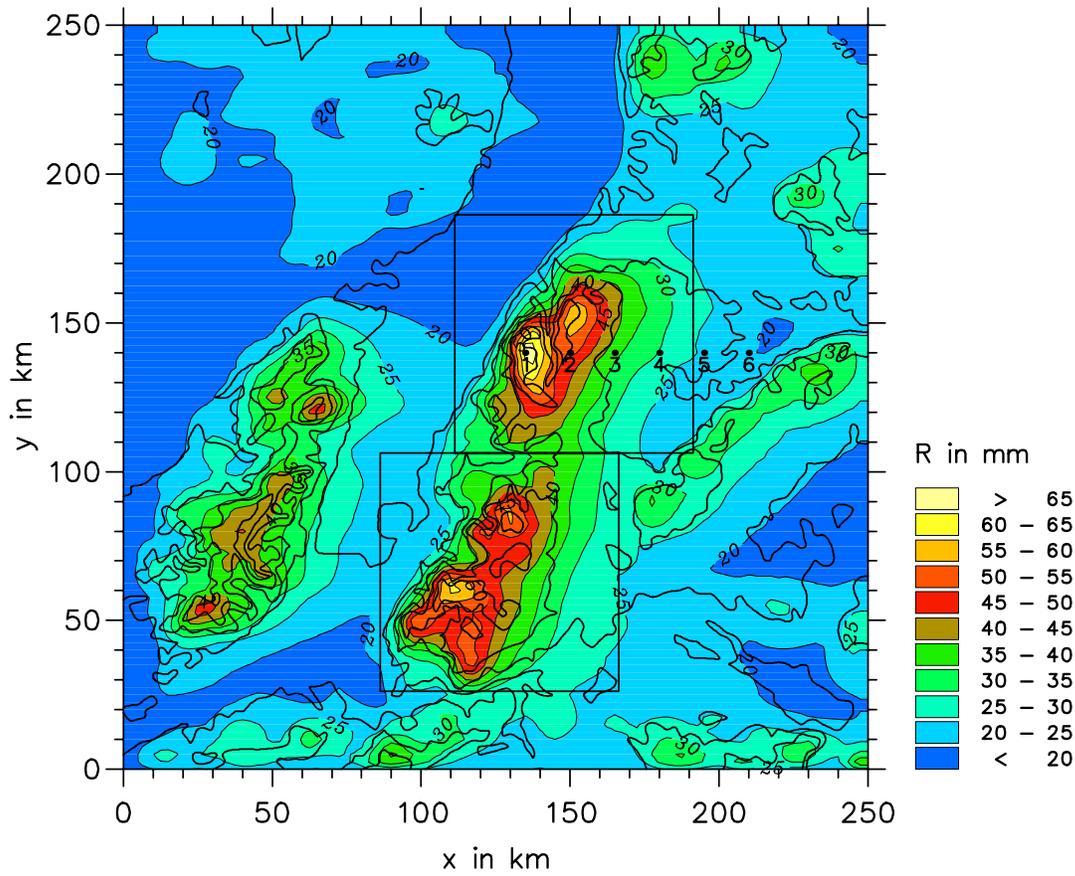


Abbildung 6.19: Starkniederschlagssummen für eine Jährlichkeit von  $T = 1$  a, normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000).

Die räumliche Verteilung des Niederschlags ähnelt in allen Fällen stark den vorhergehenden Abbildungen (Kap. 6.4.2 und 6.4.3). Auch hier finden sich erwartungsgemäß die höchsten Summen im Bereich der Kammlagen des Nordschwarzwalds, gefolgt von denen im Südschwarzwald und in den Vogesen. Die geringsten Summen dagegen sind in der Pfalz, im Rheintal, im Kraichgau, in der Region Stuttgart sowie südlich der Schwäbischen Alb zu verzeichnen.

Statistisch gesehen werden im Durchschnitt einmal pro Jahr im Nordschwarzwald Niederschläge mit Summen von bis zu 67 mm (Bereich Hornisgrinde), im Südschwarzwald von bis zu 62 mm pro Tag (vorderseitig Feldberg; Abb. 6.19) erreicht oder überschritten. Einmal in zehn Jahren sind es Höhen von 130 mm (Nordschwarzwald) bzw. 124 mm pro Tag (Südschwarzwald; Abb. 6.20). Innerhalb eines Zeitraums von 100 Jahren kommt es der Statistik zufolge einmal zu einem Niederschlagsmaximum von 194 mm im Nordschwarzwald bzw. 175 mm im Südschwarz-

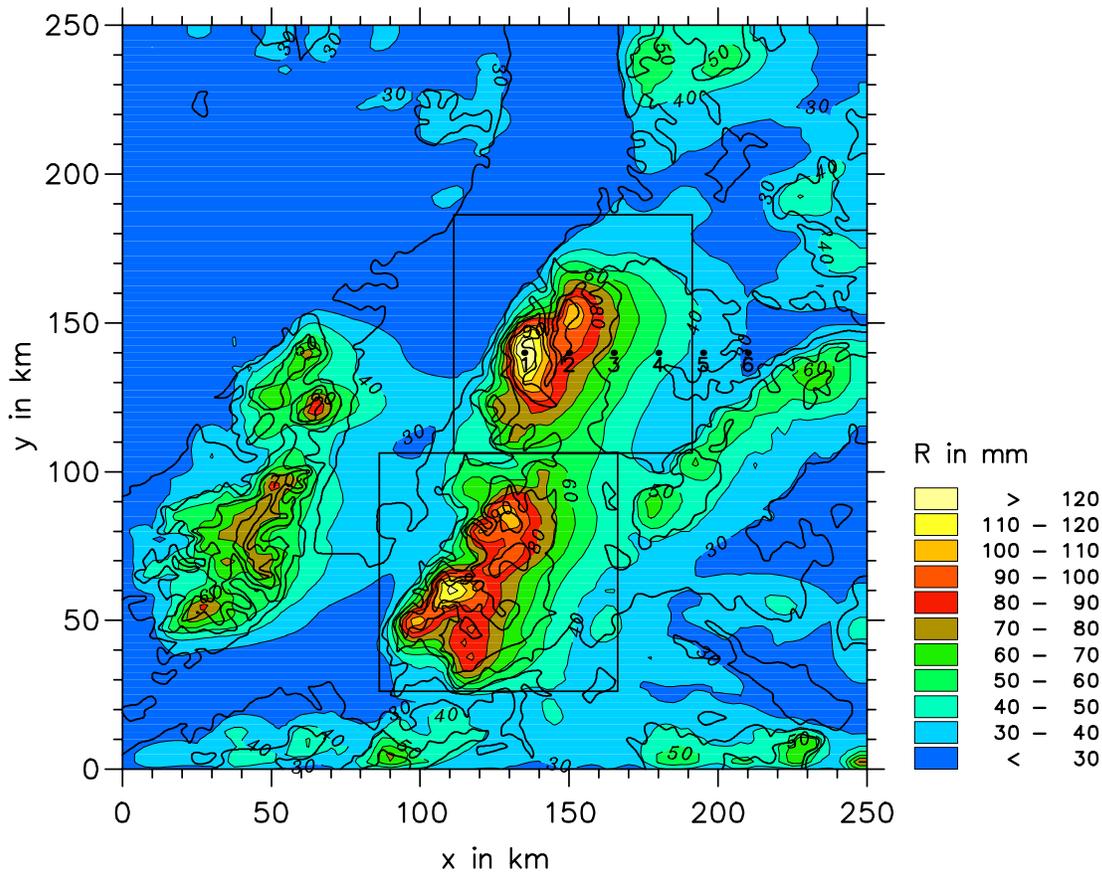


Abbildung 6.20: Wie Abb. 6.19, aber feine Jährlichkeit von  $T = 10$  a.

wald. Bei den statistisch bestimmten Starkniederschlagshöhen muss aufgrund der hohen zeitlichen Variabilität des Niederschlags und der verhältnismäßig kurzen Zeitspanne der berücksichtigten Ereignisse von 30 Jahren ein gewisser Toleranzbereich angesetzt werden. Insbesondere bei hohen Jährlichkeiten (100 a) sind die Unsicherheiten durch den extremwertstatistischen Ansatz und die Extrapolation der Niederschlagshöhen durch die Gerade  $h(T)$  nicht zu vernachlässigen.

Die Darstellungen aus KOSTRA zeigen für die Dauerstufe von 24 h ähnliche Niederschlagshöhen und eine ähnliche räumliche Verteilung für die jeweiligen Jährlichkeiten. Die maximalen Niederschlagshöhen im gesamten Jahr betragen hier 70–80 mm pro Tag für eine Jährlichkeit von einem Jahr (jeweils Nord- und Südschwarzwald), 120–140 mm (Nordschwarzwald) bzw. 100–120 mm (Südschwarzwald) für eine Jährlichkeit von zehn Jahren und 190–210 mm (Nordschwarzwald) bzw. 140–160 mm (Südschwarzwald) für eine Jährlichkeit von 100 Jahren. Allerdings sind hier alle Niederschläge mit eingeschlossen, während bei den Simulationen Starkniederschläge

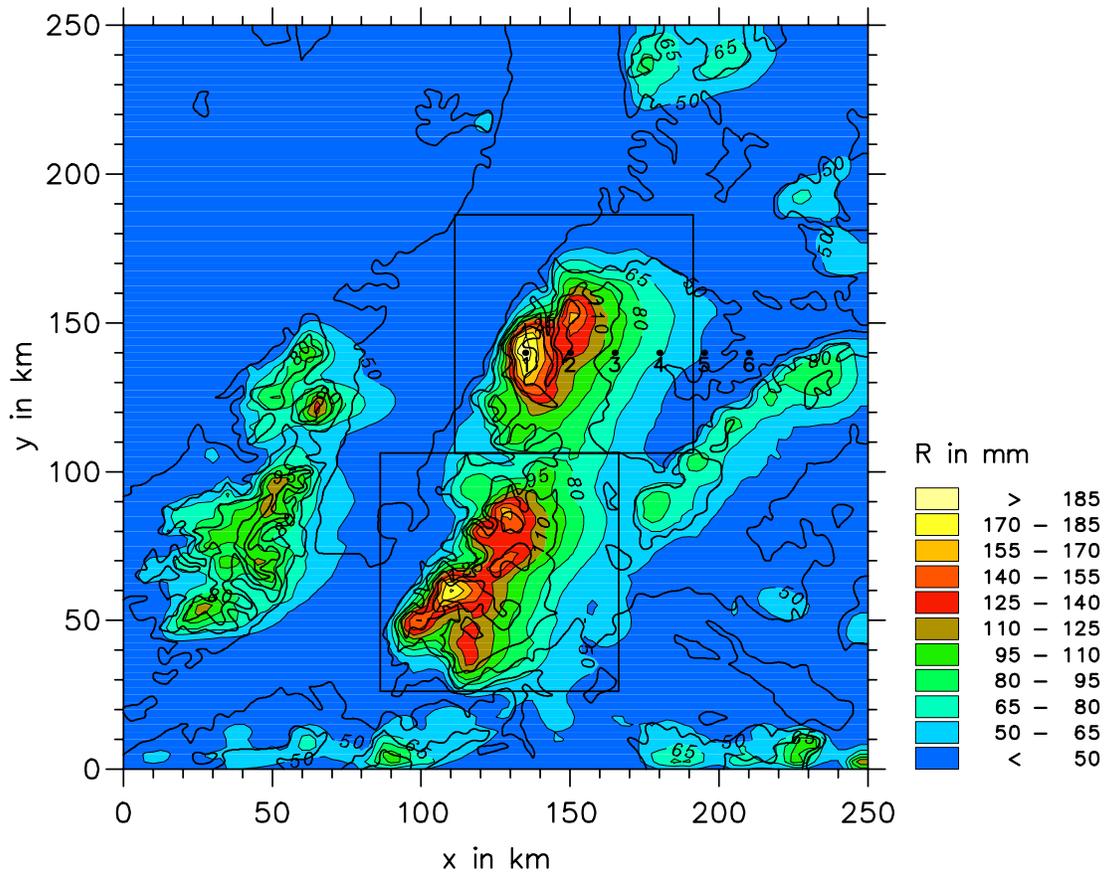


Abbildung 6.21: Wie Abb. 6.19, aber feine Jährlichkeit von  $T = 100$  a.

aus konvektiven Systemen weitestgehend ausgeschlossen wurden. Werden bei KOSTRA nur die Niederschläge der Monate Oktober bis April betrachtet, bei denen Starkniederschläge über einen Zeitraum von 24 h vorwiegend aus stratiformen Niederschlagssystemen resultieren, liegen die entsprechenden Niederschlagshöhen deutlich unterhalb denen der Simulationen ( $T = 1$  a: 50–60 mm;  $T = 10$  a: 120 bzw. 100–120 mm;  $T = 100$  a: 160–190 mm bzw. 120–140 mm, jeweils für Nord- und Süd-schwarzwald). Die Diskrepanz zu den Simulationen resultiert in erster Linie aus den großen Flächenmitteln von  $71.5 \text{ km}^2$  bei KOSTRA, die in orografisch gegliedertem Gelände zu einer starken Glättung der Maximalwerte führen.

Insgesamt können mit Hilfe der Simulationsergebnisse realistische Beziehungen zwischen Niederschlagshöhen und Wahrscheinlichkeiten bestimmt werden. Durch die hohe räumliche Auflösung der Daten von  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$  ergeben sich dabei wesentlich feinere Strukturen im Niederschlagsfeld, die für verschiedene technische und wissenschaftliche Belange von großem Interesse sind. Unter Einbeziehung von Da-

ten über mögliche Schäden an Infrastruktur und Vermögenswerten (Vulnerabilität) ist es auch möglich, aus diesen Angaben eine Risikoabschätzung durch Starkniederschläge mit langer Andauer als Produkt von Wahrscheinlichkeit und Vulnerabilität durchzuführen.

## 7 Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Modell zur Bestimmung des orografisch bedingten Niederschlags entwickelt und Niederschlagsfelder aus Modellsimulationen abgeleitet.

Im Strömungsmodell wird das dreidimensionale Windfeld nach der linearen Theorie in einem isotheren Koordinatensystem (konstantes spezifisches Volumen) berechnet. Aus den simulierten orografisch induzierten Vertikalgeschwindigkeiten werden Kondensationsraten berechnet, die nach Integration die Niederschlagsintensität am Boden liefern. Zusätzlich findet die Drift der Wolken und Hydrometeore sowie die Abnahme des Niederschlags im Lee von Bergen durch einfache Parametrisierungsansätze Berücksichtigung. Anhand der Simulationen von fünf Starkniederschlagsereignissen mit unterschiedlicher Charakteristik konnten die geeigneten Werte der freien Parameter des Modells bestimmt und Sensitivitäten der Modellergebnisse auf die Variation dieser Parameter ermittelt werden. Die ausführliche Diskussion von drei der fünf Niederschlagsereignisse zeigte, inwieweit mit dem vorliegenden Modell qualitativ und quantitativ realistische Niederschlagssimulationen zur Regionalisierung von Punktmessungen möglich sind. Für die Ableitung einer Niederschlagsstatistik wurden Modellsimulationen der stratiformen Starkniederschlagsereignisse mit den höchsten Tagessummen im Zeitraum zwischen 1971 und 2000 verwendet. Neben mittleren Niederschlagsfeldern erfolgte mit Hilfe extremwertstatistischer Ansätzen außerdem eine Bestimmung von Niederschlagssummen für verschiedene Jährlichkeiten.

Um auch für größere Berge, wie sie im Modellgebiet vorkommen, ein annähernd realistisches Windfeld bestimmen zu können, wurde das Strömungsmodell in einem isotheren Koordinatensystem formuliert. In diesem System verläuft die unterste Stromlinie genau in Höhe der Orografie und durchschneidet sie nicht wie im  $z$ -System.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt nach Linearisierung durch einen numerischen FFT-Algorithmus. Dieser ermöglicht es, eine beliebige Orografie in Form von digitalen Geländedaten vorzugeben. Durch den FFT-Algorithmus sind periodische Randbedingungen an den Seiten implizit vorgegeben, die dazu führen, dass Störungen direkt von der Lee-Seite auf die Luv-Seite des Modellgebiets übertragen werden. Um ein Abklingen der Störungen im Modellinneren zum Rand hin zu realisieren, wurde das Modellgebiet an den Seiten unter Vorgabe einer homogenen

Orografie entsprechend vergrößert werden. Die Auflösung des Modells bei den Simulationen in dieser Arbeit betrug 2.5 km x 2.5 km; eine höhere Auflösung erbrachte keine Verbesserung der Simulationsergebnisse für den Niederschlag.

Während Situationen mit stratiformen Starkniederschlägen kann von gesättigten atmosphärischen Bedingungen zumindest in den unteren Luftschichten ausgegangen werden. Daher wurde im Modell die Brunt-Väisälä-Frequenz für den feuchten Fall verwendet ( $N_f$ , Gl. 3.24), die erheblich geringer ist als die für den trockenen Fall. Die damit gebildete Froude-Zahl war während stratiformer Starkniederschlagsereignisse in der Regel deutlich größer als eins, so dass die lineare Theorie für die Berechnung der Strömung angewendet werden konnte.

Aus der Feuchteadvektion in vertikaler Richtung aufgrund der simulierten orografisch induzierten Hebungen wird die Kondensationsrate und daraus durch Integration die Niederschlagsintensität abgeleitet. Im Sinne eines pseudoadiabatischen Prozesses fällt dabei das Kondensat instantan als Niederschlag zu Boden. Die in der Realität notwendige Zeit für die Bildung von Wolken wurde im Modell durch einen Ansatz parametrisiert, der die Höhe über Meeresniveau und die 0°C-Grenze berücksichtigt. Zusätzlich wurde die Falldauer der Hydrometeore zum Boden hin in Abhängigkeit von ihrem Aggregatzustand und der Intensität durch einen weiteren Parametrisierungsansatz berücksichtigt. Aus der benötigten Zeit für die Wolkenbildung und die Fallstrecke wurde die Drift der Hydrometeore mit dem horizontalen Wind bestimmt. Wie die Simulationen für einen Glockenberg zeigten, erfolgt durch diese Parametrisierung eine Glättung des Niederschlagsmaximum und eine Ausdehnung des Niederschlagsgebiets bis in das Lee der Berge.

Mit Hilfe eines numerischen Advektionsverfahrens wurde außerdem die Modifikation des Feuchtefelds durch orografisch induzierte Niederschlagsprozesse berücksichtigt. Dabei erfolgt eine Abnahme der simulierten Intensitäten im Lee von vorgelagerten Bergen. Die Simulation für zwei symmetrische, hintereinander angeordnete Glockenberge zeigte eine Niederschlagsabnahme um fast 40 % am zweiten Berg gegenüber dem ersten.

Anhand der Simulationen von fünf Starkniederschlagsereignissen mit unterschiedlichem Charakter konnten optimale Parameterwerte für das Modell sowie Sensitivitäten der Modellergebnisse bezüglich der Parameterwerte bestimmt werden. Für die simulierten Vertikalgeschwindigkeiten entscheidend war die Mittelungshöhe der Daten der Radiosondenaufstiege, mit denen das Strömungsmodell angetrieben wurde (Anströmung und Temperaturgradient). Für die Drift der Hydrometeore war vor allem die angenommenen Zeit für die Niederschlagsbildung oberhalb der 0°C-Grenze

(800–1000 s), die Fallgeschwindigkeit der Eisteilchen ( $1\text{--}2\text{ m s}^{-1}$ ) sowie die Höhe, ab der die Hydrometeore als vollständig geschmolzen angenommen werden können (250–500 m unterhalb  $0^\circ\text{C}$ -Grenze), entscheidend.

Die Simulationen der fünf Starkniederschlagsereignisse, von denen drei ausführlich diskutiert wurden, diente außerdem der Evaluierung des Modells durch Messdaten. Mit einem linearen Regressionsmodell wurden dabei der großräumige Hintergrundniederschlag sowie ein Korrekturfaktor bestimmt, der die Verdunstung und mögliche Änderungen der meteorologischen Bedingungen zwischen zwei aufeinander folgenden Radiosondenaufstiegen berücksichtigt.

Insgesamt konnten alle Niederschlagsereignisse gut durch die Simulationen wiedergegeben werden. Vor allem dann, wenn wie im Fall von Ereignis I (11.12.–13.12.1997) die Niederschlagsverteilung in erster Linie von orografischen Effekten dominiert wurde, ergab sich eine hohe Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulationen. Sie war dagegen umso geringer, je stärker unterschiedliche synoptische (Ereignis II: 16.09.–17.09.2000) oder kleinräumige Prozesse wie beispielsweise kräftige Hebung im Frontbereich oder Konvektion (Ereignis III: 28.10.–29.10.1998) die räumliche Varianz des Niederschlags dominierte. In diesen Fällen wurden für das Regressionsmodell nicht alle Daten im gesamten Gebiet berücksichtigt, sondern nur die in einem bestimmten Abstand um die einzelnen Gitterpunkte (Radius 20 km). Die Anwendung dieses lokalen Regressionsmodells unter dem Gesichtspunkt der Regionalisierung von Messdaten führte auch bei den letzten beiden Ereignissen zu sehr guten Ergebnissen.

Für die Ableitung von klimatologischen Niederschlagsfeldern wurden alle stratiformen Niederschlagsereignisse mit Tagessummen über 60 mm an einzelnen Stationen im Zeitraum zwischen 1971 und 2000 bestimmt und analysiert (73 Ereignisse). Aus Vertikalsondierungen konnten notwendige Bedingungen für das Auftreten von hohen Niederschlagssummen ( $> 40\text{ mm in }12\text{ h}$ ) im Simulationsgebiet bestimmt werden. Verschiedene Schwellenwerte wurden für das Mischungsverhältnis in 700 hPa ( $r_v > 2.8\text{ g kg}^{-1}$ ), die rel. Feuchte in 700 hPa ( $\text{RF} > 90\%$ ), das Hebungskondensationsniveau ( $< 1200\text{ m}$ ) und die Windgeschwindigkeit zwischen Boden und 4000 m Höhe ( $v > 17\text{ m s}^{-1}$ ) angegeben.

Von allen insgesamt 73 ausgewählten Ereignissen wurden Simulationen mit dem Niederschlagsmodell durchgeführt. Die Simulationsergebnisse ergaben im Mittel eine hohe Übereinstimmung zu Messdaten. Daher konnten daraus verschiedene klimatologische Niederschlagsverteilungen abgeleitet werden. Durch Anwendung einer lokalen Regression wurden mittlere klimatologische Gesamtniederschlagssummen be-

stimmt. Ohne Berücksichtigung von Messdaten lieferten die Simulationsergebnisse den ausschließlich orografisch induzierten Niederschlag, bei dem zufällig auftretende Prozesse (z.B. durch Fronten oder unterschiedliche synoptische Bedingungen im Modellgebiet) unberücksichtigt blieben. Daraus wurden Niederschlagsfelder mit unterschiedlicher Ereignisdauer berechnet. Mit Hilfe von extremwertstatistischen Ansätzen konnten außerdem Niederschlagssummen für verschiedene Jährlichkeiten (Wahrscheinlichkeiten) bestimmt werden. Damit ist es möglich, das Gefährdungspotenzial, das von hohen Niederschlagssummen ausgeht, in hoher räumlicher Auflösung zu quantifizieren. Es ließen sich Gebiete identifizieren, in denen es besonders häufig zu stratiformen Starkniederschlägen und den damit verbundenen Naturgefahren kommt. Statistisch gesehen wird einmal im Jahr im Nordschwarzwald eine Tagessumme von 65 mm, im Südschwarzwald von 60 mm erreicht oder überschritten. Alle 100 Jahre liegen diese Summen bei 190 mm bzw. bei 175 mm für Nord- und Südschwarzwald. Auf der Schwäbischen Alb und im Odenwald werden etwa nur die Hälfte dieser Summen erreicht. In den übrigen, meist flachen Landesteilen liegen die Summen für eine Jährlichkeit von einem Jahr unter 25 mm, für 100 Jahre unter 50 mm pro Tag.

Den Simulationsergebnissen zufolge kommt es - über einen klimatologischen Zeitraum betrachtet - ausschließlich im Bereich der Gipfellagen von Nord- und Südschwarzwald zu kräftigen stratiformen Niederschlagsereignissen. In den flachen Landesteilen, aber auch auf der Schwäbischen Alb mit einer Geländehöhe von immerhin knapp über 1000 m zählen sie dagegen zu seltenen Ereignissen.

Aus den Simulationen ergaben sich außerdem verschiedene Niederschlagsmuster, die charakteristisch für Starkniederschlagsituationen sind. So zeigten die Simulationen eine direkte Zunahme des Niederschlags unmittelbar vor oder mit Anstieg der Geländehöhe. Diese Niederschlagszunahme ohne wesentliche zeitliche Verzögerung kann nur durch die Wirkung des so genannten „seeder-feeder“ Mechanismus erklärt werden. Die größte Niederschlagsbildung findet im Bereich der höchsten Gradienten des Geländes statt. Allerdings sind die Niederschlagsmaxima am Boden durch die Drift der Wolken während der Bildungszeit und der Hydrometeore während ihrer Fallzeit stromabwärts verschoben. Im Nordschwarzwald liegt das Maximum im Bereich um die höchste Erhebung (Hornisgrinde) und dehnt sich bis zum Lee hin aus. Im Südschwarzwald hingegen finden sich die höchsten Werte schon vor dem Feldberg als größtem Berg, da hier die Distanz zum Gebiet mit maximaler Steigung größer ist als im Nordschwarzwald. Die Verdriftung der Wolken und Hydrometeore vor allem oberhalb der 0°C-Grenze mit den meist vorherrschenden hohen Windgeschwindig-

keiten bewirkt eine Ausbreitung des Niederschlags über sehr weite Strecken. So fällt auch in Entfernungen bis über 40 km von den Berggipfeln des Schwarzwalds stromab noch orografisch induzierter Niederschlag.

Wie die verschiedenen Ergebnisse in der vorliegenden Arbeit gezeigt haben, können mit dem Niederschlagsmodell trotz der einfachen Beschreibung der physikalischen Vorgänge realistische Simulationen bestimmt werden. Gegenüber komplexen numerischen Modellen bietet es verschiedene Vorteile: die Initialisierung erfolgt sehr einfach durch wenige Daten, die Anzahl der freien Parameter im Modell ist gering, die Rechenzeit ist sehr kurz und es liefert einen direkten Einblick in den Zusammenhang zwischen den simulierten Niederschlagsmustern und den physikalischen Vorgängen. Allerdings ist die Anwendung beschränkt auf Niederschlagsereignisse, die in erster Linie orografisch dominiert sind. Es kann sowohl zur Regionalisierung von einzelnen Punktmessungen in Verbindung mit einem linearen Regressionsmodell, als auch zur Bestimmung von verschiedenen mittleren Niederschlagsfeldern, beispielsweise über einen klimatologischen Zeitraum, eingesetzt werden.

Daraus ergibt sich ein weites Einsatzgebiet. Es kann als Interpolationsverfahren von Punktmessungen oder zur Ergänzung von einzelnen Messungen verwendet werden. Es können Starkniederschlagsfelder und Niederschlagsstatistiken über einen längeren Zeitraum abgeleitet werden, aus denen sich beispielsweise für Regionen, in denen neue Niederschlagsmessnetze aufgebaut werden sollen, geeignete Standortpositionen für die Stationen bestimmt lassen. Außerdem können, wie die vorliegende Arbeit gezeigt hat, unter Einbeziehung der Extremwertstatistik Niederschlagssummen für bestimmte Wahrscheinlichkeiten in hoher räumlicher Auflösung abgeleitet werden. Diese Angaben sind für viele technische und wissenschaftliche Fragestellungen von zentraler Bedeutung, etwa bei der Dimensionierung von technischen Anlagen für wasserwirtschaftliche Zwecke oder der Bestimmung des Abflusses in Einzugsgebieten. Schließlich ist es auch möglich, unter Einbeziehung von Daten über potenzielle Schäden an Infrastruktur und Eigentum (Vulnerabilität) das Risiko (= Produkt von Wahrscheinlichkeit und Vulnerabilität) von stratiformen Starkniederschlägen mit langer Andauer zu quantifizieren. Diese Angaben sind für versicherungswirtschaftliche Fragestellungen oder für strukturelle Vorsorgemaßnahmen gegen Naturgefahren wichtige Grundlagedaten.



## A Anhang

### A.1 Numerische FFT zur Bestimmung der vertikalen Verschiebung $\eta$

Die Berechnung des zweidimensionalen Fourier-Integrals (3.18) wird nach Smith (1980) durch folgende Schritte vollzogen:

1. Die Höhe der Orografie  $h(x, y)$  wird als komplexes 2-D Gitter  $h(I_1, I_2)$  (Imaginärteil = 0) mit den äquidistanten Gitterabständen  $\Delta x$  und  $\Delta y$  dargestellt. Aufgrund des verwendeten FFT-Algorithmus muss die Dimension des Rechengitters in  $x$ - und  $y$ -Richtung identisch sein mit der Anzahl  $2^n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Wegen der periodischen Randbedingungen, die durch die FFT implizit vorgegeben sind, muss Testrechnungen zufolge das Gitter mindestens die doppelte Größe der Längenskala der Orografie aufweisen, damit die Störungen zum Rand hin abklingen können.

Im Fall eines Glockenbergs wird die Orografie durch die Funktion

$$h(x, y) = \frac{H}{(r^2/a^2 + 1)^{1.5}}; \quad r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\text{A.1})$$

mit  $H$  als maximale Höhe und  $a$  als Halbwertsbreite an diskreten Gitterpunkten vorgegeben. Bei Verwendung einer realen Orografie in Form von digitalen Geländedaten werden diese in das Feld  $h(I_1, I_2)$  eingelesen.

2. Berechnung der Fouriertransformierten der Orografie

$$\tilde{h}(J_1, J_2) = \sum_{I_1=0}^{N_1-1} \sum_{I_2=0}^{N_2-1} h(I_1, I_2) \cdot \exp\left(\frac{2\pi i \cdot I_1 J_1}{N_1} + \frac{2\pi i \cdot I_2 J_2}{N_2}\right) \quad (\text{A.2})$$

durch einen 2-D FFT-Algorithmus mit  $N_1$  und  $N_2$  als Anzahl Gitterpunkte in  $x$  und  $y$ -Richtung (Press, 1994).

3. Die Fourier-Koeffizienten  $\tilde{h}(J_1, J_2)$  werden einzeln mit  $\exp(i \cdot m(J_1, J_2) \cdot z_u)$  multipliziert, um das Abklingen mit der Höhe zu berücksichtigen. Die vertikale Wellenzahl  $m$  wird nach der Dispersionsgleichung (3.20) aus den horizontalen Wellenlängen  $k$  und  $l$  berechnet. Diese werden bestimmt durch

$$\begin{aligned}
k &= \frac{2\pi(J_1 - 1)}{N_1 \cdot \Delta x} && \text{für } J_1 \leq \frac{N_1}{2} + 1 \\
k &= \frac{-2\pi(N_1 + 1 - J_1)}{N_1 \cdot \Delta x} && \text{für } J_1 > \frac{N_1}{2} + 1 \\
l &= \frac{2\pi(J_2 - 1)}{N_2 \cdot \Delta y} && \text{für } J_2 \leq \frac{N_2}{2} + 1 \\
l &= \frac{-2\pi(N_2 + 1 - J_2)}{N_2 \cdot \Delta y} && \text{für } J_2 > \frac{N_2}{2} + 1.
\end{aligned}$$

Die FFT wird damit zweiseitig von  $-\infty$  bis  $+\infty$  durchgeführt.

4. Die Strömung in der Höhe  $z_u$  und damit die Werte für die vertikale Verschiebung  $\eta$  erhält man durch inverse Fouriertransformation gemäß

$$\begin{aligned}
\eta(I_1, I_2) &= \frac{1}{N_1 N_2} \sum_{J_1=0}^{N_1-1} \sum_{J_2=0}^{N_2-1} \tilde{\eta}(J_1, J_2) \cdot \\
&\quad \exp\left(\frac{-2\pi i \cdot J_1 I_1}{N_1} + \frac{-2\pi i \cdot J_2 I_2}{N_2}\right) \tag{A.3}
\end{aligned}$$

mit einem inversen 2-D FFT-Algorithmus. Aus  $\eta$  können dann alle weiteren benötigten Größen an der gleichen Position des Rechengitters berechnet werden.

## A.2 Bestimmung der Druckstörung

Es sei  $p' = p(z_u + \eta)$  die Druckstörung auf einer  $\alpha$ -Fläche in der Höhe  $z = z_u + \eta$  und  $p^* = p(z_u)$  die Druckstörung auf einer  $z_u$ -Fläche (siehe Abb. 3.1). Dann ist die Differenz der beiden Drücke das vertikale Integral des Drucks über  $\eta$ ,

$$p' - p^* = \int_0^\eta dp. \quad (\text{A.4})$$

Mit der hydrostatischen Grundgleichung

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (\text{A.5})$$

und dem Verlauf der (potentiellen) Dichte mit der Höhe (Smith, 1988),

$$\rho(z) = \rho_0 \left( 1 - \frac{N^2}{g} z \right), \quad (\text{A.6})$$

die aus der Integration der Brunt-Väisälä-Frequenz  $N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}$  im  $\alpha$ -System folgt, kann das Integral in Gleichung (A.4) berechnet werden zu

$$\begin{aligned} p' - p^* &= \int_0^\eta (\rho_0 N^2 z - \rho_0 g) dz \\ &= \frac{1}{2} \rho_0 N^2 \eta^2 - \rho_0 g \eta. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Damit die gesuchte Druckstörung auf einer  $\alpha$ -Fläche ( $p'$ ) berechnet werden kann, wird eine Gleichung für die Druckstörung auf einer  $z_u$ -Fläche ( $p^*$ ) benötigt. Diese ergibt sich ebenfalls aus der hydrostatischen Grundgleichung

$$\begin{aligned} \frac{dp^*}{dz} &= -\rho' g \\ \text{bzw. } p^* &= g \int_z^\infty \rho' dz \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

und dem Dichteverlauf mit der Höhe (Gl. A.6), nun aber als Dichteschwankung  $\rho'$ :

$$\rho'(z_u) = \rho(z_u) - \rho(z_u + \eta). \quad (\text{A.9})$$

Mit Gleichung (A.6) ergibt sich daraus:

$$\rho'(z_u) = \rho_0 \frac{N^2}{g} \eta. \quad (\text{A.10})$$

Gleichung (A.10) eingesetzt in die integrierte hydrostatische Grundgleichung (A.8):

$$p^*(x, y, z) = \rho_0 N^2 \int_z^\infty \eta dz. \quad (\text{A.11})$$

Mit der Beziehung  $z = z_u + \eta$  bzw.  $dz = dz_u + d\eta$  kann das Integral aufgespalten werden in

$$\begin{aligned} p^* &= \rho_0 N^2 \left( \int_{z_u}^\infty \eta dz_u + \int_\eta^0 \eta d\eta \right) \\ &= \rho_0 N^2 \left( I_\eta - \frac{1}{2} \eta^2 \right); \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

dabei ist  $I_\eta$  das Integral von  $\eta$  über die Höhe,

$$I_\eta = \int_{z_u}^\infty \eta dz'. \quad (\text{A.13})$$

Aus den Gleichungen (A.7) und (A.12) unter Berücksichtigung von (A.13) folgt damit schließlich für die gesuchte Druckstörung  $p'$ :

$$p'(x, y, z) = \rho_0 \left( N^2 I_\eta(x, y, z_u) - g\eta(x, y, z_u) \right). \quad (\text{A.14})$$

Nach Gleichung (3.18) kann  $\eta$  als zweidimensionales Fourierintegral dargestellt werden:

$$\eta(x, y, z_u) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(k, l) e^{imz_u} e^{i(kx+ly)} dk dl$$

Daraus folgt für  $I_\eta$  (Gl. A.13) als dem Integral über  $\eta$  von der Höhe  $z_u$  bis nach  $\infty$ :

$$I_\eta(x, y, z_u) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(k, l) \frac{i}{m} e^{imz_u} e^{i(kx+ly)} dk dl \quad (\text{A.15})$$

### A.3 Korrelationskoeffizienten bei ausgewählten Niederschlags-simulationen

Tabelle A.1: Rang-Korrelationskoeffizienten  $r$  nach Kendall und Parameter der Regression zwischen Messungen und Simulationen von Kap. 5.5 für verschiedene Teilgebiete ohne Regression (Teilgebiete) und nach lokaler Regression (1. Reg.)  $R_{mes} = \delta \cdot R_{sim} + R_{syn}$  ( $\delta$  als dimensionsloser Korrekturfaktor,  $R_{syn}$  als Hintergrundniederschlag in mm) mit Stationen im Umkreis von 20 km um die einzelnen Gitterpunkte mit DWD-Tagessummen und Daten des Ombrometermessnetzes des Landes Baden-Württemberg.

Ereignis	Nord-Schw.	Süd-Schw.	Gesamt-Schw.	Schw.-Alb	Süden
<b>25.–26.02.1997</b>					
$\delta/R_{syn}$ (mm)	1.31/21.0	0.90/5.0	0.91/6.4	0.59/9.5	0.90/6.6
$r$ Teilgebiete	0.66	0.78	0.63	0.45	0.60
$r$ 1. Reg. DWD-Daten	0.95	0.91	0.95	0.93	0.95
$r$ 1. Reg. Ombrometer	0.91	0.87	0.96	0.79	0.91
<b>11.–13.12.1997</b>					
$\delta/R_{syn}$ (mm)	0.59/14.4	0.72/10.1	0.68/11.6	0.31/21.3	0.63/14.7
$r$ Teilgebiete	0.88	0.93	0.92	0.52	0.84
$r$ 1. Reg. DWD-Daten	0.95	0.97	0.96	0.91	0.96
$r$ 1. Reg. Ombrometer	0.89	0.68	0.81	0.79	0.82
<b>28.–29.10.1998</b>					
$\delta/R_{syn}$ (mm)	1.53/60.0	0.52/27.1	0.80/40.9	1.66/31.0	0.88/38.0
$r$ Teilgebiete	0.76	0.65	0.50	0.56	0.54
$r$ 1. Reg. DWD-Daten	0.96	0.94	0.97	0.98	0.97
$r$ 1. Reg. Ombrometer	0.82	0.72	0.91	0.88	0.91
<b>18.–20.02.1999</b>					
$\delta/R_{syn}$ (mm)	0.73/5.0	0.88/6.1	0.89/5.8	-	0.72/3.5
$r$ Teilgebiete	0.71	0.72	0.74	-	0.53
$r$ 1. Reg. DWD-Daten	0.92	0.94	0.93	0.95	0.95
$r$ 1. Reg. Ombrometer	0.83	0.79	0.80	0.84	0.83
<b>16.–17.09.2000</b>					
$\delta/R_{syn}$ (mm)	0.58/11.9	0.0/1.8	0.18/7.1	0.09/11.6	0.16/9.4
$r$ Teilgebiete	0.80	-	-	-	-
$r$ 1. Reg. DWD-Daten	0.95	0.92	0.98	0.98	0.98
$r$ 1. Reg. Ombrometer	0.94	0.78	0.97	0.93	0.96

## A.4 Auflistung der simulierten Starkniederschlagsereignisse (1971–2000)

Tabelle A.2: Ausgewählte stratiforme bzw. vorwiegend stratiforme Starkniederschlagsereignisse ( $R > 60$  mm in 24 h) im Zeitraum 1971–2000 nach Kap. 6. Beginn und Dauer der Ereignisse nach SYNOP-Stationsmeldungen, höchste gemessene Ereignissummen (in mm pro Tag) an den Niederschlagsstationen in den einzelnen Teilgebieten Nord- und Südschwarzwald (N bzw. S), Schwäbische Alb (A) und nördliche Landesteile mit Kraichgau (K), mittlere Intensität des Maximums (in mm/h) sowie Großwetterlage (GWL).

Datum,	Zeit MEZ	Dauer h	Maxima in Teilgebieten				Max mm/h	GWL *
			N	S	A	K		
19.06.1971	00:00	42	86.7	77.8	36.9	40.8	2.1	Wz
18.11.1971	12:00	36	96.7	86.9	40.8	70.8	2.7	Wz
16.11.1972	12:00	48	122.6	199.4	72.0	68.9	4.2	Wz
23.06.1973	00:00	42	94.7	134.9	86.7	51.7	3.2	NEz
14.10.1973	18:00	48	84.0	93.7	31.7	45.2	2.0	Ws
15.11.1973	12:00	24	95.9	95.1	51.8	51.7	4.0	NWz
19.10.1974	12:00	48	110.1	80.9	48.5	53.6	2.3	Wz
25.01.1977	18:00	48	63.3	93.5	25.0	37.0	1.9	SWz
14.11.1977	12:00	48	98.0	88.8	38.9	48.6	2.0	NWz
24.01.1978	00:00	30	82.1	73.3	78.7	42.5	2.7	Wz
22.05.1978	18:00	48	253.8	142.7	153.9	173.8	5.3	TM
09.07.1978	00:00	36	116.1	81.7	67.8	62.4	3.2	HNz
07.08.1978	12:00	42	103.1	104.5	92.5	69.8	2.5	Nz
11.03.1979	00:00	60	273.0	167.5	89.0	81.7	4.6	Wz
06.11.1979	12:00	42	141.8	140.1	94.4	55.6	3.4	Wz
14.10.1981	18:00	42	85.0	125.1	41.8	86.0	3.0	NWz/Ws
30.10.1981	00:00	48	62.1	97.7	37.0	44.3	2.0	Wz
06.10.1982	18:00	42	109.0	147.2	91.4	148.2	3.5	TM
13.10.1982	12:00	30	82.2	86.0	44.0	66.0	2.4	Ws
15.12.1982	12:00	66	179.2	159.1	79.5	97.4	2.7	Wz
08.04.1983	12:00	72	163.7	228.0	94.7	103.6	3.2	Ws/TrW
24.05.1983	00:00	78	261.0	215.9	103.1	162.5	3.3	SEz/TM
26.11.1983	00:00	108	196.0	247.0	120.8	107.5	2.3	SWz/NWz
13.01.1984	18:00	48	94.5	92.1	29.4	44.7	2.0	Wz

Datum,	Zeit MEZ	Dauer h	Maxima in Teilgebieten				Max mm/h	GWL
			N	S	A	K		
06.02.1984	12:00	48	104.7	105.3	35.7	68.3	2.2	Wz/NWz
14.07.1984	18:00	30	103.7	70.3	51.5	49.9	3.5	TrM
09.09.1984	12:00	24	75.7	75.8	44.0	58.4	3.2	Wz
22.11.1984	12:00	66	163.5	120.0	45.2	82.1	2.5	SWz
05.11.1985	06:00	36	72.7	88.1	34.5	38.9	2.4	Wz
09.11.1985	12:00	60	110.8	102.5	49.2	53.5	1.8	Wz/TrM
23.01.1986	12:00	48	100.5	125.0	58.8	54.0	2.6	TrM
20.10.1986	12:00	18	81.8	48.6	30.4	44.6	4.5	Wz
22.10.1986	00:00	42	164.7	169.1	57.0	95.1	4.0	Wz
18.12.1986	12:00	24	101.3	102.7	37.8	38.1	4.3	Wz
01.01.1987	12:00	24	62.5	71.5	29.5	33.2	3.0	NWz
26.09.1987	00:00	36	45.2	95.7	97.4	22.1	2.7	TrW
18.12.1987	12:00	42	82.9	79.4	48.8	63.5	2.0	Wz
04.01.1988	12:00	18	64.3	79.4	37.8	34.0	4.4	Wz
11.03.1988	12:00	60	207.4	119.1	95.8	133.1	3.5	NWz
16.03.1988	00:00	72	91.6	96.0	33.0	29.9	1.6	Wz
06.10.1988	12:00	18	69.4	74.7	30.3	28.2	4.1	Wz
04.12.1988	12:00	18	106.8	98.7	42.6	60.1	5.9	Ww
11.07.1989	00:00	24	50.4	77.8	76.4	22.8	4.1	BM
14.12.1989	18:00	42	94.7	102.6	42.9	46.0	2.4	Wz
14.02.1990	00:00	72	287.6	347.9	123.9	102.3	4.8	Wz
28.02.1990	12:00	42	101.3	107.2	38.8	71.6	2.6	Wz
30.09.1990	12:00	42	91.8	90.7	44.2	47.6	2.2	Wz
21.12.1991	12:00	36	218.1	161.2	83.9	81.5	6.1	Wz
12.03.1992	18:00	42	129.6	55.2	31.5	53.8	3.1	NWz
22.03.1992	12:00	30	80.5	89.7	53.9	40.5	3.0	TrM
25.10.1992	00:00	48	150.8	122.4	64.7	95.3	3.1	Ws
11.01.1993	12:00	30	113.6	68.5	18.5	37.2	3.8	Wz
28.07.1993	00:00	30	93.5	56.8	45.8	60.8	3.1	Wz
19.12.1993	12:00	48	180.5	107.0	68.3	137.1	3.8	Wz
31.12.1993	06:00	36	80.2	72.7	43.7	28.0	2.2	Wz
19.05.1994	00:00	24	74.9	143.8	102.9	42.0	6.0	SWz

Datum,	Zeit MEZ	Dauer h	Maxima in Teilgebieten				Max mm/h	GWL
			N	S	A	K		
27.12.1994	18:00	30	117.6	111.5	31.4	77.0	3.9	Wz
25.01.1995	06:00	30	102.8	155.9	47.6	77.9	5.2	Wz
18.03.1995	18:00	48	128.5	88.3	48.7	57.8	2.7	NWz
15.11.1995	00:00	66	108.1	148.8	84.9	52.9	2.3	SWz/NZ
07.07.1996	18:00	30	175.1	142.4	64.9	107.7	3.1	TrM
25.02.1997	06:00	60	89.8	92.6	86.4	79.3	2.9	Wz
21.06.1997	12:00	42	72.5	134.9	54.8	59.4	3.2	Wz
12.10.1997	00:00	36	37.3	95.9	62.2	38.0	2.7	Nz
11.12.1997	12:00	48	85.5	123.1	50.1	43.3	2.6	Wz
14.09.1998	18:00	36	88.5	72.8	42.5	122.6	3.4	TrM
28.10.1998	12:00	48	165.4	91.3	92.8	99.0	3.4	Wz
01.03.1999	18:00	30	64.3	57.0	20.3	36.4	2.1	Wz
18.12.1999	12:00	60	132.9	142.2	59.4	86.7	2.1	Wz/HM
29.01.2000	12:00	42	95.1	69.2	30.6	68.4	2.3	NWa
30.05.2000	18:00	24	95.2	144.0	71.7	26.8	6.0	WS
09.07.2000	12:00	24	93.7	99.3	44.9	50.4	4.1	TrM
13.07.2000	18:00	24	89.2	90.3	47.3	49.8	3.8	TrM

\* Großwetterlagen, Klassifikation nach Hess und Brezowsky (Gerstengarbe und Werner, 1999)

Wz	Westlage, zyklonal	TM	Tief Mitteleuropa
Ws	südliche Westlage	Nz	Nordlage, zyklonal
Ww	Westlage, winkelförmig	HNz	Hoch Nordmeer-Island, zyklonal
SWz	Südwestlage, zyklonal	TrM	Trog Mitteleuropa
NWz	Nordwestlage, zyklonal	NEz	Nordostlage, zyklonal
NWa	Nordwestlage, antizyklonal	SEz	Südostlage, zyklonal
HM	Hoch Mitteleuropa	TrW	Trog Westeuropa
BM	Hochdruckbrücke Mitteleuropa		

## A.5 Niederschlagssummen verschiedener Jährlichkeiten (Gebietsausschnitte)

In den folgenden Abbildungen A.1 bis A.5 sind die Niederschlagssummen für Jährlichkeiten von  $T = 1, 5, 10, 50$  und  $100$  a nach Kapitel 6.4.4 detailliert für die Gebietsausschnitte Nordschwarzwald (jeweils oben) und Südschwarzwald (jeweils unten) dargestellt (analog zu Abb. 6.19 für  $T = 1$  a, 6.20 für  $T = 10$  a und 6.21 für  $T = 100$  a).

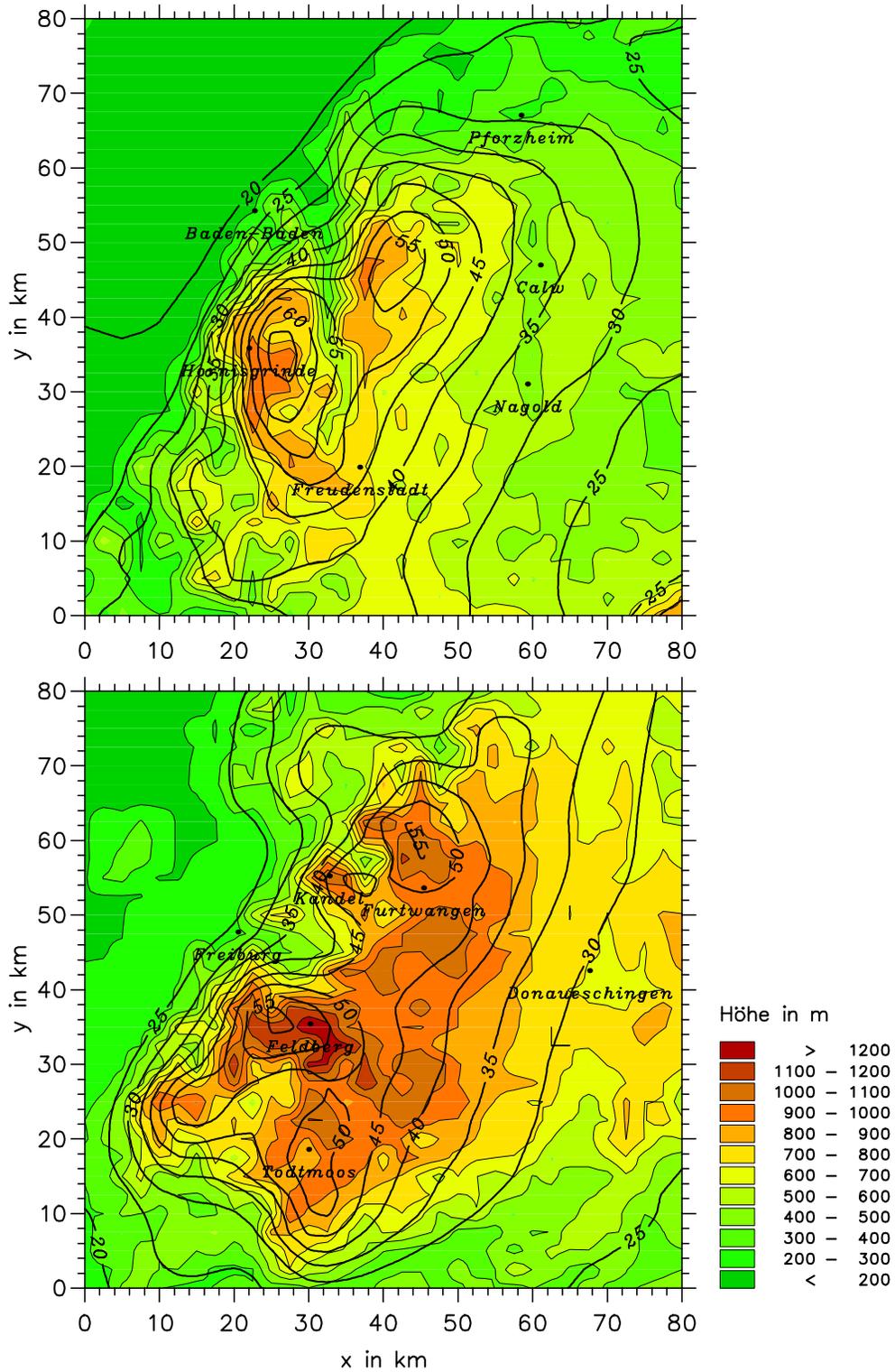


Abbildung A.1: Starkniederschlagssummen für eine Jährlichkeit von  $T = 1$  a, normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000; analog zu Abb. 6.19).

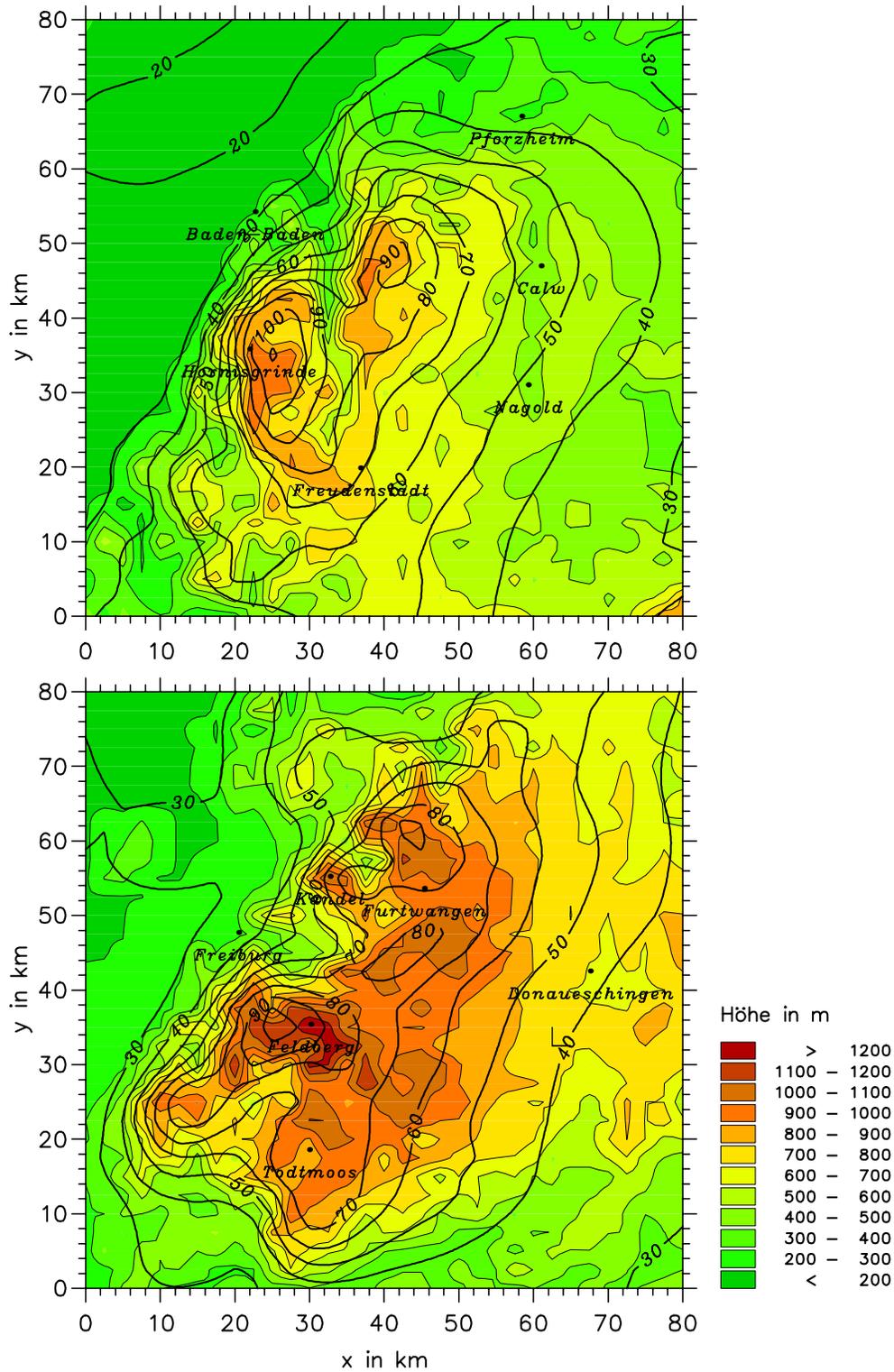


Abbildung A.2: Starkniederschlagssummen für eine Jährlichkeit von  $T = 5$  a, normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000).

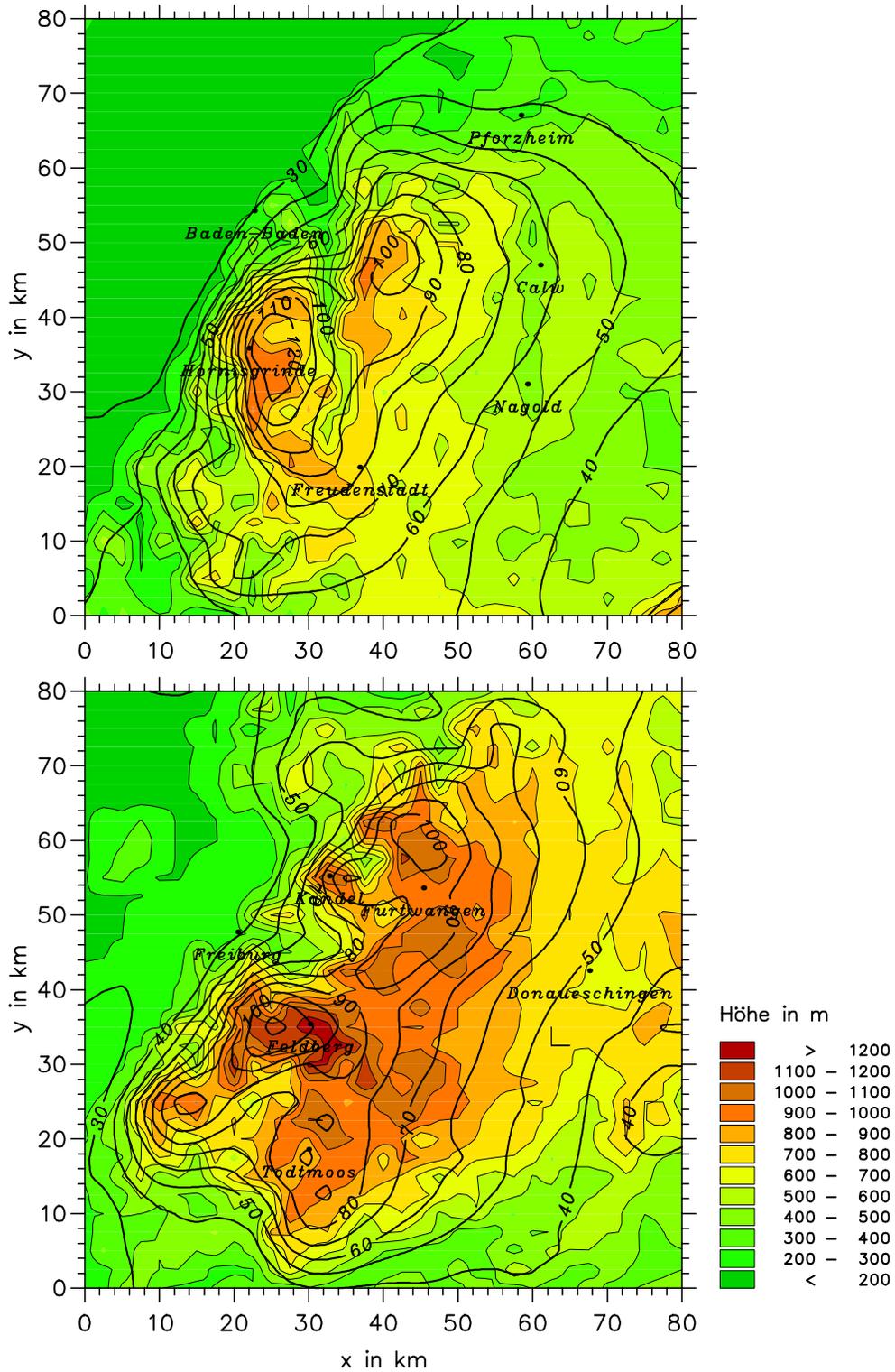


Abbildung A.3: Starkniederschlagssummen für eine Jährlichkeit von  $T = 10$  a, normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000; analog zu Abb. 6.20).

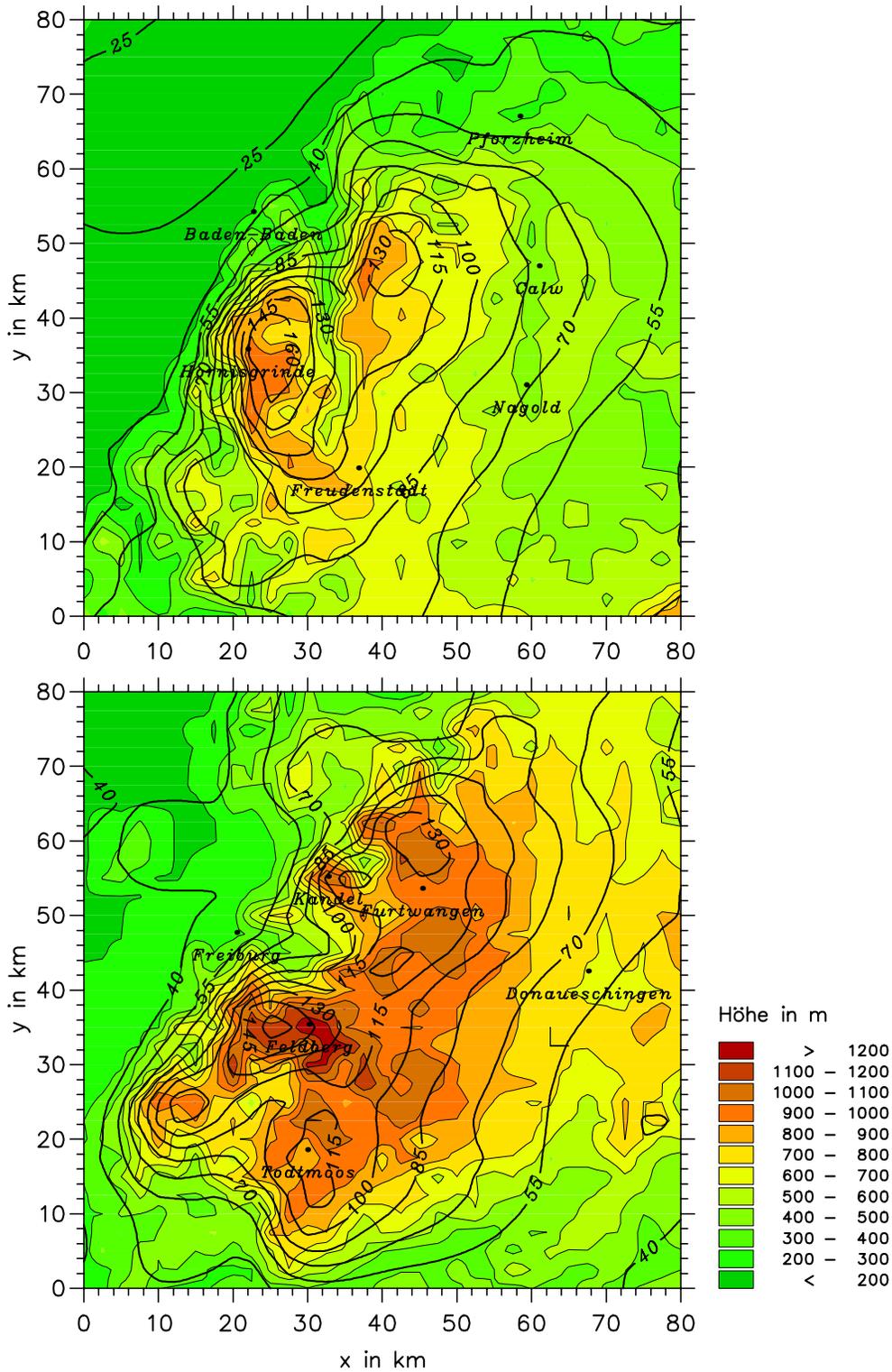


Abbildung A.4: Starkniederschlagssummen für eine Jährlichkeit von  $T = 50$  a, normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000).

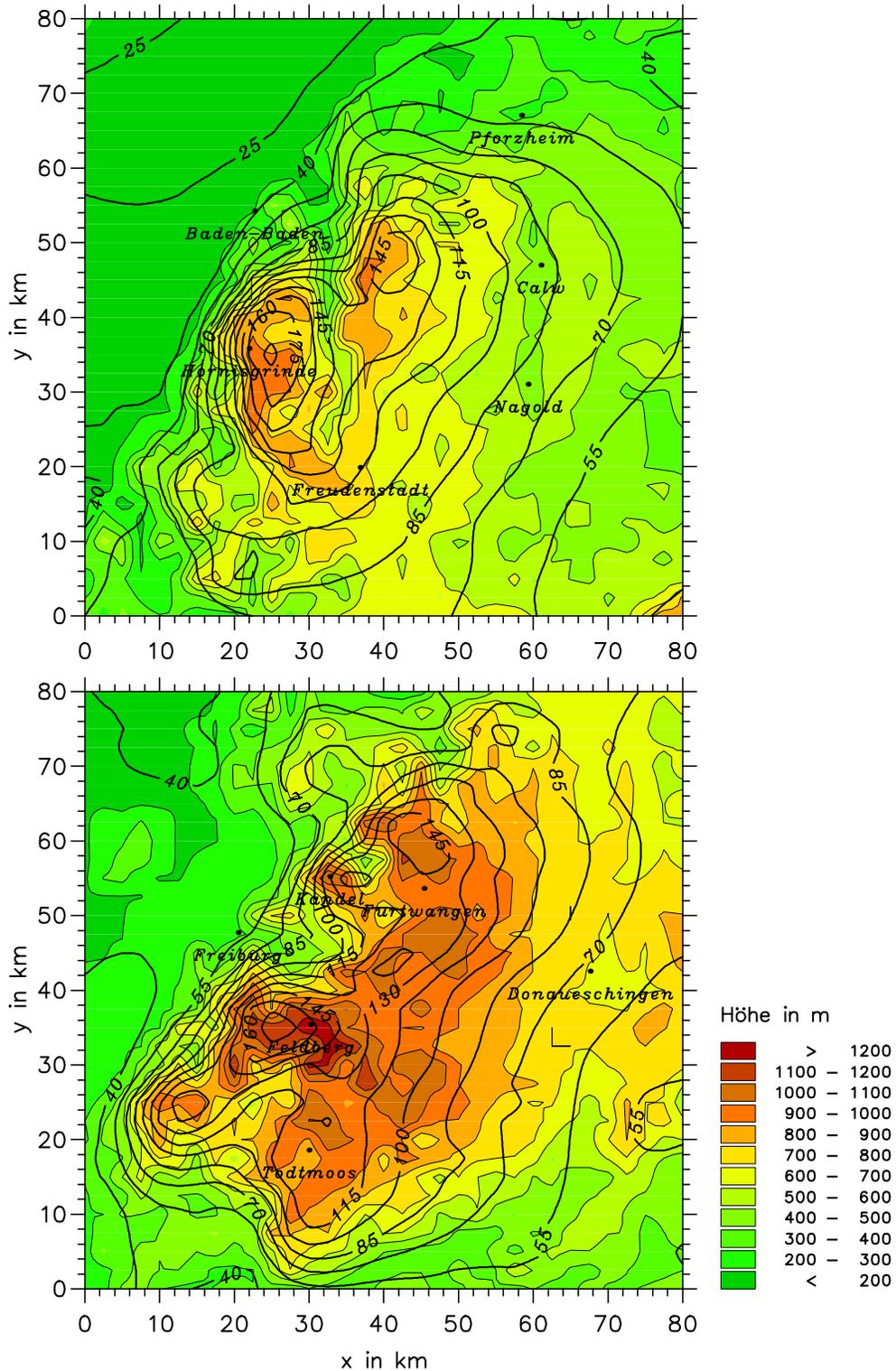


Abbildung A.5: Starkniederschlagssummen für eine Jährlichkeit von  $T = 100$  a, normiert auf eine Andauer von 24 h nach Modellsimulationen (1971–2000; analog zu Abb. 6.21).

## Literatur

- Adrian, G., 1994. Zur Dynamik des Windfeldes über orographisch gegliedertem Gelände. Berichte des Deutschen Wetterdienstes Nr. 188, Offenbach am Main, 142 S.
- Alpert, P., 1986. Mesoscale indexing of the distribution of orographic precipitation over high mountains. *J. Climate Appl. Meteor.* 25, 532–545.
- Alpert, P. und H. Shafir, 1989a. Meso $\gamma$ -scale distribution of orographic precipitation: Numerical study and comparison with precipitation derived from radar measurements. *J. Appl. Meteor.* 28, 1105–1117.
- Alpert, P. und H. Shafir, 1989b. A physical model to complement rainfall normals over complex terrain. *J. Hydrol.* 110, 51–62.
- Anderson, B. R., 1975. *Weather in the West: From the Midcontinent to the Pacific*. American West, Kalifornien, 223 S.
- Atlas, D., 1964. Advances in radar meteorology. *Adv. Geophys.* 10, 318–478.
- Atlas, D., R. C. Srivastava und R. S. Sekhon, 1973. Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence. *Rev. Geophys. Space Phys.* 11, 1–35.
- Bader, M. J. und W. T. Roach, 1977. Orographic rainfall in warm sectors of depressions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 103, 269–280.
- Baines, P. G. und R. B. Smith, 1993. Upstream stagnation points in stratified flow past obstacles. *Dyn. Atmos. Oceans* 18, 105–113.
- Baldauf, M., 2002. Das mesoskalige Simulationsmodell KAMM2. Interne Dokumentation des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH) / Forschungszentrum Karlsruhe.
- Bardossy, A. und H. Caspary, 1990. Detection of climate change in Europe by analysing European atmospheric circulation patterns from 1881 to 1989. *Theor. Appl. Climatol.* 42, 155–167.
- Barros, A. P. und D. P. Lettenmaier, 1994. Dynamic modelling of orographically induced precipitation. *Rev. Geophys.* 32, 265–284.
- Barry, R. G., 1992. *Mountain Weather and Climate*. Routledge, New York, 402 S.
- Bartels, H., G. Malitz, S. Asmus, F. M. Albrecht, B. Dietzer, T. Guenther und H. Ertel, 1997. Starkniederschlagshöhen für Deutschland: KOSTRA. Deutscher Wetterdienst, Offenbach am Main, 29 S.

- Basist, A., G. D. Bell und V. Meentmeyer, 1994. Statistical relationships between topography and precipitation patterns. *J. Climate* 7, 1305–1315.
- Batchelor, G. K., 1967. *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, London, 615 S.
- Beard, K. V., 1976. Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *J. Atmos. Sci.* 33, 851–864.
- Bergeron, T., 1949. Problem of artificial control of rainfall on the globe. *Tellus* 1, 32–43.
- Booker, J. R. und F. P. Bretherton, 1967. The critical layer for internal gravity waves in a shear flow. *J. Fluid Mech.* 27, 513–539.
- Brigham, E. O., 1997. *FFT-Anwendungen*. R. Oldenburg Verlag, München, 442 S.
- Browning, K. A., F. F. Hill und C. W. Pardoe, 1974. Structure and mechanism of precipitation and the effect of orography in a wintertime warm sector. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 100, 309–330.
- Browning, K. A., C. W. Pardoe und F. F. Hill, 1975. The nature of orographic rain at wintertime cold fronts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 101, 333–352.
- Carbone, R. E., J. D. Tuttle, W. A. Cooper, V. Grubisic und W. C. Lee, 1998. Trade wind rainfall near the windward coast of Hawaii. *Mon. Wea. Rev.* 126, 2847–2863.
- Carruthers, C. J. und J. C. R. Hunt, 1990. Fluid mechanics of airflow over hills: Turbulence, fluxes, and waves in the boundary layer. In: W. Blumen (Hrsg.), *Atmospheric processes over complex terrain*. Nr. 45 d. Reihe Meteorological Monographs. American Meteorol. Soc., Boston, 83–103.
- Carruthers, D. J. und W. T. Choularton, 1983. A model of the feeder-seeder mechanism of orographic rain including stratification and wind-drift effects. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 109, 575–588.
- Choularton, T. W. und S. J. Perry, 1986. A model of the orographic enhancement of snowfall by seeder-feeder mechanism. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 109, 575–588.
- Chu, C.-M. und Y.-L. Lin, 2000. Effects of orography on the generation and propagation of mesoscale convective systems in a two-dimensional conditionally unstable flow. *J. Atmos. Sci.* 57, 3817–3837.

- Collier, C. G., 1975. A representation of the effects of topography on surface rainfall within moving baroclinic disturbances. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 101, 407–422.
- Colton, D. E., 1976. Numerical simulation of the orographically induced precipitation distribution for use in hydrologic analysis. *J. Appl. Meteor.* 15, 1241–1251.
- Cooley, J. W. und J. W. Tukey, 1965. An algorithm for machine calculation of complex fourier series. *Math. Computation* 19, 297–301.
- Cotton, W. R. und R. A. Anthes, 1989. *Storm and Cloud Dynamics*. Nr. 44 d. Reihe International Geophysics Series. Academic Press, San Diego, 880 S.
- Courvoisier, H. W., 1998. Statistik der 24-stündigen Starkniederschläge in der Schweiz 1901–1996. Arbeitsbericht der Schweizerischen meteorologischen Anstalt SMA Nr. 194, 20 S.
- Crapper, G. D., 1959. A three-dimensional solution for waves in the lee of mountains. *J. Fluid Mech.* 6, 51–76.
- Deutsche Rück, 2002. Das Extremhochwasser im August 2002 in Deutschland. Deutsche Rück, Düsseldorf. Internetpublikation unter [http://www.deutscherueck.de/pdf/hw\\_august\\_2002\\_300.pdf](http://www.deutscherueck.de/pdf/hw_august_2002_300.pdf).
- Dietzer, B., 2000. Langzeitverhalten extremer Niederschlagsereignisse – Ergebnisse aus KLIWA. In: Arbeitskreis KLIWA (Hrsg.), *Klimaveränderungen und Konsequenzen für die Wasserwirtschaft*, KLIWA-Symposium, 29.–30. Nov. 2000, Karlsruhe. 46–67.
- DIN, 1994. Hydrologie Teil 3: Begriffe zur quantitativen Hydrologie. Deutsches Institut für Normung e.V., Beuth Verlag, Berlin.
- Dore, A. J. und T. W. Choularton, 1992. A three-dimensional model of airflow and orographic rainfall enhancement. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 118, 1041–1056.
- Dotzek, N., 1999. *Mesoskalige numerische Simulation von Wolken- und Niederschlagsprozessen über strukturiertem Gelände*. Dissertation, Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe, 127 S.
- Drazin, P. G., 1961. On the steady flow of a fluid of variable density past an obstacle. *Tellus* 13, 239–251.
- Durrán, D. R., 1990. Mountain waves and downslope winds. In: W. Blumen (Hrsg.), *Atmospheric processes over complex terrain*. Nr. 45 d. Reihe Meteorological Monographs. American Meteorol. Soc., Boston, 59–81.

- Durrán, D. R. und J. B. Klemp, 1982. On the effects of moisture on the Brunt-Väisälä frequency. *J. Atmos. Sci.* 39, 2152–2158.
- Dutton, J. A., 1986. *Dynamics of atmospheric motion*. Dover Publications, New York, 617 S.
- DVWK, 1985. Niederschlag - Starkregenauswertung nach Wiederkehrzeit und Dauer. DVWK-Regeln zur Wasserwirtschaft Nr. 124.
- Dyck, S. und G. Peschke, 1995. *Grundlagen der Hydrologie*. Verlag für Bauwesen, Berlin, 536 S.
- Etling, D., 1990. Mesoscale vortex shedding from large islands - a comparison with laboratory experiments of rotating stratified flows. *Meteorol. Atmos. Phys.* 43, 145–151.
- Faires, J. D. und R. L. Burden, 1994. *Numerische Methoden*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 930 S.
- Faulkner, D. S. und C. Prudhomme, 1998. Mapping an index of extreme rainfall across UK. *Hydrol. Earth Syst. Sci.* 2, 183–194.
- Fiedler, F., 1983. Einige Charakteristika der Strömung im Oberrheingraben. In: F. Fiedler und K. Hoeschele (Hrsg.), *Prof. M. Diem zum 70. Geburtstag*. Wiss. Berichte d. Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe Nr. 4. 113–123.
- Findeisen, W., 1938. Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung. *Meteor. Z.* 55, 121–133.
- Folland, C., 1988. Numerical models of the raingauge exposure problem, field experiments and an improved collector design. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 114, 1485–1516.
- Fontaine, T. A. und K. W. Potter, 1989. Estimating probabilities of extreme rainfall. *J. of Hydraul. Engineer.* 115, 1562–1575.
- Förstner, J. und G. Adrian, 1998. Dokumentation des kompressiblen mesoskaligen Modells KAMM2 - Anhang zur Diplomarbeit. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH) / Forschungszentrum Karlsruhe, 111 S.
- Fraser, A. B., R. C. Easter und P. V. Hobbs, 1973. A theoretical study of the flow of air and fallout of solid precipitation over mountainous terrain. Part I: Airflow model. *J. Atmos. Sci.* 30, 801–812.

- Frei, C., und C. Schär, 1998. A precipitation climatology of the Alps from high-resolution rain-gauge observations. *Int. J. Climatol.* 18, 873–900.
- Garner, S. T., 1995. Permanent and transient upstream effects in nonlinear stratified flow over an ridge. *J. Atmos. Sci.* 52, 227–246.
- Gerstengarbe, F.-W. und P. C. Werner, 1999. Katalog der Großwetterlagen Europas nach Paul Hess und Helmuth Brezowsky (1881–1998). Berichte des Deutschen Wetterdienstes Nr. 113, Offenbach am Main, 138 S.
- Gjjevik, B. und T. Marthinsen, 1977. Three-dimensional lee-wave pattern. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 104, 947–957.
- Goldreich, Y., A. Freundlich und P. Alpert, 1997. Rainfall anomaly over the lee side of Mount Carmel (Israel) and the associated wind field. *J. Appl. Meteor.* 36, 748–762.
- Gumbel, E. J., 1958. *Statistics of Extremes*. Columbia University Press, New York, 375 S.
- Habib, E., W. F. Krajewski und J. C. Grzegorz, 2001. Estimation of rainfall interstation correlation. *J. Hydro. Met.* 2, 621–629.
- Haltiner, G. J. und R. T. Williams, 1980. *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology*. John Wiley and Sons, New York, 477 S.
- Hannesen, R., 1998. *Analyse konvektiver Niederschlagssysteme mit einem C-Band Dopplerradar in orographisch gegliedertem Gelände*. Dissertation, Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe, 119 S.
- Heyer, E., 1988. *Witterung und Klima*. Teubner Verlag, Leipzig, 344 S.
- Hill, F. F., K. A. Browning und M. J. Bader, 1981. Radar and raingauge observations of orographic rain over South Wales. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 107, 642–670.
- Hobbs, P. V., R. C. Easter und A. B. Fraser, 1973. The theoretical study of the flow of air and fallout of solid precipitation over mountainous terrain. Part II: Microphysics. *J. Atmos. Sci.* 30, 813–823.
- Hobbs, P. V. und J. D. Locatelli, 1978. Rainbands, precipitation cores and generating cells in a cyclonic storm. *J. Atmos. Sci.* 35, 230–241.
- Houze, R. A., 1993. *Cloud Dynamics*. Nr. 53 d. Reihe International Geophysics Series. Academic Press, San Diego, 570 S.

- Houze, R. A. und P. V. Hobbs, 1982. Organization and structure of precipitating cloud systems. *Adv. Geophys.* 24, 225–315.
- Houze, R. A., C. N. James und S. Medina, 2001. Radar observation of precipitation and airflow on the Mediterranean side of the Alps: Autumn 1998 and 1999. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 127, 2537–2558.
- Houze, R. A., S. A. Rutledge, T. J. Matejka und P. V. Hobbs, 1981. The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in extratropical cyclones. III: Air motions and precipitation growth in a warm-frontal rainband. *J. Atmos. Sci.* 38, 639–649.
- Hovind, E. L., 1965. Precipitation distribution around a windy mountain peak. *J. Geophys. Res.* 70, 3271–3278.
- Hugelmann, C. P., 1988. Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion. Wiss. Berichte d. Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe Nr. 15, 74 S.
- Hunt, J. C. R., K. J. Richards und P. W. M. Brighton, 1988. Stably stratified shear flow over low hills. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 114, 859–886.
- Hunt, J. C. R. und W. H. Snyder, 1980. Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill. *J. Fluid Mech.* 96, 671–704.
- Jacobson, M. Z., 1999. *Fundamentals of Atmospheric Modelling*. Cambridge University Press, Cambridge, 656 S.
- Joss, J. und A. Waldvogel, 1990. Precipitation measurement and hydrology. In: D. Atlas (Hrsg.), *Radar in meteorology*. Nr. 46 d. Reihe Meteorological Monographs. American Meteorol. Soc., Boston, 577–606.
- Kalthoff, N., I. Bischoff-Gauß und F. Fiedler, 2002. Regional effects of large-scale extreme wind events over orographically structured terrain. *Angenommen zur Veröffentlichung in Theor. Appl. Climatol.*, 15 S.
- Kendall, M. G. und A. Stuart, 1971. *The advanced theory of statistics*. Griffin, London, 557 S.
- Kessler, E., 1969. *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations*. Nr. 10 d. Reihe Meteorological Monographs. American Meteorol. Soc., Boston, 84 S.
- King, W. D., 1984. Seeding stratiform clouds: The effects of cloud parameters on aiming. *J. Climate Appl. Meteor.* 23, 1265–1272.

- Klemens, V., 1990. The modelling of the mountain hydrology: The ultimate challenge. *IAHS Publ. 190*, 29–43.
- Klemp, J. B. und D. K. Lilly, 1975. The dynamics of wave induced downslope winds. *J. Atmos. Sci.* 31, 320–339.
- Klemp, J. B. und D. K. Lilly, 1978. Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.* 35, 78–107.
- Kottmeier, C. und H.-U. Stuckenberg, 1986. A quasi-geostrophic flow solution for the circulation over Antarctica. *Beitr. Phys. Atmosph.* 59, 491–504.
- Kunz, M., 1998. Niederschlagsmessung mit einem vertikal ausgerichteten K-Band FM-CW Dopplerradar. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH) / Forschungszentrum Karlsruhe, 95 S.
- Kunz, M., 2001. Heavy precipitation over complex terrain. In: *Proc. of the 4rd PhD Students meeting in the field of Natural Hazards*, 16.-18. Sept. 2001, Zürich. CENAT, 22–23.
- Kunz, M., P. Ender, R. Mechler, T. Plapp und A. Scheuermann, 2000. Das Pfingsthochwasser 1999 an der Donau und ihren Nebenflüssen - Graduiertenkolleg Naturkatastrophen. Internetpublikation: <http://imkhp2.physik.uni-karlsruhe.de/~kunz/HW99/>.
- Kunz, M. und C. Kottmeier, 2002. Starkniederschläge mit langer Andauer über Mittelgebirgen. In: G. Tetzlaff, T. Trautmann und K. S. Radtke (Hrsg.), *Zweites Forum Katastrophenvorsorge*, 24.–26. September 2001, Leipzig. Deutsches Komitee für Katastrophenvorsorge e.V. (DKKV), 205–212.
- Kuo, J.-T. und H. D. Orville, 1973. A radar climatology of summertime convective clouds in the black hills. *J. Appl. Meteor.* 12, 359–368.
- Laprise, R. und W. R. Peltier, 1989. The linear stability of nonlinear mountain waves - implications for the understanding of severe downslope windstorms. *J. Atmos. Sci.* 46, 545–564.
- LFU, 2000. Niederschlagsdaten Baden-Württemberg. Nr. 60 d. Reihe Oberirdische Gewässer und Gewässerökologie, Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg, Karlsruhe, 33 S.
- Lin, Y.-L. und T.-A. Wang, 1996. Flow regimes and transient dynamics of two-dimensional stratified flow over an isolated mountain ridge. *J. Atmos. Sci.* 53, 139–158.

- Locatelli, J. D. und P. V. Hobbs, 1974. Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.* 79, 2185–2197.
- Long, R. R., 1953. Some aspects of stratified fluids. I: A theoretical investigation. *Tellus* 5, 42–58.
- Lyra, G., 1943. Theorie der stationären Leewellenströmung in freier Atmosphäre. *Z. Angew. Math. Mech.* 23, 1–28.
- Maddox, R. A., 1980. Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 61, 1374–1387.
- Marshall, J. S. und W. M. Palmer, 1948. The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.* 5, 165–166.
- Mass, C., 1981. Topographically forced convergence in western Washington State. *Mon. Wea. Rev.* 109, 1335–1347.
- Matejka, T. J., R. A. Houze und P. V. Hobbs, 1980. Microphysics and dynamics of the clouds associated with mesoscale rainbands in extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 106, 29–56.
- Miles, J. W. und H. E. Huppert, 1969. Lee waves in stratified flow. Part IV: Perturbation approximations. *J. Fluid Mech.* 35, 497–525.
- Mühr, B., 1996. Einfluß der Topographie auf die Niederschlagsverteilung in Baden-Württemberg. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH) / Forschungszentrum Karlsruhe, 189 S.
- Münchener Rück, 1999. Naturkatastrophen in Deutschland. Eigenverlag, München, 100 S.
- Pedgle, D. E., 1971. Some weather patterns in Snowdonia. *Weather* 26, 412–444.
- Pielke, R. A., 1994. *Mesoscale Meteorological Modelling*. Academic Press, San Diego, 612 S.
- Press, W. H., 1994. *Numerical recipes in FORTRAN: The art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, 963 S.
- Pruppacher, H. R. und J. D. Klett, 1997. *Microphysics of cloud and precipitation*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 954 S.
- Queney, P., 1948. The problem of airflow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 29, 16–26.

- Rasmussen, R. M., P. Smolarkiewicz und J. Warner, 1989. On the dynamics of Hawaiian cloud bands: Comparison of model results with observations and island climatology. *J. Atmos. Sci.* 46, 1589–1608.
- Rhea, J. O., 1978. Orographic precipitation model for hydrometeorological use. Nr. 287 der Reihe Atmospheric Science Paper, Colorado State University, Dept. of Atmospheric Science, 221 S.
- Richter, D., 1995. Ergebnisse methodischer Untersuchungen zur Korrektur des systematischen Meßfehlers des Hellmann-Niederschlagsmessers. Berichte des Deutschen Wetterdienstes Nr. 194, Offenbach am Main, 93 S.
- Riley, K. F., M. P. Hobson und S. J. Bence, 1998. *Mathematical Methods for Physics and Engineering*. Cambridge University Press, Cambridge, 1008 S.
- Rinehart, R. E., A. Borho und C. Charles, 1995. Microburst rotation: Simulations and observations. *J. Appl. Meteor.* 34, 1267–1285.
- Robichaud, A. J. und G. L. Austin, 1988. On the modelling of warm orographic rain by seeder-feeder mechanism. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 114, 967–988.
- Rotunno, R. und R. Ferretti, 2001. Mechanisms of intense alpine rainfall. *J. Atmos. Sci.* 58, 1732–1749.
- Rutledge, S. A. und P. V. Hobbs, 1983. The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in extratropical cyclones. IV: A model for the seeder-feeder process in warm-frontal rainbands. *J. Atmos. Sci.* 40, 1185–1206.
- Sauvageot, H., 1992. *Radar Meteorology*. Artech House, Norwood, 366 S.
- Sawyer, J. S., 1962. Gravity waves in the atmospheres as a three-dimensional problem. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 88, 412–425.
- Schafmeister, M.-T., 1999. *Geostatistik für die hydrogeologische Praxis*. Springer Verlag, Heidelberg, 172 S.
- Schär C., und Durran, D. R., 1997. Vortex formation and vortex shedding in continuously stratified flows past isolated topography. *J. Atmos. Sci.* 54, 534–554.
- Schiesser, H.-H., R. A. Houze und H. Huntrieser, 1995. The mesoscale structure of severe precipitation systems in Switzerland. *Mon. Wea. Rev.* 123, 2070–2097.
- Schiesser, H.-H., A. Waldvogel und W. S. Schmid, W., 1997. *Klimatologie der*

- Stürme und Sturmsysteme anhand von Radar- und Schadendaten*. Schlussbericht NFP31, vdf Hochschulverlag ETH Zürich, 132 S.
- Schönwiese, C. D., 1992. *Praktische Statistik*. Gebrüder Borntraeger, Berlin, 298 S.
- Schönwiese, C. D., und J. Rapp, 1997. *Climate trend atlas of Europe - based on observations 1891-1990*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 224 S.
- Scorer, R. S., 1949. Theory of lee waves of mountains. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 75, 41–56.
- Sekhon, R. S. und R. C. Srivastava, 1971. Doppler radar observations of drop-size distributions in a thunderstorm. *J. Atmos. Sci.* 28, 983–994.
- Sevruk, B., 1982. Methods of correction for systematic error in point precipitation measurement for operational use. World Meteorol. Org., WMO Nr. 589, Genf, 91 S.
- Sinclair, M. R., 1994. A diagnostic model for estimating orographic precipitation. *J. Appl. Meteor.* 33, 1163–1175.
- Sinocca, J. F. und W. R. Peltier, 1993. The instability of Long's stationary solution and the evolution toward severe downslope windstorm flow. Part I: Nested grid numerical simulations. *J. Atmos. Sci.* 50, 2245–2263.
- Smith, R. B., 1979. The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.* 21, 87–230.
- Smith, R. B., 1980. Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain. *Tellus* 32, 348–364.
- Smith, R. B., 1988. Linear theory of stratified flow past an isolated mountain in isosteric coordinates. *J. Atmos. Sci.* 45, 3889–3896.
- Smith, R. B., 1989. Hydrostatic airflow over mountains. *Adv. Geophys.* 31, 1–41.
- Smith, R. B. und S. Gronas, 1993. Stagnation points and bifurcation in 3-D mountain airflow. *Tellus* 45A, 28–43.
- Smolarkiewicz, P. K. und R. Rotunno, 1989. Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part I: Baroclinically generated lee vortices. *J. Atmos. Sci.* 46, 1154–1164.
- Somieski, F., 1981. Linear theory of three-dimensional flow over mesoscale mountains. *Beitr. Phys. Atmosph.* 54, 315–334.

- Thompson, C. S., M. R. Sinclair und W. R. Gray, 1997. Estimation of long-term annual precipitation in a mountainous region from a diagnostic model. *Int. J. Climatol.* 17, 997–1007.
- Thorsteinsson, S., 1989. Finite amplitude stratified airflow past isolated mountains on an f-plane. *Tellus* 40, 220–236.
- Timmermann, R., P. Lemke und C. Kottmeier, 1999. Formation and maintenance of a polynya in the Weddel Sea. *J. Phys. Oceanogr.* 29, 1251–1264.
- Tripoli, G. J. und W. R. Cotton, 1989. Numerical study of an observed orogenic mesoscale convective system. Part II: Analysis of governing dynamics. *Mon. Wea. Rev.* 17, 305–328.
- Vergeiner, I., 1971. An operational linear lee wave model for arbitrary basic flow and two-dimensional topography. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 97, 30–60.
- Vilar, E. und A. Burgueno, 1995. Statistical properties of 49 years of rainfall rate events. *Theor. Appl. Climatol.* 50, 213–225.
- Vosper, S. B., 2000. Three-dimensional numerical simulations of strongly stratified flow past conical orography. *J. Atmos. Sci.* 57, 3716–3739.
- Wieczorek, F. F., 1996. Landslide triggering mechanisms. In: A. Turner und R. Schuster (Hrsg.), *Landslides - Investigation and mitigation*. Nr. 247 d. Reihe Transportation Research Board Special Report. National Research Council, 76–90.
- Wiggert, V., R. I. Sax und L. Hlooe, Ronald, 1982. On the modification potential of Illinois summertime convective clouds, with comparisons to Florida and FACE observations. *J. Appl. Meteor.* 21, 1293–1322.
- Wilks, D. S., 1995. *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences*. Academic Press, San Diego, Kalifornien, 467 S.
- Wilson, J. W. und R. M. Wakimoto, 2001. The discovery of the downburst: T. T. Fujita's contribution. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 82, 49–62.
- Woodcock, A. H., 1975. Anomalous orographic rains of Hawaii. *Mon. Wea. Rev.* 103, 334–343.
- Wratt, D. S., M. J. Revell, M. R. Sinclair, W. R. Gray, R. D. Henderson und A. M. Chater, 2000. Relationships between air mass properties and mesoscale rainfall in New Zealands southern Alps. *Atmos. Res.* 52, 261–282.
- Wurtele, M., 1957. The three-dimensional lee wave. *Phys. frei. Atmos* 29, 242–252.

Xu, K.-M. und D. A. Randall, 2001. Updraft and downdraft statistics of simulated tropical and midlatitude cumulus convection. *J. Atmos. Sci.* 58, 1630–1649.

## Symbolverzeichnis

$a$	Halbwertsbreite der Orografie
$B$	Bestimmtheitsmaß (erklärte Varianz)
$b$	Steigung des Windprofils mit der Höhe
$c$	Courant-Zahl
$c_p$	spezifische Wärme bei konst. Druck
$D_0$	mittlerer Tropfendurchmesser
$dd$	Windrichtung
$\vec{d}$	Driftvektor für die Hydrometeore (im Niederschlagsmodell)
$E$	Sättigungsdampfdruck
$Fr$	Froude-Zahl (gebildet mit der Höhe des Hindernisses)
$Fr_a$	Froude-Zahl (gebildet mit der Breite des Hindernisses)
$f$	Coriolisparameter
$g$	Schwerebeschleunigung
$H$	Maximale Orografiehöhe
$HKN$	Höhe des Hebungskondensationsniveaus
$h$	Enthalpie
$h$	Niederschlagshöhe (in Abhängigkeit von der Jährlichkeit)
$h$	Orografiehöhe
$\tilde{h}$	Fouriertransformierte der Orografie
$I_\eta$	Integral der vertikalen Verschiebungen $\eta$ über die Höhe
$k$	Wellenzahl in $x$ -Richtung
$\vec{k}_h$	horizontaler Wellenzahlvektor
$L$	Stichprobenumfang
$L_v$	Verdampfungswärme
$l$	Wellenzahl in $y$ -Richtung
$M$	Montgomery-Potential
$M$	Anzahl der Beobachtungsjahre
$m$	vertikale Wellenzahl
$N$	Brunt-Väisälä-Frequenz
$N_f$	Brunt-Väisälä-Frequenz für gesättigte Luft
$N_0$	Parameter des Tropfenspektrums nach Marshall-Palmer
$N(D)$	Partikelgrößenverteilungsfunktion (spektrale Anzahldichte)
$P$	Luftdruck des Grundzustands
$p$	Luftdruck

$p'$	Abweichung des Luftdrucks vom Grundzustand auf einer $\alpha$ -Fläche
$p^*$	Abweichung des Luftdrucks vom Grundzustand auf einer $z_u$ -Fläche
$R$	Niederschlagssumme, Niederschlagsintensität
$R_d$	Gaskonstante für trockene Luft
$R_v$	Gaskonstante für Wasserdampf
$R_{mes}$	gemessener Niederschlag
$R_{oro}$	orografisch bedingter Niederschlag
$R_{sim}$	simulierter Niederschlag
$R_{syn}$	synoptischer Hintergrundniederschlag
$RF$	relative Feuchte
$Ri$	Richardson-Zahl
$r$	Korrelationskoeffizient
$r_v$	Mischungsverhältnis
$r_{vs}$	Sättigungsmischungsverhältnis
$T$	Temperatur
$T$	Jährlichkeit der partiellen Serie (alle Maxima im Beobachtungszeitraum)
$T^*$	Jährlichkeit der jährlichen Serie (alle Jahreshöchstwerte im Beobachtungszeitraum)
$t$	Zeit
$t_g$	Gesamtfallzeit der Hydrometeore
$t_k$	Formationszeit der Hydrometeore in der obersten Höhe
$t_w$	Formationszeit der Hydrometeore (im Niederschlagsmodell)
$U$	Geschwindigkeit des Grundzustands
$U_0$	Geschwindigkeit des Grundzustands im untersten Niveau
$u$	innere Energie
$u$	horizontale Geschwindigkeitskomponente
$u'$	Abweichung der horizontalen Geschwindigkeit vom Grundzustand
$u_j$	Verteilungsparameter der jährlichen Serie
$u_p$	Verteilungsparameter der partiellen Serie
$u_{max}$	maximale horizontale Geschwindigkeit im Modellgebiet
$v$	horizontale Geschwindigkeitskomponente
$v'$	Abweichung der horizontalen Geschwindigkeit vom Grundzustand
$v_e$	Fallgeschwindigkeit von Eisteilchen
$v_t^*$	Endfallgeschwindigkeit von Regentropfen
$v_t$	Endfallgeschwindigkeit von Regentropfen im Niederschlagsmodell

---

$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor
$\vec{v}_h$	horizontaler Geschwindigkeitsvektor
$w$	vertikale Geschwindigkeitskomponente
$w'$	Abweichung der vertikalen Geschwindigkeit vom Grundzustand
$w_j$	Verteilungsparameter der jährlichen Serie
$w_p$	Verteilungsparameter der partiellen Serie
$x$	kartesische Koordinate
$x_i$	Gitterpunkt in $x$ -Richtung
$y$	kartesische Koordinate
$y_i$	Gitterpunkt in $y$ -Richtung
$z$	kartesische Koordinate
$z_N$	Mittelungshöhe für die Brunt-Väisälä-Frequenz
$z_U$	Mittelungshöhe für die horizontale Windgeschwindigkeit
$z_s$	Höhe der Schmelzschicht
$z_u$	ungestörte Höhe in weiter Entfernung vor dem Hindernis
$\alpha$	spezifisches Volumen/isostere Vertikalkoordinate ( $=1/\rho$ )
$\alpha_0$	spezifisches Volumen der untersten Höhe
$\beta$	Aspektverhältnis
$\Gamma_f$	feuchtadiabatischer Temperaturgradient
$\Gamma_t$	trockenadiabatischer Temperaturgradient
$\delta$	Korrekturfaktor bei den Niederschlagssimulationen
$\epsilon$	Messfehler Niederschlagsmessung
$\eta$	vertikale Verschiebung
$\theta$	potentielle Temperatur
$\theta_e$	äquivalent-potentielle Temperatur
$\Lambda$	Steigung des Tropfenspektrums nach Marshall-Palmer
$\lambda_s$	Feuchtefaktor (im Niederschlagsmodell)
$\rho$	Luftdichte
$\rho'$	Abweichung der Luftdichte vom Grundzustand
$\rho_{vs}$	Sättigungsdampfdichte
$\rho_w$	Dichte von Flüssigwasser
$\rho_0$	Luftdichte der untersten Höhe
$\sigma_x$	Standardabweichungen der Gaußverteilung in $x$ -Richtung
$\sigma_y$	Standardabweichungen der Gaußverteilung in $y$ -Richtung
$\Phi$	Geopotential des Grundzustands

$\phi$	Geopotential
$\phi'$	Abweichung des Geopotentials vom Grundzustand
$\Psi$	Niederschlagsfaktor (im Niederschlagsmodell)
$\omega$	vertikale Geschwindigkeitskomponente im $p$ -System

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier, der die Betreuung dieser Arbeit übernommen hat. Seine zahlreichen Anregungen und Kommentare sowie die kritische Korrektur all meiner Texte waren eine große Hilfe während der gesamten Zeit der Promotion. Herrn Prof. Dr. F. Fiedler danke ich für die Übernahme des Korreferats und seine Unterstützung. Herrn Prof. Dr. K.D. Beheng sei gedankt für die freiwillige Durchsicht der Modellbeschreibung und einige wertvolle Hinweise.

Ein besonderer Dank gilt meinem langjährigen Zimmerkollegen J. Förstner für interessante Diskussionen und ein fröhliches Arbeitsklima. Ebenso geht ein ganz spezieller Dank an Frau G. Klinck, die für das stete Funktionieren der DV-Anlage sorgte und wertvolle Tipps im Umgang mit eigenwilligen Programmen geben konnte.

Herzlich gedankt sei Herrn Dr. M.-U. Hammer und Frau Dr. H. Noppel für die kritische Korrektur des Textes und viele hilfreiche Anregungen.

Einen großen Dank verdienen auch die Stipendiatinnen und Stipendiaten des Graduiertenkollegs „Naturkatastrophen“ der Universität Karlsruhe (TH), die mir auf vielfältige Weise den Themenkomplex Naturkatastrophen näher gebracht haben. Speziell erwähnen möchte ich dabei die Herren A. Scheuermann, Dr. C. Hauck, Dr. J. Mehlhorn, Dr. T. Fernandez-Steeger, R. Mechler und P. Ender für viele interessante Diskussionen und Anregungen. Herrn F. Fiedrich gilt mein Dank für seine glänzende Idee, das Graduiertenkolleg bei der DFG zu beantragen.

Danken möchte ich natürlich auch allen Kolleginnen und Kollegen des Instituts und speziell der Radargruppe für viele anregende Diskussionen, wertvolle Hinweise und nette Skiwochenenden. Ein besonderer Dank gilt den Leuten unserer Mittagsrunde, die mit interessanten wissenschaftlichen Diskussionen, aber auch mit heiteren Auseinandersetzungen über die verschiedensten Dinge des Lebens zu einer sehr angenehmen Atmosphäre beigetragen haben. Gedankt sei natürlich auch den Sekretärinnen unseres Instituts für ihr unermüdliches Schaffen.

Allen voran danke ich jedoch Tina für ihre liebevolle Geduld, mit der sie mich und die Freude sowie den Frust im Lauf der Arbeit mit Heiterkeit ertrug.

Die Arbeit wurde am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH) und des Forschungszentrums Karlsruhe erstellt.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Michael Kunz  
Geburtsdatum: 17.06.1968  
Geburtsort: Schaffhausen / Schweiz  
Familienstand: ledig

## Schulbildung

1974 - 1979: Grundschulen Buch und Weimarer Weg in Bietigheim-Bissingen  
1979 - 1988: Gymnasium Ellental in Bietigheim-Bissingen  
5. Mai 1988: Abitur

## Studium

Okt. 1990 - Nov. 1998: Studium der Meteorologie an der Universität Karlsruhe (TH)  
10. Nov. 1998: Diplom im Fach Meteorologie

## Berufserfahrung

Aug. 1988 - März 1990: Tätigkeit im Großhandel für Spielwaren, Besigheim  
Dez. 1989 - Aug. 1994: Stadtrat in Bietigheim-Bissingen und Aufsichtsrat der Stadtwerke Bietigheim-Bissingen GmbH  
Sept. 1995 - Okt. 2001: Hilfwissenschaftler am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH)  
Nov. 1998 - Okt. 2001: Promotionsstipendium des DFG-Graduiertenkollegs „Naturkatastrophen“ der Universität Karlsruhe (TH)  
seit Nov. 2001: Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH)