

**Bestimmung der Wasser- und Eismasse
hochreichender konvektiver Wolken anhand von
Radardaten, Modellergebnissen und
konzeptionellen Betrachtungen**

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

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Met. Ingo Bertram

aus Speyer

Tag der mündlichen Prüfung:	13. Mai 2005
Referent:	Prof. Dr. K. D. Beheng
Korreferent:	Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Zusammenfassung

Diese Dissertation beschäftigt sich in erster Linie mit der Bestimmung der Masse (Flüssigwasser und Eis) in hochreichenden konvektiven Wolken, basierend auf Modellergebnissen und Radardaten. Das Ziel ist, einen Beitrag zur Verbesserung von Konvektionsparametrisierungen zu leisten.

Mit einem wolkenauflösenden, 3-dimensionalen Modell werden 30 konvektive Zellen simuliert, wobei zur Initialisierung verschiedene, für den Radarstandort in Südwestdeutschland typische Umgebungsbedingungen vorgegeben werden. Die Entwicklung der Niederschlagsteilchen wird im Modell über eine Zwei-Variablen-Parametrisierung beschrieben, welche neben der Massendichte auch die Anzahldichte fünf verschiedener Hydrometeorklassen als Modellvariable verwendet. Anhand dieser Information lassen sich innerhalb des gesamten Volumens der Gewitterwolken neben der Massendichte aller Hydrometeore (W) auch Radarreflektivitäten (Z) ausrechnen. Damit sind die numerischen Ergebnisse zur Aufstellung von Z/W-Beziehungen geeignet. Unter Auswertung aller 30 Simulationen werden zwei verallgemeinerte Z/W-Beziehungen für Gewitterwolken über Südwestdeutschland aufgestellt. Deren eine ist für Wolkenbereiche gültig, die eine Mischung aus Eispartikeln und unterkühlten Tropfen enthalten, die andere für solche, in denen lediglich flüssige Niederschlagspartikel vorkommen. Diese beiden, auf den Daten des numerischen Modells basierenden Z/W-Beziehungen werden verwendet, um die Gesamtwolkenmasse 12 beobachteter Gewitter zu berechnen. Außerdem wird die Masse innerhalb der 12 Cumulonimben mit einer von den Z/W-Beziehungen unabhängigen Methode abgeschätzt. Sie besteht in einem 1-dimensionalen Plume-Modell, mit welchem sich zur Kondensatabschätzung die adiabatische Hebung einer der Grenzschicht entstammenden Luftmasse unter Berücksichtigung von seitlichem Entrainment berechnen läßt. Die beiden Methoden der Massenberechnung führen zu vergleichbaren Ergebnissen. Neben der Wolkenmasse wird die Masse des den Boden erreichenden Niederschlags bestimmt. Das Ergebnis der Massenabschätzungen ist, daß eine typische Gewitterzelle einen Mindestmassenumsatz (maximale Kondensatmassen zuzüglich des zu dieser Zeit schon ausgefallenen Niederschlags) von 10^6 bis 10^7 Tonnen hat. Davon erreichen bis zur Auflösung der Gewitterzellen etwa 40% den Erdboden als Niederschlag. In einer Einzelfallstudie wird der vertikale Massenfluß der Luft, summiert über das Aufwindgebiet eines Hagelgewitters während der stärksten Entwicklung, mit 10^9 kg/s abgeschätzt. In diesem Zusammenhang werden Messungen der Radialwindkomponente ausgewertet.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen und Kenntnisstand	5
2.1. Niederschlagsmessung mit einem C-Band Radar	5
2.1.1. Grundlagen der Radarmeteorologie	6
2.1.2. Grenzen der Radarmessung	20
2.1.3. Das Karlsruher Niederschlagsradar	25
2.2. Mesoskalige Organisationsformen der Konvektion	31
2.2.1. Einzelzellen	35
2.2.2. Multizellen	37
2.2.3. Superzellen	39
2.2.4. Squall-lines und mesoskalige konvektive Systeme	42
2.3. Untersuchung von Konvektion mit Radardaten	43
2.3.1. Abschätzung der Masse in konvektiven Zellen	43
2.3.2. Abschätzung von Vertikaltransporten	51
3. Neue Z/W-Beziehungen für hochreichende Konvektion	57
3.1. Das mesoskalige Modell KAMM2	57
3.2. Simulation hochreichender Konvektion mit KAMM2	61
3.2.1. Die Umgebungsbedingungen am 19.6.02	62
3.2.2. Die Umgebungsbedingungen für die anderen Situationen	65
3.2.3. Initialisierung und Ergebnisse	67
3.3. Individuelle Z/W-Beziehungen für einzelne Simulationen	71
3.3.1. Das 3-Schichtenkonzept	71
3.3.2. Numerisch- und aus den Z-Daten berechneter Wassergehalt	78
3.3.3. Intensive Niederschlagsgebiete oberhalb der Schmelzzone	83
3.4. Die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen	85
3.4.1. Berechnungsmethode	86

3.4.2.	Vergleich mit Z/W-Beziehungen der Literatur	90
3.4.3.	Fehlerabschätzung	92
4.	Die Berechnung des Wolkenwassers	99
4.1.	Feuchtadiabatischer Aufstieg ohne Entrainment	100
4.2.	Das Entrainmentmodell	104
4.2.1.	Kinematisches Entrainment	107
4.2.2.	Turbulentes Entrainment	110
4.2.3.	Vertikale Integration	113
4.2.4.	Vertikalprofile in Wolken unter Entrainment	117
5.	Die Masse in Radar-beobachteten Gewitterzellen	125
5.1.	Ein mitbewegtes Bezugssystem	125
5.2.	Eine Z/R-Beziehung	131
5.2.1.	Berechnungsmethode	132
5.2.2.	Vergleich mit Z/R-Beziehungen der Literatur	136
5.3.	Massenbudget konvektiver Zellen	137
5.3.1.	Methodik und Ergebnisse	138
5.3.2.	Fehlerabschätzung	144
6.	Weitere Auswertungen mit dem Entrainmentmodell	147
6.1.	Massenherkunft in verschiedenen Höhen	148
6.2.	Modifikation des Horizontalwindes	153
7.	Konzeptionelle Windfelder aus den Radialgeschwindigkeiten	159
7.1.	Methodik	160
7.2.	Abschätzung des vertikalen Massenflusses (20.06.02)	163
8.	Schlußbetrachtungen	169
8.1.	Zusammenfassung	169
8.2.	Diskussion und Ausblick	172
A.	Massenbudgets und Radarbildserien	175
B.	Konzeptionelle Windfelder	199
	Literaturverzeichnis	203

1. Einleitung

Hochreichende Konvektion beeinflußt den zivilisierten Menschen wahrscheinlich nicht weniger als unsere Vorfahren vor einigen Hundert Jahren. Damals schon konnten sich Gewitter verheerend auf die Ernte auswirken, indem sie weite Landstriche mit Sturm, Platzregen und Hagel heimsuchten. Blitzschläge entzündeten die einfachen, oft aus Holz gebauten Behausungen. Heute können Bauwerke durch Blitzableiter vor direktem Schaden geschützt werden. Dafür spielen indirekte Schäden durch Überspannung in der heutigen, immer mehr durch Computer dominierten Welt eine nicht zu unterschätzende Rolle. Auch die Begleiterscheinungen der Gewitter wie Hagel und Sturm richten in ihrer Summe betrachtet wahrscheinlich höhere Schäden an als jemals zuvor. Ein Hagelschlag über einer Großstadt zerstört heutzutage nicht nur Fensterscheiben und Gewächshäuser, sondern verursacht auch hohe Versicherungskosten z.B. durch beschädigte Autos. Ein sehr bekanntes Beispiel für ein solches Ereignis ist das Münchner Hagelunwetter vom 12. Juli 1984.

Seit der Antike, in der man verschiedene Götter für die Naturgewalten verantwortlich machte, hat das Wissen der Menschheit über die Gewitter ständig zugenommen. Trotzdem kann auch heute noch nicht bis ins Detail erklärt werden, welche Prozesse zur Bildung von Wolken und Niederschlag führen. Das Interesse am Verständnis der Gewitter liegt jedoch nicht nur im Wunsch begründet, diese Phänomene selbst möglichst genau vorherzusagen und davor zu warnen. Da Gewitter ein Bestandteil des großräumigeren Wetterablaufs sind und diesen ihrerseits beeinflussen, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Vorgänge innerhalb der Gewitterwolken eine wichtige Voraussetzung für die Wettervorhersage allgemein. So spielt hochreichende Konvektion nicht nur in den Tropen, sondern auch in den mittleren Breiten eine wichtige Rolle, indem sie mechanische und thermische Energie sowie Masse aus der Grenzschicht in höhere Atmosphärenschichten transportiert. In operationell eingesetzten numerischen Modellen zur Wettervorhersage können einzelne Gewitterwolken trotz ständiger Steigerung der Computerleistung nach wie vor nicht aufgelöst werden, weil die horizontale Gittermaschenweite noch zu groß ist. Im Jahre 2005 beispielsweise hatte das Lokalmodell des Deutschen Wetterdienstes

eine horizontale Auflösung von 7 km. Deshalb werden die Transportprozesse der Gewitter durch Konvektionsparametrisierungen beschrieben (Kuo, 1965, 1974; Arakawa und Schubert, 1974; Tiedtke, 1989; Kain und Fritsch, 1990), welche zum Teil auf Beobachtungen oder konzeptionellen Modellen basieren. Um solche Parametrisierungen konvektiver Transporte zu verbessern, wurden im Rahmen des deutschen AFO2000-Projektes VERTIKATOR (Vertikaler Austausch und Orographie) umfangreiche Messungen der mit Konvektion im Zusammenhang stehenden Größen durchgeführt. Dabei kamen im Juni 2002 bodengestützte Stationen, Radio- und Fallsonden, verschiedentliche Flugzeuge und Radargeräte im Gebiet des Nordschwarzwaldes zum Einsatz.

Die grundlegende Fragestellung, noch bevor Transportprozesse untersucht werden können, ist die nach der Flüssigwasser-/Eismasse konvektiver Wolken während ihrer Lebenszeit. Messungen an Bord von Flugzeugen sind nur mit relativ geringer räumlicher Auflösung und meistens nur in der Umgebung von Gewitterwolken möglich, so auch während der Meßkampagne von VERTIKATOR. Die in-situ Messung wolkenmikrophysikalischer Parameter ist in voll ausgebildeten Gewitterwolken sehr gefährlich, da es im Zusammenhang mit heftiger Turbulenz auf engem Raum einerseits zu starken Aufwinden, aber auch zu Abwinden kommen kann. Außerdem birgt Hagelschlag in Wolken weitere Gefahren, weshalb bisher nur wenige Meßflüge in Cumulonimben durchgeführt worden sind. Eine detaillierte Vorstellung über die räumlich und zeitlich hochaufgelöste Entwicklung einer Gewitterwolke kann also nur mit indirekten Meßmethoden wie mit einem Radar gewonnen werden. Mit einem Radar wird die Leistung gemessen, die von Niederschlagspartikeln zurückgestreut wird, nachdem sie mit Mikrowellenstrahlung 'beleuchtet' wurden. Die Aufgabe besteht nun darin, eine Beziehung zwischen dem Radarreflektivitätsfaktor Z und der im Radarvolumen befindlichen Kondensatmasse W herzustellen. Dabei sind grundsätzlich mehrere Aspekte zu beachten. Die Stärke der Radarreflektivität hängt maßgeblich von der Größenverteilung der Hydrometeore und ihren Rückstreuquerschnitten ab. Darüber hinaus muß beachtet werden, daß in einem Radarvolumen häufig eine Mischung von Hydrometeoren unterschiedlicher Phase (flüssig, eisförmig, schmelzend) und Form (rund, kristallin) vorhanden ist, deren Einzelbeiträge zur Gesamtreflektivität sehr verschieden sein können. Bisher bekannte Z/W -Beziehungen sind in den meisten Fällen jedoch nur für jeweils eine bestimmte Art von Hydrometeoren wie Regentropfen, Graupelkörner, Hagel oder Schneeflocken gültig. Solche Beziehungen müssen mit großer Vorsicht angewandt werden, wie Hagen und Yuter (2003) betonen und sind für ausgedehnte Bereiche innerhalb hochreichender Konvektion ungeeignet. Aus diesem

Grund werden in Kapitel 3 dieser Arbeit neue Z/W-Beziehungen für hochreichende Konvektion eingeführt, welche unterschiedliche Hydrometeorotypen grob berücksichtigen.

Generell gibt es 3 Möglichkeiten, um die zur Aufstellung einer Z/W-Beziehung benötigten Reflektivitäten und die dazugehörigen Wassergehalte zu ermitteln. In allen Fällen braucht man zusätzliche Kenngrößen über die Hydrometeore, welche durch die Reflektivitätsmessung alleine nicht bekannt sind. Die erste Methode besteht darin, Reflektivitäten mit einem Radar zu messen und den Wassergehalt durch das Sammeln und gegebenenfalls Einschmelzen von Niederschlagsproben zu ermitteln. Bei der zweiten Methode werden Größenspektrenmessungen durchgeführt und die Reflektivitäten mit einer geeigneten Streutheorie daraus berechnet. Bei einigen Hydrometeorotypen reichen in beiden Fällen bodengestützte Messungen aus. Zur Aufstellung von Z/W-Beziehungen für hochreichende Konvektion müßten jedoch umfangreiche Flugzeugmessungen, gleichzeitig in allen Wolkenbereichen eines Gewitters, durchgeführt werden, was, wie schon angedeutet, nicht möglich ist. Das ist auch der Grund, warum es vor den Untersuchungen dieser Arbeit keine Z/W-Beziehungen für hochreichende Konvektion gab. Um solche Beziehungen aufzustellen, eignet sich die dritte Methode am besten. Sie arbeitet mit von einem wolkenauflösenden Modell berechneten Größenspektren der Hydrometeore und wurde zur Aufstellung von Z/W-Beziehungen in Cirren bereits angewandt (Schneider und Stephens, 1995; Aydin und Tang, 1997; Sassen und Wang, 2002).

Auch in dieser Arbeit werden Modelldaten verwendet, wobei aber das gesamte Spektrum von Hydrometeorotypen, die in einer konvektiven Wolke vorkommen können, berücksichtigt wird. Anhand von 30 numerisch simulierten Gewitterzellen werden Z/W-Beziehungen für hochreichende Konvektion abgeleitet, wobei verschiedene Wolkenbereiche getrennt behandelt werden. Eine Region beinhaltet unterkühlte Tropfen und Eispartikel, die zweite ist die Schmelzzone und die dritte die warme Wolkenregion, in welcher Regentropfen dominieren. Da es sich hierbei um eine recht grobe Einteilung handelt, können die als Mittel über die entsprechenden Gebiete definierten Z/W-Beziehungen für lokale Betrachtungen ungeeignet sein. Außerdem ergeben sich Fehleinschätzungen der Flüssigwasser-/Eismasse, wenn die für eine Gewitterwolke gültigen Beziehungen auf andere Gewittersituationen übertragen werden. Deshalb beschäftigen sich mehrere Abschnitte von Kapitel 3 und 5 mit den Fehlern, die sich bei der Abschätzung von Wassergehalten mit den neuen Z/W-Beziehungen ergeben.

Ein Unsicherheitsmaß bei der Bestimmung der Massen von beobachteten Gewitterwolken mit den anhand der Modelldaten abgeleiteten Z/W-Beziehungen läßt sich nur schwer

quantifizieren. Die Unsicherheit resultiert daraus, daß auch ein dem Stand der Wissenschaft entsprechendes Wolkenmodell nur ein Abbild der Natur ist. Niemand weiß, inwieweit sich die Niederschlagspartikel in realen Gewittern von den numerisch berechneten unterscheiden. Um die Angaben der Wolkenmassen in dieser Arbeit zu stützen, wird eine weitere, davon unabhängige Methode der Massenabschätzung eingeführt. Sie bedient sich der Vorstellung, daß die Luft im Innern einer Gewitterwolke pseudo-adiabatisch gehoben wird, während es von den Seiten her zur Einmischung von trockenerer Umgebungsluft kommt (Entrainment). Das Wolkenwasser wird mit einem 1-dimensionalen Jet- oder auch Plume-Modell abgeschätzt (Kapitel 4). Solche Modelle sind seit etwa Mitte des 20. Jahrhunderts entwickelt worden und Bestandteil einiger Konvektionsparametrisierungen. In dieser Arbeit wird ein neuer Ausdruck für die Entrainmentrate in Anlehnung an schon bestehende Konzeptionen definiert. Diese Methode der Massenabschätzung führt zu Ergebnissen, die eine vergleichbare Größenordnung wie die mit den Z/W-Beziehungen berechneten Massen besitzen (Kapitel 5).

Die zweite wichtige Größe, die man zur Angabe von Massenflüssen bräuchte, ist die Geschwindigkeit. Auch hier bieten Radargeräte als einzige Meßmethode zeitlich und räumlich hochaufgelöste Daten an. Das Problem in diesem Fall ist, daß immer nur eine Komponente des 3-dimensionalen Geschwindigkeitsfelds, nämlich die Radialkomponente, gemessen wird. Entsprechend schwer ist es, auf das komplette Windfeld in Gewitterwolken zu schließen. Eine für langlebige Superzellen in Frage kommende Methode befindet sich noch in der Erprobungsphase (siehe Abschnitt 2.3.2). Aus Mangel an Alternativen werden in den Kapiteln 5 und 6 dieser Arbeit die von der Konvektion verursachten Änderungen in der Atmosphäre direkt abgeschätzt, ohne daß der Umweg über die Transportprozesse gewählt wird. In Kapitel 5 wird neben der Wolkengesamtmasse mehrerer Gewitterzellen zu verschiedenen Entwicklungsstadien die Masse des ausfallenden Niederschlags berechnet. Aus Massenbudget-Betrachtungen ergibt sich die Kondensatmasse, welche in den Zellen mindestens umgesetzt wurde und der Anteil davon, der auch nach Zerfall der Gewitterzellen in höheren Atmosphärenschichten zurückgeblieben ist. Die Ergebnisse der Entrainmentrechnung werden im Hinblick auf Massenverlagerungen innerhalb einer Gewitterzelle ausgewertet (Kapitel 6). Außerdem wird abgeschätzt, welchen Einfluß die gewählte Gewitterzelle auf das Horizontalwindprofil der Umgebung gehabt hat. Kapitel 7 befaßt sich schließlich mit der Abschätzung des vertikalen Massenflusses von Luft in einer sich entwickelnden Hagelzelle. Dazu werden die Radialwinddaten mit Hilfe konzeptioneller Strömungsmodelle für Gewittersysteme interpretiert.

2. Grundlagen und Kenntnisstand

Thema dieser Arbeit ist, Transportvorgänge von Masse und Impuls in hochreichender Konvektion zu quantifizieren. Die Grundlagen bilden Daten eines C-Band Doppler Radars, numerische Ergebnisse eines dreidimensionalen Wolkenmodells und der aktuelle Kenntnisstand der Wissenschaft auf dem Gebiet der Konvektion allgemein. In diesem Kapitel wird daher zunächst das Prinzip der Radarmessung kurz beschrieben und ein Überblick zu verschiedenen mesoskaligen Organisationsformen der Konvektion gegeben. Danach wird der aktuelle Stand der Forschung im Hinblick auf das Thema dieser Arbeit dargelegt. Im einzelnen wird gezeigt, welche Möglichkeiten sich bieten, die Masse an Kondensat innerhalb von Wolken aus Radardaten zu berechnen. Außerdem wird der Frage nachgegangen, inwieweit es bereits möglich ist, dreidimensionale Windfelder aus Radardaten abzuleiten und damit auf vertikale Flüsse zu schließen.

2.1. Niederschlagsmessung mit einem C-Band Radar

Radar steht für 'Radio Detection and Ranging', was soviel bedeutet wie Erkennung und Entfernungsmessung mit Radiowellen. Ursprünglich wurde die Entwicklung von Radargeräten aus militärischen Interessen vorangetrieben. Schon im Vorfeld des 2. Weltkriegs gelang es, Schiffe und Flugzeuge mit Radiowellen zu erkennen. Einen großen Fortschritt bedeutete die Erfindung des Magnetrons 1939, welches den Bau leichter Sender mit großer Leistung und hoher Frequenz ermöglichte. Noch während des 2. Weltkriegs begann man sich auch für Radarechos von Niederschlag zu interessieren und die erste Konferenz zur Radarmeteorologie fand 1947 statt. Eine detaillierte Beschreibung zur Geschichte der Radarmeteorologie befindet sich in vielen Beiträgen der von Atlas (1990) herausgegebenen Monographie. Besonders nützlich sind Radarmessungen in der Meteorologie, weil man mit einem scannenden Radar die Möglichkeit hat, Wolken und Niederschlag mit einer hohen räumlichen Auflösung dreidimensional zu erfassen. Außerdem liefert ein Radar Meßwerte auch an Orten, die für andere Meßmethoden unzugänglich sind, wie z.B. aus dem Innern starker Hagelgewitter oder Tornados. Das Wetterra-

dar erfreut sich inzwischen zahlreicher Anwendungen in der synoptischen Meteorologie (Stärke, Art und Entwicklung von Niederschlagsgebieten sowie deren Verlagerung), der Flugmeteorologie (Höhe von Niederschlagsgebieten, Hagelerkennung und Intensität von Turbulenzonen), der Klimatologie (räumliche Niederschlagsverteilung und Gutachten von Unwetterschäden) und der Forschung (Wolkenmikrophysik, Wolkendynamik oder Grenzschichtmeteorologie). Die grundlegenden Gleichungen der Radarmeteorologie sollen nun kurz erläutert werden. Für den an Details Interessierten sei die Fachliteratur empfohlen (z.B. Battan, 1973; Sauvageot, 1992; Doviak und Zrníć, 1993; Rinehart, 1997).

2.1.1. Grundlagen der Radarmeteorologie

Radargeräte werden in der Meteorologie zur Fernerkundung von Wolken und Niederschlagsgebieten eingesetzt. Gebündelte elektromagnetische Strahlung wird in die Atmosphäre abgestrahlt und nach Rückstreuung an Hydrometeoren im Radarempfänger ausgewertet. Dabei will man die Lage, die Beschaffenheit und den Bewegungszustand der Partikel herausfinden. Die Leistung der empfangenen Strahlung ermöglicht Rückschlüsse auf die Intensität des Niederschlages, während die Phasenverschiebung der Strahlung Informationen über den Bewegungszustand der Teilchen zuläßt. Die dazu passenden Meßgrößen in der Radarmeteorologie sind die Radarreflektivität und die Radialgeschwindigkeit. In diesem Abschnitt soll der Weg der ausgesendeten Radarstrahlung bis zurück in den Empfänger erklärt werden, um die Definition der Radarreflektivität verstehen zu können. Außerdem wird auf die Messung der Radialgeschwindigkeit kurz eingegangen.

Die Radargleichung für einen einzelnen Streuer

Grundlage der Radarauswertung ist die Radargleichung, welche den Zusammenhang zwischen Sende- und Empfangsleistung herstellt. Sie soll zunächst für den Sonderfall erklärt werden, daß die Radarstrahlung auf nur ein einziges Ziel trifft. Außerdem wird davon ausgegangen, daß sich Sende- und Empfangsantenne am selben Ort befinden. Es soll sich also um ein monostatisches Radar handeln, bei dem zum Senden und Empfangen dieselbe Antenne verwendet wird. Das Radar habe die Sendeleistung P_s . Am Ziel im Abstand r vom Radar ist die Leistungsdichte (in W/m^2) dann

$$S_z(r) = \frac{P_s}{4\pi r^2} G_s \quad .$$

Ohne den Faktor G_s wäre $S_z(r)$ die Leistungsdichte bei einer isotrop abstrahlenden Antenne. Natürlich ist man bemüht, die Radarleistung gezielt in eine Richtung zu bündeln, in der Meteorologie üblicherweise mit einer Parabolantenne. Ihre Leistungsverteilung auf den Raum sieht so aus, daß es ein Hauptmaximum gibt. Bei kleinen Abweichungen von dieser Hauptstrahlrichtung nimmt die Leistung in alle Richtungen zunächst ab, um bei noch größeren Abweichungen mehrere ringförmige Nebenmaxima zu erreichen. In diesem Zusammenhang spricht man auch von der Hauptkeule in der Mitte und den um mindestens 2 Größenordnungen schwächeren Nebenkeulen außen herum. Wenn sich das Radarziel nun in der Mitte der Hauptkeule befindet, dann erhält es um den Faktor G_s mehr Leistung als bei einer kugelförmig strahlenden Antenne. G_s ist der Gewinn der Sendeanenne und definiert als die Leistung in Hauptstrahlrichtung dividiert durch die Leistung eines entsprechenden Kugelstrahlers. Am Empfänger eines monostatischen Radars ergibt sich nach Wechselwirkung mit einem Streuer in der Entfernung r die Leistungsdichte

$$S_e(r) = \frac{P_s}{4\pi r^2} G_s \frac{A_z}{4\pi r^2} G_z .$$

A_z ist die geometrische Querschnittsfläche des Streuers, welcher die Leistung aufnimmt und als Kugelwellen in alle Richtungen streut. Da das Ziel Verluste aufweist und winkelabhängig streut, ist die Echoleistung um den Effizienzfaktor G_z kleiner oder größer als bei einem isotropen Streuer. In diesem Zusammenhang definiert man eine elektrisch wirksame Ersatzquerschnittsfläche des Teilchens, den Rückstreuquerschnitt $\sigma = A_z G_z$. Diesen Querschnitt hätte ein isotroper Streuer, dessen in alle Richtungen gleichermaßen gestreute Leistung genauso groß ist wie die in Rückwärtsrichtung gestreute Leistung des aktuellen Teilchens. σ hängt von der Form und Temperatur des Streuers sowie von der Wellenlänge der Radarstrahlung ab. Die Leistungsdichte $S_e(r)$ wird also in Richtung der Antenne zurückgestreut. Tatsächlich empfangen wird davon der Anteil

$$P_e(r) = S_e(r) A_e = \frac{P_s}{4\pi r^2} G_s \frac{\sigma}{4\pi r^2} A_e . \quad (2.1)$$

A_e ist die Apertur der Empfangsantenne und ist

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_e .$$

G_e ist der Antennengewinn der Empfangsantenne. Da bei einem monostatischen Radar zum Senden und Empfangen dieselbe Antenne verwendet wird, ist $G_s = G_e = G$. Aus

Gl. 2.1 folgt damit die Radargleichung für einen Einzelstreuer

$$P_e(r) = P_s \frac{G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \sigma \quad (2.2)$$

Die Radargleichung für verteilte Streuer

Bei meteorologischen Anwendungen befindet sich eine Vielzahl von Streuern im Radarvolumen. Damit wird das Volumen wichtig, aus welchem in einem bestimmten Augenblick die gestreute Strahlung zum Radar zurückkommt.

Für die Tiefe des Volumens in Strahlrichtung ist maßgeblich, daß ein gepulstes Radar betrachtet wird, welches die Radarstrahlung in kurzen Pulsen aussendet und dazwischen auf Empfang schaltet. Die Ausdehnung des Meßvolumens in Strahlrichtung ist über die Pulsdauer τ vorgegeben. Während eines Pulses wandert die Wellenfront der Radarstrahlung mit der Lichtgeschwindigkeit c um die Strecke $h = c\tau$. Das Meßvolumen ist wegen der doppelten Weglänge jedoch nur $h/2$ tief.

Der Radius des Meßvolumens normal zur Strahlrichtung wird vom sich mit zunehmender Entfernung vom Radar kegelförmig aufweitenden Radarstrahl bestimmt (siehe Abb. 2.1). In dieser Richtung ist das Meßvolumen nicht eindeutig begrenzt, weil die

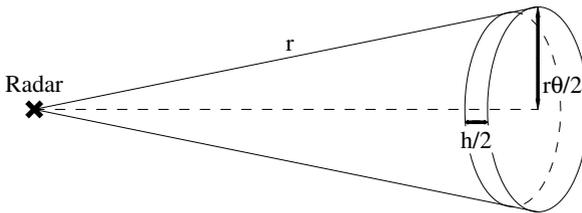


Abbildung 2.1.: Vereinfachte Skizze einer kreissymmetrischen Radarhauptkeule mit der vertikal und horizontal identischen Keulenbreite θ (in radian). Das Meßvolumen im Abstand r vom Radar hat die Tiefe $h/2$ und den Radius $r\theta/2$.

Hauptkeule der Radarstrahlung keine scharfen Grenzen hat. Man nähert sie durch eine Gauß-förmige Leistungsdichteverteilung an und verwendet als Keulenbreite per Definition deren doppelte Halbwertsbreite. Bei einem Radarstrahl mit rotationssymmetrischer Keule sind die Querschnittsflächen Kreise mit den Radien $r\theta/2$. Für r sollte man die Entfernung zwischen Radar und der Mitte des Meßvolumens nehmen. Das Meßvolumen ist

nach vorangegangenen Überlegungen gegeben durch

$$V = \frac{h}{2} \pi \left(\frac{r\theta}{2} \right)^2 = \frac{\pi r^2 \theta^2 c \tau}{8} . \quad (2.3)$$

Um zu berücksichtigen, wieviel zurückgestreute Strahlung aus dem Meßvolumen kommt, das von vielen Streuern erfüllt ist, gibt man den integralen Rückstreuquerschnitt der Hydrometeore pro Einheitsvolumen

$$\eta = \int_0^{\infty} \sigma(D) n(D) dD \quad (2.4)$$

an. Er ist gegeben durch die Summe der einzelnen Rückstreuquerschnitte, wobei $n(D) dD$ die Anzahl der Partikel im Durchmesserintervall $[D, D + dD]$ darstellt. Hinter dem Ausdruck für η steckt die Annahme, daß die Partikelkonzentration gering ist, weshalb die gegenseitige Abschattung der Streuer und mögliche Mehrfachstreuungen vernachlässigt werden können.

Im Falle verteilter Streuer befinden sich nicht alle Radarziele in der Hauptstrahlrichtung der Antenne. Da der Antennengewinn, wie er in der Radargleichung für einen einzelnen Streuer verwendet wurde, über die in Hauptstrahlrichtung abgestrahlte Leistung definiert wurde, muß nun ein Korrekturfaktor eingeführt werden. Zu den Rändern des Volumens hin nimmt die Leistung der Radarkeule näherungsweise Gauß-förmig ab. Mit dieser Annahme ergibt sich, daß die mittlere Leistung im Meßvolumen um den Faktor $1/(2 \ln 2)$ kleiner ist als in Hauptstrahlrichtung (Probert-Jones, 1962).

Bei der Formulierung der Radargleichung für einen Streuer (Gl. 2.2) wurde von einem idealisierten Radar ohne Verluste durch Absorption innerhalb des Gerätes ausgegangen, wie sie z.B. im Hohlleiter auftreten. In der Radargleichung für verteilte Streuer soll nun ein Faktor für Verluste beim Senden L_s und einer für Verluste beim Empfangen L_e berücksichtigt werden. Ebenfalls wichtig ist die atmosphärische Absorption, hauptsächlich an Sauerstoffmolekülen, ausgedrückt über den Verlustfaktor L_g . Außerdem können Wolken und Niederschlagspartikel die Radarstrahlung erheblich dämpfen, besonders wenn sich viele große Hydrometeore zwischen dem Radar und dem Meßvolumen befinden. Für diese Dämpfung könnte man einen weiteren Term in Gl. 2.2 einbauen, welcher ein Extinktionsgesetz enthält. Solche Dämpfungskorrekturen sind schwierig zu bestimmen und werden wie hier meistens nicht berücksichtigt. Umfangreiche Untersuchungen zur

Dämpfung bei einem C-Band Radar finden sich in Blahak (2004).

Die Empfangsleistung bei verteilten Streuern geht mit den geschilderten Ergänzungen aus Gl. 2.2 zunächst hervor als

$$P_e(r) = P_s \frac{G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \eta V \frac{1}{L_s L_e L_g} \frac{1}{2 \ln 2}$$

und nach Einsetzen des Volumens V (Gl. 2.3) als

$$P_e(r) = \underbrace{\frac{P_s c \tau \lambda^2 G^2 \theta^2}{1024 \ln 2 \pi^2 L_s L_e L_g}}_{\text{Radarkonstante}} \frac{\eta}{r^2}, \quad \text{Radargleichung für verteilte Streuer (2.5)}$$

wobei	P_s	Sendeleistung [W]
	c	Lichtgeschwindigkeit [3×10^8 m/s]
	τ	Pulsdauer [s]
	λ	Wellenlänge [m]
	G	Antennengewinn
	θ	Keulenbreite [rad]
	L_s, L_e	Verlustfaktoren des Senders und Empfängers
	L_g	Verlustfaktor der atmosphärischen Absorption
	η	integraler Rückstreuquerschnitt pro Einheitsvolumen [m^2/m^3]
	r	Entfernung [m] .

Die Ausdrücke des ersten Bruchs der Radargleichung können für ein bestimmtes Radar als konstant angenommen werden. Deshalb faßt man sie zur Radarkonstanten C_r zusammen. Der Faktor r^2 im Nenner ist der Entfernungseffekt und η ist die Rückstreuungseigenschaft der beobachteten Partikel. Da man sich bei der Radarmessung eigentlich weniger für den Rückstreuquerschnitt der Hydrometeore interessiert, als vielmehr für deren Masse, muß zur Interpretation der Messung der integrale Rückstreuquerschnitt η näher untersucht werden. Dazu soll zunächst der Rückstreuquerschnitt σ einzelner Teilchen betrachtet werden.

Der Rückstreuquerschnitt σ

Das Streuverhalten eines Teilchens wird bestimmt von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung und von Eigenschaften des Streuers wie Temperatur, Material, Größe und

Form. Nur bei einfachen Partikelformen kann der Rückstreuquerschnitt analytisch berechnet werden, wie z.B. mit der Theorie zur Streuung und Absorption elektromagnetischer Wellen an sphärischen Partikeln nach Mie (1908). Der Einfachheit halber werden die meisten Hydrometeore in der Radarmeteorologie wie Kugeln behandelt. Abb. 2.2 zeigt mit der Mie-Theorie berechnete Rückstreuquerschnitte kugelförmiger Tröpfchen. Eine ausführliche Beschreibung dazu findet sich z.B. in Bohren und Huffman (1983).

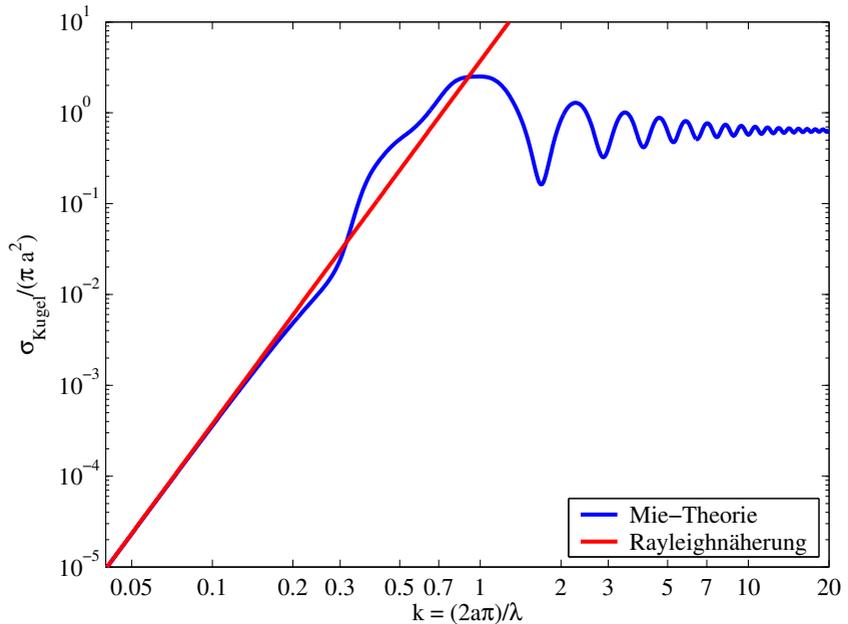


Abbildung 2.2.: Normierter Rückstreuquerschnitt sphärischer Partikel in Abhängigkeit vom Verhältnis Partikelumfang zu Wellenlänge, berechnet mit der Mie-Theorie und der Rayleighnäherung. Eine Beschreibung der verwendeten Software findet sich in Mätzler (2002a,b). Als komplexer Brechungsindex für Wasser wurde $8.59+1.72i$ verwendet.

Für die Anwendung der Mie-Theorie wird der komplexe Brechungsindex $m = n + ik$ des Stoffes gebraucht, aus dem das Teilchen aufgebaut ist. Dabei ist n der Realteil des Brechungsindex und k der Imaginärteil, der die Absorption beschreibt. Der komplexe Brechungsindex selbst hängt von der Wellenlänge der Strahlung und der Temperatur des Teilchens ab. In Abb. 2.2 wurde der Brechungsindex für Wasser mit einem empirischen Modell nach Ray (1972) berechnet. Dazu wurden $\lambda = 5.3 \text{ cm}$, die Wellenlänge des in

dieser Arbeit verwendeten Radars, und $T = 10^\circ\text{C}$ vorgegeben. Besonders bei kleinen Teilchen kann der Rückstreuquerschnitt erheblich vom geometrischen Querschnitt abweichen. Das Verhältnis beider Flächen zueinander wurde auf der Ordinate aufgetragen. Es hängt bei konstantem Brechungsindex nur vom Größenparameter $k = (2a\pi)/\lambda$ ab, weshalb eine bezüglich beider Achsen normierte Darstellung üblich ist. Bei derselben Partikeltemperatur unterscheidet sich die Kurve für andere Wellenlängen als 5.3 cm von der dargestellten wegen der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex geringfügig. Die für die Radarmessung wichtigen Eigenschaften sind trotzdem immer ähnlich und sollen nun diskutiert werden:

Die Rückstreuung nimmt mit der Partikelgröße zu, bis $k \approx 1$ ist. Man spricht in diesem Zusammenhang von der Rayleighregion. Für $k > 1$ schließt sich die Mie- oder Resonanzregion an, wo es einige Bereiche gibt, in denen eine Zunahme der Partikelgröße eine Abnahme der Rückstreuung bedeutet (auch bei unnormierter y-Achse wäre die Steigung des Graphes teilweise negativ). In der optischen Region ($k \gg 1$), d.h. wenn die Streuer sehr groß gegenüber der Wellenlänge sind, strebt das Verhältnis Rückstreuquerschnitt zu geometrischem Querschnitt gegen einen Grenzwert. Die optische Region ist zur Radarbeobachtung von Niederschlag nicht geeignet, weil man sehr kurzwellige Strahlung verwenden müßte, welche starker atmosphärischer Dämpfung unterliegt. Sehr nachteilig ist es auch, wenn man sich im Miebereich befindet, wo der Rückstreuquerschnitt eines Teilchens keiner bestimmten Partikelgröße zugeordnet werden kann. Um eine eindeutige Zuordnung zu gewährleisten, sollte die Wellenlänge so groß gewählt werden, daß man im Rayleighbereich mißt. Damit handelt man sich im Falle eines mit vielen Streuern unterschiedlicher Größe erfüllten Volumens andere, später genannte Nachteile ein.

Für Teilchen, die wesentlich kleiner als die verwendete Wellenlänge sind, etwa ab $k \leq 0.2$, kann statt der Mie-Theorie eine Vereinfachung verwendet werden. Die sog. Rayleighnäherung für den Rückstreuquerschnitt eines sphärischen Teilchens lautet

$$\sigma_{\text{ray}} = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 \quad \text{mit} \quad K = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} . \quad (2.6)$$

In diesem Bereich hängt die Rückstreuung also von der 6. Potenz des Tropfendurchmessers ab. Zur Berechnung des integralen Rückstreuquerschnitts η wird dann diese Näherung verwendet. Je nach Wahl der Wellenlänge können sich ab einer bestimmten Hydrometeorgröße deutliche Fehleinschätzungen ergeben. Solange der Größenparameter $k = (2a\pi)/\lambda$ kleiner als 0.2 bleibt, ist die Abweichung zwischen der Rayleighnäherung

und der Mie-Theorie klein. Das bedeutet, daß die Rayleighnäherung bei der Radarwellenlänge $\lambda = 5.3 \text{ cm}$ bis zu Partikelradien von 3.4 mm bedenkenlos angewandt werden kann. Wenn k jedoch zwischen 0.2 und 1 liegt, kommt es zu erkennbaren Differenzen zwischen dem Rückstreuquerschnitt nach der Miestreueung und nach der Rayleighnäherung. Das hat zur Folge, daß man mit der Rayleighnäherung im Bereich um $k = 0.25$ auf zu geringe Partikeldurchmesser und im Bereich um $k = 0.5$ auf zu große Partikeldurchmesser schließt. Beide Effekte können sich gegenseitig abschwächen, wenn ein Kollektiv vieler verschieden großer Hydrometeore beobachtet wird. Im Miebereich ($k > 1$) unterschätzt die Rayleighnäherung die Partikelgröße erheblich. Bei einem Niederschlagsradar mit $\lambda = 5.3 \text{ cm}$ befindet man sich ab etwa 1.7 cm Teilchendurchmesser im Miebereich.

Der normierte Rückstreuquerschnitt wird in der Literatur zur Radarmeteorologie hin und wieder für ideale Streuer ($m \rightarrow \infty$) geplottet. Die Kurve unterscheidet sich dann von der in Abb. 2.2 deutlich und steigt bis $k = 1$ annähernd linear an. Damit wird man zu dem Fehlschluß verleitet, daß für alle $k < 1$ die uneingeschränkte Verwendbarkeit der Rayleighnäherung gegeben ist.

Die Radarreflektivität

Mit der Rayleighnäherung kann die Radarmessung verteilter Streuer nun interpretiert werden. Der integrale Rückstreuquerschnitt pro Einheitsvolumen η (Gl 2.4), also die Summe über alle einzelnen Rückstreuquerschnitte σ , ist mit Gl. 2.6

$$\eta_{ray} = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 \int_0^{\infty} D^6 n(D) dD . \quad (2.7)$$

Diese Größe hat den Nachteil, daß sie von der Wellenlänge der Radarstrahlung abhängt. Würde man in der Radarmeteorologie mit η arbeiten, so könnte man die Meßwerte verschiedener Radargeräte nicht direkt miteinander vergleichen. Deshalb rechnet man den gemessenen Rückstreuquerschnitt η_{gem} in den sog. äquivalenten Reflektivitätsfaktor um:

$$Z_e = \eta_{gem} \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w^2|} \quad (2.8)$$

Der Radarreflektivitätsfaktor Z_e ist die Größe, mit der in der Radarmeteorologie gearbeitet wird. In der Regel setzt man den Dielektrizitätsfaktor $|K|^2$ auf einen konstanten Wert, obwohl er eigentlich eine variable Hydrometeoreigenschaft ist, abhängig von Phase und

Temperatur der Streuer. Da man meistens nicht weiß, ob die beobachteten Hydrometeore flüssig oder eisförmig sind, tut man so, als handele es sich um Regen mit dem Dielektrizitätsfaktor von z.B. 0.93 bei 10°C. Wenn es sich wirklich um Rayleighstreuer der flüssigen Phase handelt ($\eta_{gem} = \eta_{ray}$), ergibt sich für Z_e der sehr schöne Ausdruck:

$$Z_e = Z = \int_0^{\infty} D^6 n(D) dD \quad (2.9)$$

In diesem Fall liefert die Radarmessung eine Größe, die nicht von der verwendeten Radarwellenlänge abhängt, sondern nur von der Größenverteilung der Streuer innerhalb des Meßvolumens. Bei eisförmigen Hydrometeoriten, welche die Rayleighnäherung erfüllen, sieht der äquivalente Reflektivitätsfaktor folgendermaßen aus:

$$Z_e = \frac{|K_e|^2}{|K_w|^2} \int_0^{\infty} D^6 n(D) dD \approx 0.19 Z \quad \text{eisförmige Rayleighstreuer} \quad (2.10)$$

Der Term $|K_e|^2/|K_w|^2$ berücksichtigt, daß bei der Auswertung der Radarmessung auch im Falle eisförmiger Hydrometeore der Dielektrizitätsfaktor für Regen verwendet wird. Er hat den Wert 0.19 für $|K_w|^2 = 0.93$ und $|K_e|^2 = 0.18$ (reines Eis bei -10°C). In der Realität führt die Abschätzung von $|K_e|^2$ auf Unsicherheiten, da eisförmige Hydrometeore mehr oder weniger viele Lufteinschlüsse enthalten. Ausführlicher wird die Berechnung des äquivalenten Reflektivitätsfaktors für eisförmige Partikel in der Arbeit von Smith (1984) erläutert. Bei eisförmigen Rayleighstreuern hängt Z_e ebenfalls nicht von der Wellenlänge des messenden Radars ab. Anders sieht es aus, wenn man Niederschlagsteilchen beobachtet, die aufgrund ihrer Größe im Miebereich liegen.

Mit der Definition des äquivalenten Radarreflektivitätsfaktors geht die Radargleichung (Gl. 2.5) über in

$$P_e(r) = \frac{C_r}{r^2} \eta_{gem} = \frac{C_r}{r^2} \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K_w|^2 Z_e \quad (2.11)$$

Alle Terme außer Z_e sind entweder durch das Radar oder die Messung vorgegeben. Der äquivalente Reflektivitätsfaktor Z_e ist in den meisten Fällen eine hilfreiche Größe. Da man bei der Anschaffung eines Radars weiß, ob man eher kleine Wolkenröpfchen oder große Niederschlagsteilchen beobachten will, kann man die Wellenlänge so wählen, daß die meisten Radarziele die Rayleighnäherung erfüllen. Dann entspricht Z_e dem Reflekti-

vitätsfaktor Z oder ist wenigstens proportional dazu (bei eisförmigen Teilchen). Wie man von Z auf die Massendichte der Hydrometeore (Flüssigwasser und Eis) schließt, ist ein weiteres Problem und Thema dieser Arbeit. Auf jeden Fall sollte der Aggregatzustand der Teilchen bekannt sein und damit über den Dielektrizitätsfaktor $|K|^2$ die Rückstreuungseigenschaften. Außerdem muß man die ungefähre Größenverteilung der Hydrometeore kennen. Ein bestimmter Z -Wert kann nämlich durch beliebig viele verschiedene Größenspektren verursacht werden, und jedesmal kann die dazugehörige Masse eine andere sein. Ein einfaches Beispiel dazu: Gegeben sei das Volumen eines Kubikmeters mit 64 Tropfen des Durchmessers 1 mm darin. Dann ist $Z = 64 \text{ mm}^6/\text{m}^3$ und die Masse 33.6 mg ($\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$). In einem anderen Kubikmeter sei 1 Tropfen mit 2 mm Durchmesser. Dieser hat dieselbe Reflektivität, aber nur ein Achtel der Masse, nämlich 4.2 mg. Wegen der Abhängigkeit von D^6 werden wenige große Partikel von der Reflektivitätsmessung sehr stark gewichtet. Das Problem des unbekanntes Größenspektrums läßt sich lösen, indem man eine Annahme zum Hydrometeorotyp trifft. Wenn es gelingt, über bekannte Größenspektren entsprechender Niederschlagsereignisse auf ein wahrscheinliches Größenspektrum passend zur aktuellen Reflektivität zu schließen, kann die Masse mit

$$W = \rho_w \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} D^3 n(D) dD \quad (2.12)$$

berechnet werden. Die Möglichkeiten, Radardaten hinsichtlich der Masse oder der Niederschlagsrate auszuwerten, werden in Abschnitt 2.3.1 ausführlicher erläutert.

Oft gibt es in der Radarmeteorologie Problemstellungen, bei denen man das Größenspektrum bestimmter Hydrometeore kennt und daraus errechnen will, was ein Radar gesehen hätte (siehe Abschnitt 2.3.1 und Kapitel 3). Im Falle flüssiger Rayleighstreuung ist das unter Verwendung von Gl. 2.9 sehr einfach. Bei eisförmigen Rayleighstreuern kann der Radarmesswert Z_e mit Gl. 2.10 berechnet werden. Komplizierter ist die Berechnung von Z_e anhand gegebener Größenspektren, wenn die Hydrometeore zu groß sind, um die Rayleighnäherung zu erfüllen oder wenn der Dielektrizitätsfaktor nur schwer abzuschätzen ist wie bei schmelzenden Teilchen. Besondere Probleme bereiten Hydrometeore, die von der Kugelform so sehr abweichen, daß auch die Mie-Theorie ungültig wird. In erster Linie kommen aufgrund ihrer Form Schnee- und Eispartikel in Frage. Günstigerweise jedoch ist der Rückstreuquerschnitt unregelmäßig geformter Teilchen, bestehend aus einem schwachen Dielektrikum wie Eis, derselbe wie der einer Kugel derselben Masse,

wenn diese Teilchen klein genug sind, um in die Rayleighregion zu fallen (Marshall und Gunn, 1952). In anderen Worten ist die exakte Form von eisförmigen Hydrometeoren bei Verwendung eines Niederschlagsradars nicht so wichtig.

Ursprünglich war die Bezeichnung Radarreflektivität für den Rückstreuquerschnitt η reserviert. Doch im Laufe der Jahre wurde im Zusammenhang mit Z_e immer häufiger von der Radarreflektivität oder einfach nur Reflektivität gesprochen. In weiterer Folge ist immer Z_e gemeint, wenn von Reflektivität oder Z geredet wird. Die Grundeinheit ist mm^6/m^3 . Typische Werte für Z sind $0.01 mm^6/m^3$ bei Wolkentröpfchen und bis zu $10\,000\,000 mm^6/m^3$ im hagelerfüllten Kern von Gewitterzellen. Diese Beispiele zeigen, daß die Reflektivitätswerte viele Größenordnungen überdecken können, weshalb sich die Einführung einer logarithmischen Skala

$$Z [dBZ] = 10 \log_{10} \left(\frac{Z}{1 mm^6/m^3} \right)$$

anbietet. Gebräuchlich ist die Angabe in dBZ, obwohl die logarithmische Reflektivität dimensionslos ist. Die Reflektivität der Wolkentröpfchen des Beispiels ist damit -20 dBZ und die des Hagels 70 dBZ, Werte, mit denen sich leichter umgehen läßt.

Die Wahl der Radarwellenlänge

In der Radartechnik unterscheidet man mehrere Frequenzbänder (Tab. 2.1). Unter Kenntnis des Vorangegangenen wird verständlich, warum sich für meteorologische Radarbeobachtungen je nach Anforderung bestimmte Frequenzen bzw. Wellenlängen am besten eignen. Bei der Wahl der Frequenz muß als allererstes darauf geachtet werden, daß die Radarziele genug Leistung zurückstreuen, um vom Empfänger registriert zu werden. Wenn die Radarziele Rayleighstreuer sind, ist die Empfangsleistung proportional zu λ^{-2} (siehe Gl. 2.2 und 2.11). Das spricht dafür, kurze Wellenlängen zu verwenden, welche eine höhere Rückstreuleistung besitzen. Trotzdem kann man die Wellenlänge nicht beliebig klein machen, da kurzwellige Strahlung in der Atmosphäre wesentlich stärker gedämpft wird als langwellige. Außerdem kann man die Rayleighnäherung nicht mehr verwenden, wenn die Wellenlänge gemessen an der Partikelgröße zu klein wird. So läßt sich je nach Radarzielen ein Kompromiss aus Rückstreuleistung, Dämpfung und Gültigkeit der Rayleighnäherung finden. Zur Niederschlagsbeobachtung eignen sich das X-, C- und S-Band. Im C-Band kann man davon ausgehen, daß die meisten vorkommenden Regentropfen noch im Rayleighbereich liegen. Beim Hagel jedoch darf die Gültigkeit

Band	F	E	K	X	C	S	L
Frequenz (GHz)	94	70	30	10	5.5	3	1.5
Wellenlänge (cm)	0.3	0.4	1	3	5.5	10	20
Rückstreuleistung	groß			klein			
Dämpfung	groß			klein			
Gültigkeitsbereich der Rayleighnäherung	nur kleine Streuer			auch größere Streuer			

Table 2.1.: *Typische Frequenzen und entsprechende Wellenlängen in verschiedenen Frequenzbändern. Die für die Wahl der Radarfrequenz relevanten Eigenschaften wurden in Worten ausgedrückt und im günstigen Fall hervorgehoben.*

der Rayleighnäherung nicht angenommen werden. Die Dämpfung ist bei starken Niederschlagsereignissen nicht zu unterschätzen, dafür hat man im C-Band die Chance, auch die schwächeren Reflektivitäten von kleineren Hydrometeoren noch zu messen. Zur Beobachtung von Wolkentropfen oder kleinen Eispartikeln reicht die Empfangsleistung im C-Band nicht aus, so daß kürzere Wellenlängen verwendet werden müssen. Im Hinblick auf die Rayleighnäherung ist das möglich, weil die Radarziele relativ klein sind. Sobald allerdings Niederschlagspartikel auftreten, sieht man wegen der Dämpfung mit einem Wolkenradar nichts mehr. Das typische Wolkenradar arbeitet im F- oder K-Band. Das E-Band ist wegen einer Absorptionslinie des Sauerstoffes nicht geeignet.

Die Radialgeschwindigkeit

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Rückstreuleistung der Radarziele behandelt. Die Reflektivität gibt wertvolle Information über die Eigenschaften von Konvektionszellen wie Position, Verlagerung des Systems, Entwicklung und Intensität. Grundlage dieser Arbeit waren die Daten eines Doppler-Radars, welches neben der Reflektivität als zweite Meßgröße die Radialgeschwindigkeit erfaßt. Im Folgenden soll nur kurz erklärt werden, wie die Geschwindigkeitsmessung funktioniert, ohne jedoch auf Details der Signalverarbeitung einzugehen. Wer darüber mehr wissen will, sei an die bereits genannte Fachliteratur verwiesen.

Die Geschwindigkeitsmessung nutzt den Doppler-Effekt, der den Einfluß einer Relativgeschwindigkeit zwischen Signalquelle und Beobachter auf die elektromagnetischen

Wellen beschreibt. Jeder kennt die Frequenzverschiebung bei Schallwellen, wenn sich z.B. ein Krankenwagen zuerst auf einen zu, und dann von einem wegbewegt. Auch die Radarstrahlung kehrt mit einer Frequenzverschiebung zum Empfänger zurück, sofern sich die Streuer relativ zum Radar bewegen. Die beobachteten Frequenzänderungen sind bei Radarfrequenzen und typischen atmosphärischen Bedingungen allerdings zu klein, um meßtechnisch bestimmbar zu sein. Deshalb untersucht man statt dessen die Phasen, mit denen das Signal zurückkehrt. Es werden mehrere kurze Pulse ausgesendet und nach jedem Puls die Differenz zwischen Empfangsphase ϕ_e und Sendephase ϕ_s gemessen. Bei ruhenden Radarzielen ist diese relative Phase immer gleich. Wenn sich das Ziel zwischen den Pulsen bewegt, läßt sich eine Änderung beobachten, über die auf die Radialgeschwindigkeit des Zieles geschlossen werden kann:

Ein Radarpuls, der auf ein Ziel in der Entfernung r trifft, legt, bis er wieder beim Empfänger ankommt, die Strecke $2r$ zurück. Diese Strecke entspricht $2r/\lambda$ Wellenlängen, oder einer Phasendifferenz von $(2r/\lambda)2\pi$ radian, da eine Wellenlänge 2π radian sind. Damit ist die Differenz der Phase zwischen Senden und Empfangen, die relative Phase, gegeben durch

$$\phi_{rel} = \phi_e - \phi_s = - \frac{4\pi r}{\lambda} .$$

Die Änderung der relativen Phase zwischen 2 Pulsen (pulse-pair Verfahren) aufgrund der veränderten Laufstrecke ist

$$\frac{\Delta\phi_{rel}}{\Delta t} = - \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\Delta r}{\Delta t} . \quad (2.13)$$

Damit läßt sich die Dopplerverschiebung der Frequenz des empfangenen Signals f_D ausrechnen. Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$\frac{d\phi_{rel}}{dt} = 2\pi f_D = - \frac{4\pi}{\lambda} v ,$$

ergibt sich, daß

$$f_D = - \frac{2v}{\lambda} .$$

Wenn beispielsweise ein Niederschlagsradar die Frequenz von 5.62 GHz hat und die Streuer sich mit 20 m/s nähern, macht die Frequenzverschiebung nur 750 Hz aus. Mit der Änderung der Phasendifferenz (Gl. 2.13) kann die Bewegung der Radarziele be-

stimmt werden. Sie verrät, um welchen Bruchteil einer Wellenlänge sich die doppelte Entfernung des Radarzieles zwischen den Pulsen geändert hat. Ein Problem ergibt sich daraus, daß man nur Phasendifferenzen zwischen $-\pi$ und π messen kann, nicht jedoch, wie viele Perioden sich tatsächlich zwischen Sender und Empfänger befinden. Solange die Bewegung des Radarzieles so gering ist, daß sich die Phasendifferenz zwischen den Pulsen um weniger als π ändert, kann die Geschwindigkeit eindeutig zugeordnet werden. Bei allen größeren Änderungen kommt es zu Uneindeutigkeiten. Wenn die Änderung der Phasendifferenz zwischen den Pulsen beispielsweise 2.5π ist, wird eine Differenz von 0.5π gemessen. Die tatsächliche Änderung zwischen den Pulsen kann um ein Vielfaches von 2π größer sein als die gemessene Differenz. Gerade noch eindeutig ist die Geschwindigkeitsmessung, wenn sich die relative Phase im Zeitintervall der Pulswiederholdauer T um $-\pi$ oder $+\pi$ ändert.

$$\left(\frac{\Delta\phi_{rel}}{\Delta t} \right)_{max} = \pm \frac{\pi}{T} = \pm \pi PRF$$

PRF steht für die Pulswiederholfrequenz (pulse repetition frequency). Für die maximal meßbare Geschwindigkeit ergibt sich durch Einsetzen in Gl. 2.13

$$v_{max} = \pm \frac{\lambda}{4T} .$$

Die Geschwindigkeit v_{max} wird Nyquist- oder Aliasinggeschwindigkeit genannt. Alle vom Betrag her höheren Geschwindigkeiten werden gefaltet, d.h. ein Vielfaches von $2 v_{max}$ wird unterschlagen. Je kleiner die Pulswiederholdauer T ist, desto größere Geschwindigkeiten können gemessen werden. Trotzdem kann T nicht beliebig klein gemacht werden, da von ihr die Reichweite der Radarmessung abhängt. Sobald ein neuer Puls ausgesendet wird, endet die Auswertung des vorherigen Pulses. Beobachtet wird bis in die Entfernung $r_{max} = 0.5 cT$, wobei der Faktor 0.5 wieder einmal den doppelten Weg der Radarstrahlung berücksichtigt. Wenn die Radarbeobachtung einen Umkreis von 120 km abdecken soll, ist eine Pulswiederholdauer von mindestens $0.8 \mu s$ (eine PRF von höchstens 1250 Hz) zu verwenden. Dem entspricht bei $\lambda = 5.3 \text{ cm}$ eine Nyquistgeschwindigkeit von 16.6 m/s oder etwa 60 km/h. In der Meteorologie will man häufig größere Werte messen, weshalb die Radardaten mit einem Algorithmus entfaltet werden müssen. Eine Möglichkeit ist, die Meßwerte entlang jedes Radarstrahles zu untersuchen und bei großen Sprüngen, die etwa der doppelten Nyquistgeschwindigkeit entsprechen,

zu korrigieren. Dieses Verfahren ist einfach, aber problematisch bei Datenlücken oder wenn man die Geschwindigkeit am Strahlanfang nicht kennt. Aufwendigere Methoden grenzen Gebiete mit ähnlicher Dopplergeschwindigkeit ab und können Faltungslinien in der Ebene oder Faltungsflächen im Raum erkennen (Bergen und Albers, 1988).

Eine gängige Methode, den Eindeutigkeitsbereich auszudehnen, ist die Verwendung zweier verschiedener Pulswiederholffrequenzen, das sog. 'dual PRF' Verfahren. Die Kenntnis zweier Geschwindigkeitsmessungen läßt den Rückschluß auf die reale Geschwindigkeit bis zur Geschwindigkeit

$$v_{max} = \pm \frac{\lambda}{4(T_2 - T_1)} \quad (2.14)$$

zu. Je geringer die Differenz zwischen T_2 und T_1 ist, desto größer ist theoretisch der Meßbereich. Trotzdem kann der Meßbereich auf diese Art nur begrenzt erweitert werden, da andernfalls Meßfehler oder kleinräumige Turbulenz zu Fehlern führen. Als Verhältnis der beiden Pulswiederholffrequenzen $PRF1 : PRF2$ wird üblicherweise 3:2 oder 4:3 gewählt. Aus Gl. 2.14 ergibt sich dann eine Erweiterung des Nyquistintervalls auf den doppelten bzw. dreifachen Wert der zu der höheren PRF gehörigen Geschwindigkeit.

Die Dopplergeschwindigkeit eines Pulsvolumens ist die mittlere reflektivitätsgewichtete radiale Geschwindigkeit aller Teilchen.

2.1.2. Grenzen der Radarmessung

Mit der meteorologischen Radarmessung möchte man möglichst viel über die räumliche und zeitliche Verteilung des in flüssigem oder festem Aggregatzustand vorliegenden atmosphärischen H_2O herausfinden. Außerdem wäre es extrem wertvoll, wenn man das komplette Windfeld ermitteln könnte. Dabei gibt es jedoch eine Reihe von Einschränkungen und Unsicherheiten, mehr als man auf den ersten Blick erwarten würde. Die einzelnen Punkte werden teilweise ausführlicher in anderen Kapiteln diskutiert. Dennoch soll das Wichtigste nun in einem kurzen Überblick genannt werden.

Interpretation der Meßdaten

Der wichtigste Punkt ist, daß ein Radar weder die Masse, noch das Windfeld direkt mißt. Die Radardaten müssen erst interpretiert werden, was so anspruchsvoll ist, daß den Wissenschaftlern auf dem Gebiet der Radarmeteorologie auch nach über 50 Jahren Forschung

die Arbeit noch immer nicht ausgegangen ist. Zur exakten Umrechnung der Radarreflektivität in Wassergehalte oder Regenraten müßte man den Aggregatzustand und das Größenspektrum der Hydrometeore am Ort der Messung kennen (siehe Definition der Radarreflektivität in Abschnitt 2.1.1). Wollte man die Dämpfung durch die Hydrometeore korrigieren, müßte man die genannten Eigenschaften sogar auf dem gesamten Strahlweg wissen. Leider ist vor allem das Größenspektrum in den meisten Fällen unbekannt. Um trotzdem Massen abschätzen zu können, muß man Annahmen über den beobachteten Niederschlag treffen, was bei Fehleinschätzung ein beinahe beliebig falsches Ergebnis zur Folge haben kann. Also lohnt es sich, möglichst viel über den beobachteten Niederschlagstyp in Erfahrung zu bringen. Dieses nicht unbedingt einfache Ziel wird in dieser Arbeit für hochreichende Konvektion verfolgt.

Besonders bei stratiformem Niederschlag ergibt sich in der Schmelzzone eine besondere Situation. Sobald schmelzende Schnee- und Graupelteilchen mit einer dünnen Wasserhaut überzogen sind, verursachen sie vergleichsweise hohe Reflektivitäten. Ihre Oberfläche ist dann immer noch deutlich größer als die eines Regentropfens gleicher Masse, hat aber bereits die höhere Rückstreuung von Wasser. Wenn die Partikel weiter unten komplett geschmolzen sind, ist ihre Reflektivität gegenüber der Schmelzzone wegen der dann geringeren Rückstreufläche der Streuer verringert. Damit kann innerhalb der Schmelzzone ein Maximum der Reflektivität beobachtet werden. Man spricht vom 'bright band', eine Bezeichnung aus der Zeit, als Radarbilder monochrom dargestellt wurden.

Die Radialgeschwindigkeit beschreibt die Bewegung der Hydrometeore relativ zur Strahlrichtung, womit sich gleich drei wichtige Einschränkungen ergeben. Zum einen liegen Meßwerte nur dort vor, wo detektierbare Streuer ein meßbares Signal liefern. Gerade bei konvektiven Ereignissen kommt es zu großen Meßlücken zwischen den einzelnen konvektiven Zellen und in der Entstehungsphase, bevor sich die ersten Niederschlagsteilchen gebildet haben, sieht man in den C-Band Radardaten vom Windfeld überhaupt nichts. Außerdem stimmt die Geschwindigkeit der Hydrometeore besonders in der Vertikalkomponente nicht mit der Bewegung der Luft überein. Um das zu berücksichtigen, muß die Fallgeschwindigkeit der Teilchen relativ zur Luft herausgerechnet werden, was nur unter Kenntnis der Hydrometeorart und Anwendung eines dafür geeigneten Fallgesetzes möglich ist. Die dritte Einschränkung besteht darin, daß man vom vektoriellen Windfeld immer nur eine Komponente mißt und daß man, wie schon bei der Interpretation der Reflektivitäten, Annahmen treffen muß, um mehr über das komplette Windfeld zu erfahren.

Technische Einschränkungen

Doch nicht nur die Auswertung der Radarmessung bereitet Probleme. Auch bei der Messung selbst gibt es Fehlerquellen. Die Radarantenne wird üblicherweise durch eine Schutzhülle, das Radom, vor Witterungseinflüssen geschützt. Die Dämpfung der Radarstrahlung des trockenen sauberen Radoms kann bei der Datenauswertung berücksichtigt werden und ist mit 0.5 bis 1 dB noch vergleichsweise gering. Unpraktischerweise ist die Dämpfung stark erhöht, wenn das Radom verschmutzt oder mit Wasser bzw. Eis bedeckt ist. Oft kann man in Radarbildserien einen Rückgang der Reflektivität beobachten, sobald das Niederschlagsgebiet den Radarstandort erreicht. Germann (1999) schloß aufgrund solcher Beobachtungen darauf, daß die 2-Weg Radomdämpfung bei mäßigem Regen größer als 3 dB ist. Für die Massenabschätzung heißt das, daß eine Fehleinschätzung um den Faktor 2 leicht möglich ist.

Die Empfangsleistung des Radars hängt von einigen gerätespezifischen Größen ab, die in Gl. 2.5 zur Radarkonstanten zusammengefaßt wurden. Das Problem ist nur, daß die Radarkonstante nicht hält, was ihr Name verspricht. Im Laufe der Zeit können sich die gerätespezifischen Größen ändern, weshalb die Radarkonstante in periodischen Abständen neu kalibriert werden sollte. Wichtig ist die Überprüfung der Sendeleistung, der Pulsdauer, der Sendefrequenz und der Verlustfaktoren von Sender bzw. Empfänger. Für die Geschwindigkeitsmessung muß die Pulswiederholdauer getestet werden. Außerdem ist die Stabilität der Sendefrequenz besonders wichtig, da jede Schwankung als ein Maß für die Dopplerverschiebung interpretiert wird. Die Genauigkeit der Antennenpositionierung hat einen großen Einfluß auf die korrekte räumliche Zuordnung der Meßwerte. Besonders genau sollte der Elevationswinkel (Anstellwinkel der Antenne gegenüber der Horizontalen) überprüft werden. Weicht der Elevationswinkel nur um 0.5° vom Sollwert ab, ergibt sich in 120 km Entfernung ein Höhenfehler von 1050 m.

Bei der Verwendung von Radardaten muß man sich auch vor Augen halten, daß sich jeder einzelne Meßwert auf räumlich ausgedehnte Volumina bezieht. Die Meßwerte sind nicht das exakte Mittel über das durch die Hauptkeule des Radarstrahls definierte Volumen. Vielmehr erfahren Hydrometeore nahe der Hauptstrahlachse eine höhere Gewichtung als die weiter entfernten. Mit zunehmender Entfernung vom Radar weitet sich der Radarstrahl immer weiter auf, so daß die Meßvolumina immer größer werden und die Strukturen im Niederschlagsgebiet immer weniger gut aufgelöst werden können.

Zwischen den einzelnen Radarpulsen wird auf Empfang geschaltet und je nach Lauf-

zeit auf die Entfernung der Radarziele geschlossen. Je größer die Pulswiederholdauer ist, desto weiter entfernte Echos können innerhalb der Empfangszeit beobachtet werden, ehe ein neuer Puls gesendet wird. Das Problem ist, daß auch während der Empfangsphase des nachfolgenden Pulses noch weit entfernte Echos des vorangegangenen Pulses am Radar eintreffen können. Diese werden wie Echos des neuen Pulses behandelt mit der Folge, daß die Entfernung um die Radarreichweite zu gering eingeschätzt wird. Diese Echos nennt man 'second trip' Echos.

Fehlerquellen durch Atmosphäreneinflüsse

Weitere Fehlerquellen betreffen den Weg der Radarstrahlung zwischen Senden und Empfangen. Die Radarmessung funktioniert Dank der Rückstreuung an den Hydrometeoren. Gleichzeitig wird die Radarstrahlung bei Anwesenheit vieler Hydrometeore durch Streuung in alle Richtungen und Absorption gedämpft. Wenn sich zwischen dem Meßvolumen und dem Radar intensiver Niederschlag befindet, kann die Reflektivität stark unterschätzt werden, besonders weil sowohl die gesendete Strahlung, als auch die reflektierte Strahlung den Weg zurücklegen muß. Im Datensatz des in dieser Arbeit verwendeten C-Band Radars finden sich Beispiele, in denen die Reflektivität einer konvektiven Zelle um etwa 30 dB abnimmt, sobald sie durch eine andere sehr intensive Zelle verdeckt wird. Die Dämpfung kann leider kaum korrigiert werden, weil auch bei Kenntnis der Reflektivität des dämpfenden Volumens nicht auf die Extinktion selbst geschlossen werden kann (Blahak, 2004).

Ein entscheidendes Problem bei der räumlichen Zuordnung der Meßwerte stellt die Tatsache dar, daß die Strahlausbreitung in der Atmosphäre in der Regel nicht geradlinig ist. Sie hängt vom Gradient des Brechungsindex $n = c/v$ ab, wobei c die Geschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Vakuum, und v im betrachteten Medium ist. In der Atmosphäre ist der Brechungsindex größer als 1 und abhängig von der Temperatur, dem Druck und der spezifischen Feuchte. Die Abnahme des Brechungsindex mit der Höhe sorgt für eine Strahlkrümmung in Richtung Erdoberfläche. Da man die Bedingungen der Strahlausbreitung im Einzelfall meist nicht kennt, verwendet man in der Radarmeteorologie eine feuchte Standardatmosphäre mit dem vertikalen Temperaturgradienten von 0.65 K pro 100 m und dem Gradienten des Wasserdampfpartialdruckes von 0.33 hPa pro 100 m. Damit ergibt sich eine Strahlkrümmung, welche durch die Einführung eines effektiven Erdradius $R = 4/3 R_e$ kompensiert werden kann. Man verwendet also statt des

Erdradius R_e von 6374 km den Ersatzwert R von 8483 km und kann dafür die Radarstrahlen wie Geraden behandeln. Probleme bereitet die vereinheitlichte räumliche Zuordnung der Meßvolumina, wenn die realen Bedingungen deutlich von der Standardatmosphäre abweichen. Zu unüblich starken Abnahmen des Brechungsindex mit der Höhe kommt es an Temperaturinversionen oder bei plötzlicher Feuchteabnahme. Dann wird der Radarstrahl wesentlich stärker als sonst gegen die Erdoberfläche gekrümmt. Neben falschen Höhenzuordnungen kann es passieren, daß weitaus mehr Radarstrahlen auf den Erdboden treffen als erwartet.

Bodenechos (ground clutter) stellen ein weiteres Problem dar. Bei niedrigen Elevationen treffen immer wieder Teile der Radarhauptkeule auf Hindernisse, in erster Linie auf Gebirge. Doch auch bei hohen Elevationen spielen Bodenechos eine Rolle, wenn die Leistung der Nebenkeulen am Erdboden reflektiert wird. Bodenechos können durch eine sog. 'clutter map' entfernt werden. In ihr sind häufig beeinträchtigte Radarpixel gespeichert. Ein anderes Ausschlußkriterium stellt die Doppler-Geschwindigkeit dar. Wenn man alle Radarechos mit einer Radialgeschwindigkeit nahe 0 m/s entfernt, können Echos am festen Erdboden oder Häusern ausgeschlossen werden. Bewegte Ziele wie Bäume im Wind können nicht so leicht erkannt werden. Während die Rückstreuleistung an Rayleighstreuern von λ^{-2} abhängt (siehe Abschnitt 2.1.1), reflektiert der Erdboden im optischen Bereich, also wellenlängenunabhängig. Das gilt es zu bedenken, wenn man sich zur Niederschlagsbeobachtung zwischen einem C- oder S-Band Radar entscheidet. Beim C-Band Radar ist die Rückstreuleistung der Hydrometeore größer und damit das Verhältnis Wolkenechos zu Bodenechos günstiger. Das S-Band Radar ist zur Konvektionsbeobachtung wegen seiner geringeren Dämpfung trotzdem beliebt.

Besonders im Hochgebirge kann ein Radar nicht alle Niederschlagsgebiete der Umgebung beobachten, weil die Radarstrahlung durch Berge teilweise oder ganz abgeschattet wird. Doch auch die Mittelgebirge in der Umgebung des Karlsruher Niederschlagsradars sind hoch genug, um die Messung zu beeinflussen. Der Nordschwarzwald erreicht in etwa 50 km Entfernung vom Radarstandort 1000 m Höhe. Das bedeutet, daß dahinter in 100 km Entfernung bei durchschnittlicher Strahlausbreitung keine Radarstrahlung tiefer als 2150 m vordringen kann. Bei einer Keulenbreite des Radarstrahles von 1° ist der Strahldurchmesser in 100 km Entfernung 1.75 km. Die Hauptstrahlachse des tiefstmöglichen Strahles, der ein vollständiges unabgeschattetes Volumen beleuchtet, liegt also in 3 km Höhe. Dieses Beispiel zeigt, daß die Abschattung auch bei weniger hohen Bergen nicht zu unterschätzen ist. Besonders bei stratiformen Niederschlägen entgeht dem Radar

ein großer Teil an Information, wenn keine oder zu geringe Meßwerte unterhalb von 3 km vorliegen.

Dafür sieht ein Radar Vögel und Insekten, wenn sie sich im Meßvolumen befinden. Gemessen an starken konvektiven Zellen bringen es die Tierchen jedoch nur auf vergleichsweise geringe Reflektivitäten.

2.1.3. Das Karlsruher Niederschlagsradar

Zu den Untersuchungen dieser Arbeit wurden die Daten des Karlsruher Niederschlagsradars ausgewertet. In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten technischen Daten und Einstellungen des Radars genannt und die Orographie des Radarstandortes in Südwestdeutschland gezeigt werden. Außerdem beschäftigt sich dieser Abschnitt mit der zur weiteren Datenauswertung vorteilhaften Transformation der Meßwerte in ein neues Koordinatensystem. Zuletzt wird die graphische Darstellung der Radardaten in Form sog. MAXCAPPI's erläutert, eine Art der Abbildung, die in weiterer Folge dieser Arbeit Anwendung findet.

Technische Daten

Das Karlsruher Niederschlagsradar ist ein C-Band Doppler Radar mit einer Frequenz von 5.62 GHz (siehe Tab. 2.2). Als Pulsdauer können 0.85 und 2 μ s gewählt werden, wobei die Beobachtungen zu dieser Arbeit mit der kürzeren Pulsdauer durchgeführt wurden. Die kürzere Pulsdauer hat zur Folge, daß mit dem einzelnen Puls weniger Energie abgestrahlt wird. Dafür ist das Meßvolumen kleiner und die Pulse können in kürzerer Folge wiederholt werden. So fanden die Messungen mit einer Pulswiederholfrequenz von 864 und 1153 Hz statt. Das Dual-PRF-Verfahren mit diesen relativ hohen Pulswiederholfrequenzen erlaubt nach Gl. 2.14 eine eindeutige Geschwindigkeitsmessung bis zu ± 45.9 m/s. Die Reichweite $r_{max} = 0.5 cT$ richtet sich nach der kürzeren Pulswiederholdauer von 867 μ s und ist theoretisch 130 km. Verwendet wurden die Daten bis zu 120 km Entfernung. Nach Angaben des Herstellers läßt die Empfindlichkeit des Empfängers Messungen von minimal -31.5 dBZ zu, ein Wert, der theoretisch bei Radarzielen in unmittelbarer Nachbarschaft des Radars registrierbar ist. In den Radardaten konvektiver Ereignisse sind die kleinsten gemessenen Reflektivitäten mit Werten um 0 dBZ trotzdem wesentlich höher. Schuld daran ist die Tatsache, daß die Empfangsleistung bei gleichem Echo mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt (siehe Gl. 2.5).

Typ:	C-Band Doppler Radar METEOR 360 AC
Hersteller:	Gematronik GmbH, Neuss
Standort:	8.4369° ö. L.; 49.0925° n. Br.; 148 m ü. NN
Frequenz:	5.62 GHz ($\lambda = 5.33$ cm)
Pulsleistung:	250 kW
Pulsdauer τ :	0.833 bzw. 2.0 μ s
Pulswiederholdauer T:	867 und 1157 μ s
Pulswiederholffrequenz:	1153 und 864 Hz
Reichweite:	120 km (Volumenscan)
Meßbereich:	-31.5 bis +95 dBZ (Reflektivität) -45.9 bis +45.9 m/s (Radialgeschwindigkeit)
Keulenbreite bei -3 dB:	0.98° (Hauptkeule)
Auflösung:	1° (azimutal); 500 m (radial)
14 Elevationen in Grad:	0.4, 1.1, 2.0, 3.0, 4.5, 6.0, 7.5, 9.0, 11.0, 13.0 16.0, 20.0, 24.0, 30.0
Scandauer:	etwa 5 Minuten bei 14 Elevationen

Table 2.2.: Technische Daten des Karlsruher Niederschlagsradars. Die Angaben für die verstellbaren Größen (Pulswiederholffrequenz und Elevationen) beziehen sich auf den Radarbetrieb während der Messungen zu dieser Arbeit.

Die Radarhauptkeule hat einen Durchmesser von 0.98°, wenn man ihren Rand so definiert, daß die dortige Leistung nur noch halb so groß ist wie die in Hauptstrahlrichtung (-3 dB-Wert). In 10 km Entfernung ist der Durchmesser des Meßvolumens damit 171 m, in 50 km Entfernung sind es 855 m und in 100 km schon 1710 m. Mit der Länge des Radarstrahles $h = c\tau$ von 250 m ist das Meßvolumen $V = (h/2) \pi r^2$ in 100 km Entfernung etwa 0.3 km³ groß. Also sind die Radarbeobachtungen in solchen Entfernungen nicht mehr sonderlich hochauflösend.

Obwohl die Tiefe der Meßvolumina 125 m ist, werden die Reflektivitäten in Radialrichtung nur mit einer Auflösung von 500 m angegeben. Mit der entsprechenden räumlichen Mittelung kann man die Meßgenauigkeit der Reflektivitätswerte aus folgendem Grund erhöhen: Die Streuer sind innerhalb des Meßvolumens statistisch verteilt, wodurch auch die Phasen der zurückgestreuten Signale statistischen Charakter haben. Je nach Anordnung der Streuer können sich die Signale zu einem bestimmten Zeitpunkt gegenseitig

verstärken oder auslöschen. Zur Erzielung eines zuverlässigen Wertes der Reflektivität ist es nötig, über eine Reihe voneinander unabhängiger Messungen zu mitteln.

Das Karlsruher Niederschlagsradar ist ein scannendes Radar, wodurch die volumemäßig ausgedehnte Beobachtung von Niederschlagsgebieten überhaupt erst möglich ist. Die Scanstrategie kann vom Anwender festgelegt werden und bestand während dieser Untersuchungen in einem 14 Elevationen-Scan, bei dem die Antenne zuerst mit dem vertikalen Anstellwinkel von 0.4° eine komplette 360° Drehung beschreibt, ehe der Anstellwinkel vor jeder weiteren Umdrehung erhöht wird. Als Ergebnis liegen die Meßwerte auf Kugelmänteln in Kugelkoordinaten vor (Entfernung, Azimutwinkel und Elevationswinkel). Jeder Volumendatensatz enthält $240 \times 360 \times 14$ Meßvolumina.

Das Radargebiet

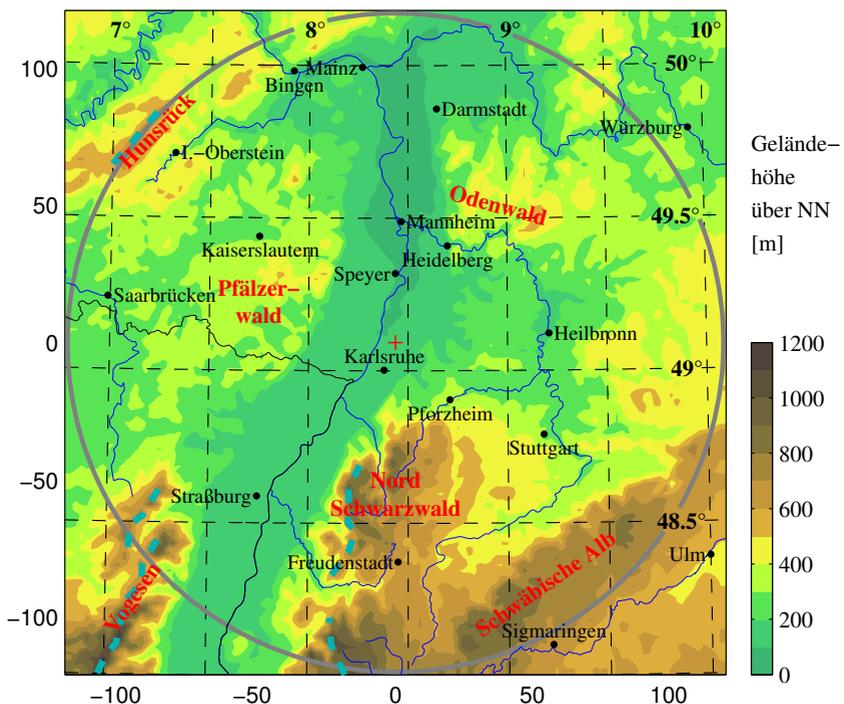


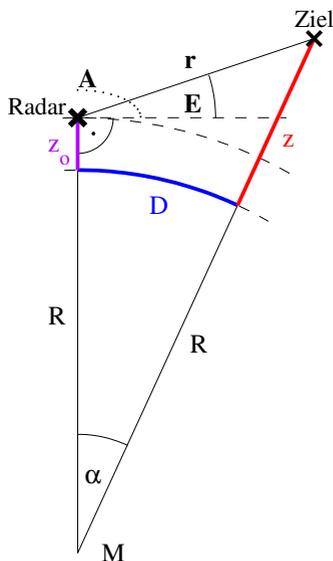
Abbildung 2.3.: Die Orographie des Radargebietes, Entfernungen in km relativ zum Radarstandort (rotes Kreuz), geographische Breite und Länge sowie 120 km Umkreis.

Abb. 2.3 zeigt die Orographie des Radargebietes. In weiterer Folge dieser Arbeit werden die Radarbilder mit einer vereinfachten Karte hinterlegt sein, welche sich auf Flüsse, Ortsnamen, die Landesgrenze und Markierungen der Hauptgebirgszüge (türkise, gestrichelte Linien über dem Schwarzwald, den Vogesen und dem Hunsrück) beschränkt. Das Radargebiet wird in seiner Mitte vom Oberrheingraben durchzogen. Daran grenzen im Nordteil etwa 500 m hohe Mittelgebirge an (Pfälzerwald und Odenwald), während die Gebirge in der Südhälfte Höhen über 1000 m erreichen (Vogesen und Schwarzwald). Ein Teil der Untersuchungen dieser Arbeit befaßt sich mit konvektiven Zellen über dem Nord-Schwarzwald, welcher während des VERTIKATOR-Forschungsprojektes Intensivmeßgebiet war. Außerdem wurden Zellen über dem Pfälzerwald, dem Odenwald und im Gebiet des Oberrheines zwischen Speyer und Mannheim ausgewertet. In den genannten Gebieten konnte einerseits gehäuft Konvektion beobachtet werden, andererseits stellt die Entfernung von etwa 20 bis 50 km zum Radar aus folgenden Gründen das Optimum dar: Je näher ein Gewitter dem Radarstandort kommt, desto besser kann es aufgelöst werden. Sobald die Entfernung aber kleiner als 20 km wird, können nur noch die unteren Teile der Wolke gescannt werden, da der steilste Anstellwinkel durch die 30° -Elevation gegeben ist. Jenseits von 50 km Entfernung werden die Meßvolumina zu groß, und die Radarstrahlen der größten Elevationswinkel haben die Troposphäre bereits verlassen. So befinden sich in 50 km Entfernung nur noch 10 Elevationen unterhalb von 14 km Höhe und in 100 km Entfernung sind es noch 7.

Die Transformation auf kartesische Koordinaten

Die Radarrohdaten liegen in Kugelkoordinaten vor (Entfernung, Azimut und Elevation). Zur weiteren Datenbearbeitung wird ein kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) eingeführt. Das neue Koordinatensystem ist eine sog. azimutal äquidistante Projektion und streng genommen ebenfalls ein krummliniges Koordinatensystem, da die x - und die y -Koordinatenlinie der Erdkrümmung folgen. Da die Erdkrümmung in der betrachteten Skala eine untergeordnete Rolle spielt, wird das neue Koordinatensystem in weiterer Folge als kartesisches Koordinatensystem bezeichnet. An dieser Stelle soll die Umrechnung der Kugelkoordinaten in das neue System dargelegt werden.

Abb. 2.4 zeigt eine Skizze zur Strahlgeometrie, aus der sich die Transformationsbeziehungen (für das Bogenmaß) ergeben. Die Höhenkoordinate z (Höhe über dem Meeresniveau) im kartesischen Koordinatensystem ergibt sich aus geometrischen Beziehungen.



Die Höhe des Radarstrahls über dem Meeresspiegel folgt aus dem Cosinussatz:

$$z = \sqrt{(R + z_0)^2 + r^2 + 2(R + z_0)r \sin(E)} - R$$

Unter Anwendung des Sinussatzes erhält man die Entfernung auf der Erde:

$$D = R \operatorname{asin} \left[\frac{r \cos(E)}{z + R} \right]$$

$$x = D \sin(A);$$

$$y = D \cos(A);$$

Abbildung 2.4.: Skizze zur Umrechnung der Kugelkoordinaten Entfernung, Azimut und Elevation (r , A , E) in die kartesischen Koordinaten (x , y , z).

Als Erdradius R wird der Ersatzwert von 8483 km verwendet ($4/3$ des realen Erdradius), und z_0 ist die Höhe des Radarstandortes über dem Meeresspiegel. Man beachte, daß letztere Strecke in Abb. 2.4 stark überhöht eingetragen wurde.

Die Entfernung auf der Erde D , wie sie in Abb. 2.4 eingezeichnet ist, resultiert aus der Beziehung $D = R \alpha$. Mit Hilfe der Entfernung D und dem gemessenen Azimutwinkel A können die Horizontalkoordinaten x und y berechnet werden.

Der erste Schritt zur Einführung des neuen Koordinatensystems besteht in der Vorgabe eines regelmäßigen Gitters in kartesischen Koordinaten mit der Gitterweite von beispielsweise 500 oder 250 m. Diese Koordinaten werden in die Kugelkoordinaten des Radarscans umgerechnet, damit die 8 benachbarten Meßvolumina zu jedem Gitterpunkt festgestellt werden können (siehe Abb. 2.5). Die 8 Nachbarvolumina um einen beliebigen Punkt P entstammen vier verschiedenen Radarstrahlen und zwei verschiedenen radialen Abständen. Als nächstes werden die Kugelkoordinaten der Meßdaten in das kartesische System umgerechnet und der Abstand eines jeden Punktes P des regelmäßigen Gitters zu seinen 8 Nachbarn bestimmt. Der Reflektivitätswert an jedem kartesischen Gitterpunkt

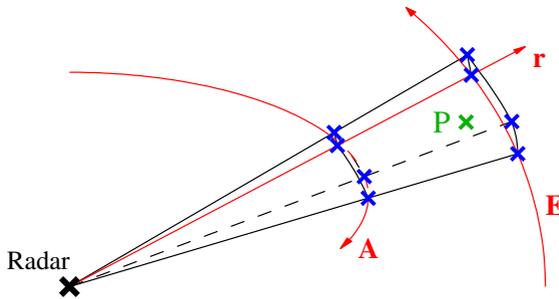


Abbildung 2.5.: Der Radarscan mit dem Abstand r , dem Azimutwinkel A und dem Elevationswinkel E . Die 8 benachbarten Radarvolumina um einen beliebigen Punkt P .

ist letztlich das mit dem Kehrwert der Entfernung gewichtete Mittel der Nachbarpunkte.

Dieses, von der Erdkrümmung abgesehen, kartesische Koordinatensystem mit seinen horizontalen Koordinatenlinien, welche Großkreise darstellen, entspricht eher der Ausbreitung der Radarstrahlen als die geographischen Koordinaten. Ein Radarstrahl, der mit dem Azimutwinkel von 90° genau nach Osten ausgestrahlt wird, folgt beispielsweise nicht dem Breitenkreis, sondern einem Großkreis. Breitenkreise haben ihren Mittelpunkt auf der Erdachse in der Höhe, die sich ergibt, wenn man eine Kugelkappe entlang des Breitenkreises abschneidet. Der Mittelpunkt eines Großkreises ist hingegen der Erdmittelpunkt. Folgender Zusammenhang besteht im Gradmaß zwischen den geographischen Koordinaten (L , B) und den kartesischen Koordinaten (x , y):

$$x = \frac{R_e \pi}{180^\circ} \operatorname{asin}[\cos(B) \tan(L - L_r)]$$

$$y = \frac{R_e \pi}{180^\circ} \left[90^\circ - B_r - \operatorname{atan} \frac{\cos(L - L_r)}{\tan(B)} \right]$$

R_e ist der Erdradius (6374 km). L_r und B_r sind die geographischen Koordinaten des Radarstandortes.

MAXCAPPIs

Grundsätzlich erhält man mit einem scannenden Radar dreidimensionale Daten. Nach der im letzten Abschnitt beschriebenen Dateninterpolation liegen die Meßwerte in einem beinahe geradlinigen Koordinatensystem vor. Unter Vernachlässigung der Erdkrümmung

hat man einen Datenkubus auf kartesischer Basis, dessen Daten man in einer zweidimensionalen Übersicht darstellen möchte. Eine Möglichkeit ist, die Daten in einer Ebene $z = \textit{konstant}$ abzubilden. Dieses sog. CAPPI (constant altitude plan position indicator) hat den Nachteil, daß man intensive Niederschlagsgebiete nicht erfaßt, wenn sie sich nicht in der gewählten Höhe befinden. Deshalb berücksichtigt man alle Ebenen $z = \textit{konstant}$, indem man auf einer Grundfläche den Z-Wert der Höhenschicht darstellt, der das Maximum aller über dem entsprechenden Ort befindlichen Reflektivitäten darstellt. Diese senkrechte Projektion der maximalen Reflektivitäten stellt den MAXCAPPI-Grundriß dar. Um die Höheninformation, welche im Grundriß nicht enthalten ist, ebenfalls zu veranschaulichen, werden die Daten außerdem parallel zur y-Achse auf eine x-z-Ebene projiziert. Damit erhält man die maximalen Reflektivitäten beim Blick durch den Datenkubus von Süden nach Norden, den MAXCAPPI-Aufriß. Der rechte Teil einer MAXCAPPI-Darstellung ist der Seitenriß, eine Projektion parallel zur x-Achse auf eine y-z-Ebene. Ihm entspricht der Blick von Westen nach Osten. Die meisten in dieser Arbeit gezeigten Radarbilder sind MAXCAPPIs, so z.B. Abb. 3.2.

2.2. Mesoskalige Organisationsformen der Konvektion

Zu den Grundlagen einer Arbeit, welche sich mit hochreichender Konvektion befaßt, gehört die Beschreibung des Phänomens an sich. Dabei stellt sich die Frage, was Konvektion ist und wann sie hochreichend ist. Außerdem ist interessant zu klären, unter welchen Bedingungen es überhaupt zu Konvektion kommen kann und welche Ausmaße sie annimmt, wenn sie einmal ausgelöst worden ist.

Von Konvektion redet man in der Meteorologie im Zusammenhang mit vertikalem Luftmassenaustausch. Einzelne Warmluftpakete steigen auf, während gleichzeitig kältere Luft in der Umgebung absinkt. Hochreichende Konvektion erfaßt im Gegensatz zur Konvektion innerhalb der Grenzschicht die gesamte Troposphäre und führt in den meisten Fällen zu Schauern oder Gewittern.

Zwingende Voraussetzung zur Ausbildung von hochreichender Konvektion ist eine labile Luftschichtung. An den meisten Gewittertagen liegt die Temperaturabnahme in der Atmosphäre zwischen dem trockenadiabatischen und dem feuchtadiabatischen Temperaturgradienten. Die Schichtung der Atmosphäre ist damit stabil, solange keine Kondensation einsetzt. Anders sieht es aus, wenn einzelne Luftpakete passiv durch eine Gebirgsanströmung bis zum Hebungskondensationsniveau LCL (lifting condensation level) geho-

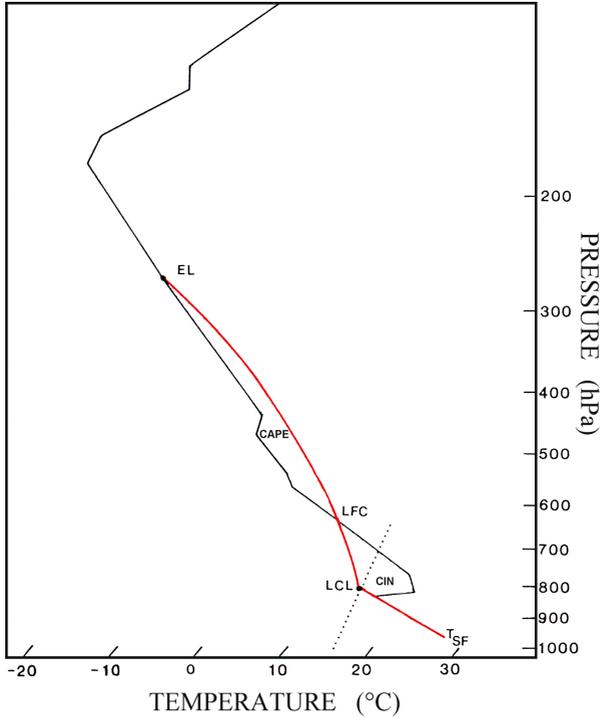


Abbildung 2.6.: Idealisierte Illustration der im Zusammenhang mit hochreichender Konvektion gebräuchlichen Höhengiveaus LCL, LFC und EL sowie der CAPE und der CIN (nach Bluestein, 1993). Vertikales Temperaturprofil der Umgebung (schwarze Linie) und Temperatur eines aufsteigenden Luftpaketes (rote Linie). Für Details siehe Text.

ben werden oder aktiv durch tageszeitlich bedingte Aufheizung und Durchmischung bis dorthin aufsteigen. Dann entspricht die Abkühlungsrate der aufsteigenden Luft nur noch dem feuchtadiabatischen Gradienten (siehe rote Linie in Abb. 2.6) und ist somit geringer als die Temperaturabnahme der Umgebungsluft (schwarze Linie in Abb. 2.6). Bei ausreichender Hebung können die Luftpaketes das Niveau der freien Konvektion LFC (level of free convection) erreichen, also den Punkt, an dem sie erstmals wärmer als die Umgebung sind. Dann steigt die Luft ungehindert bis zum Gleichgewichtsniveau EL (equilibrium level) weiter, ehe sie wieder kälter als die Umgebungsluft wird. Letzteres Niveau befindet sich bei hochreichender Konvektion meist im Tropopausenniveau. Erst bei ausreichender

Hebung entfaltet die Luftmasse ihre Labilität, weshalb man von 'konditioneller' Instabilität redet.

Eine weitere Form der Labilität ist die 'potentielle' Instabilität, welche erst bei Hebung der gesamten Luftmasse zum Tragen kommt. Sie ist gekennzeichnet durch eine Abnahme der äquivalentpotentiellen Temperatur mit der Höhe. In der Realität ergibt sich diese Abnahme oft dadurch, daß über einer feuchten Grenzschicht relativ trockene Luft lagert. Die Grenze bildet eine Inversion, welche jegliche Konvektion verhindert. Die Situation ändert sich, wenn die gesamte Luftmasse gehoben wird. In der feuchten Grundschicht setzt zuerst Kondensation ein, so daß sich diese nur noch feuchtadiabatisch abkühlt, während sich die Luft oberhalb weiterhin trockenadiabatisch mit $0.98 \text{ K pro } 100 \text{ m}$ Vertikaldistanz abkühlt. Als Folge dieser unterschiedlichen Abkühlungsraten wird die Schichtung rasch labilisiert.

Die Vertikalprofile von Temperatur und Luftfeuchte entscheiden darüber, ob sich überhaupt Gewitter ausbilden können. Selbst bei hinreichender Instabilität bedarf es irgendeines Hebungsvorganges, um die Konvektion auszulösen, wobei man je nach Auslösemechanismus zwischen Wärmegewittern (aktive thermische Hebung), Frontgewittern (passive Hebung an Frontflächen) und orographischen Gewittern (Hebung bei der Gebirgsanströmung oder im Zusammenhang mit konvergenter Strömung hinter einem Hindernis) unterscheidet. Bereits Klemp und Wilhelmson (1978a,b) konnten durch dreidimensionale Simulationen zeigen, daß die Umgebungsbedingungen und da besonders das vertikale Windprofil auch dafür verantwortlich sind, welches Ausmaß die Gewitter annehmen. Wie jeder weiß, können Gewitter in ihrer Erscheinungsform sehr unterschiedlich ausfallen. Sie können kurz und sogar ohne begleitenden Niederschlag auftreten, aber auch als Unwetter mit Hagel, Sturm, Überschwemmungen und Tornados. Diese Begleiterscheinungen hängen von der Zelldynamik der einzelnen Zelle ab und davon, ob sich die Gewitterzellen durch Auslösung neuer Zellen im Umfeld von bestehenden Zellen zu Gewittersystemen organisieren. In diesem Zusammenhang spricht man von verschiedenen mesoskaligen Organisationsformen der Konvektion.

Zwei über die Umgebungsbedingungen gegebene Größen helfen bei der Abschätzung der zu erwartenden Organisationsform. Gemeint ist die Energie, welche der Konvektion zur Verfügung steht, die sogenannte 'convective available potential energy' CAPE, und die vertikale Windscherung.

Die CAPE ist der Fläche proportional, die in einem thermodynamischen Diagramm zwischen dem LFC und dem EL von der Temperaturkurve der aufsteigenden Luft und

der Temperatur der Umgebung eingeschlossen wird (siehe Abb. 2.6). Sie ist definiert als das Integral

$$CAPE = \int_{LFC}^{EL} g \frac{T(z) - T'(z)}{T'(z)} dz . \quad (2.15)$$

Die Temperatur T bezieht sich auf das aufsteigende Luftpaket, während T' die Umgebung kennzeichnet. Um die Luftfeuchtigkeit zu berücksichtigen, werden üblicherweise virtuelle Temperaturen verwendet. Der Integrand in Gl. 2.15 entspricht der Vertikalbeschleunigung bzw. der Hebungskraft, welche auf gegenüber der Umgebung höher temperierte Luftpakete einwirkt. Über die Höhe integriert erhält man die der Konvektion zur Verfügung stehende Energie mit typischen Werten um 2000 J/kg an Tagen heftiger Gewitterentwicklung. Das Integral über die Höhenschichten unterhalb des LFC, wo die Umgebung wärmer als ein aufsteigendes Luftpaket ist, gibt die zum Erreichen des Niveaus der freien Konvektion benötigte Energie CIN (convective inhibition) an. Der tatsächliche Wert der CAPE beeinflusst die Stärke der Konvektion, nicht jedoch ob überhaupt Konvektion ausgelöst wird. Selbst bei hohen Werten der CAPE entwickeln sich keine Gewitter, wenn die benötigte Energie zum Erreichen des Niveaus der freien Konvektion CIN so groß ist, um von der erzwungenen Hebung aufgebracht zu werden.

Neben der CAPE hat die vertikale Windscherung einen entscheidenden Einfluß auf die Zellentwicklung. Zu ihrer Beschreibung eignet sich die 'convective bulk Richardson number' Ri . Sie ist eine dimensionslose Größe für die Stabilität eines dynamischen Systems und definiert als Quotient der Auftriebsenergie und der kinetischen Energie, welche durch die vertikale Windscherung produziert wird.

$$Ri = \frac{CAPE}{\frac{1}{2} (\Delta_z U)^2}$$

$\Delta_z U$ stellt die Differenz der Horizontalwindgeschwindigkeit zwischen einem bodennahen Niveau (500 m) und einem mittleren Niveau (6 km) dar (Bluestein, 1993). Hohe Richardsonzahlen ergeben sich bei einer im Vergleich zur Auftriebsenergie geringen Scherung, während geringe Werte von Ri mit hoher Scherung verbunden sind.

Wie Beobachtungen und numerische Simulationen zeigten, ist es sinnvoll, Gewitter in drei Grundformen (Einzelzellen, Multizellen und Superzellen) zu unterteilen (Foote, 1985; Dudhia, 1997). Weisman und Klemp (1986) konnten die Umgebungsbedingungen, unter denen die verschiedenen Grundformen zu erwarten sind, mit Hilfe der Richard-

sonzahl deutlich voneinander abgrenzen. Außerdem organisieren sich Gewitterzellen zu mesoskaligen konvektiven Systemen und 'Squall-lines' (Gewitterlinien). Im Folgenden werden die unterschiedlichen Gewittertypen beschrieben. Leser, denen diese Ausführungen nicht detailliert genug sind, seien an die Lehrbücher von Cotton und Anthes (1989), Bluestein (1993) und Houze (1993) verwiesen.

2.2.1. Einzelzellen

Bei schwacher oder nicht vorhandener vertikaler Windscherung und nur mäßiger Labilität bilden sich bevorzugt Einzelzellen ($Ri > 50$). Ihre horizontale Ausdehnung liegt bei 10 km oder weniger und ihr kompletter Lebenszyklus spielt sich in der relativ kurzen Zeit von etwa einer Stunde ab. Dabei lassen sich 3 Entwicklungsphasen (Jugend-, Reife- und Altersstadium) unterscheiden (Byers und Braham, 1949).

Im Jugendstadium, welches ungefähr einer Viertelstunde dauert, stellt die Zelle einen rasch wachsenden Kumulus dar (Abb.2.7 oben). Innerhalb der Wolke herrschen ausschließlich Aufwinde, die von unten nach oben und von den Zellrändern zur Mitte hin zunehmen. Zu dieser Zeit ist die Bildung von Niederschlagspartikeln noch gering.

Anders sieht es in der Reifephase aus (Abb.2.7 unten links), wenn sich aus unterkühlten Wolkentröpfchen große, zunächst eisförmige Hydrometeore entwickeln. Die Niederschlagsbildung über die Eisphase ist nach der Bergeron-Findeisen-Theorie Voraussetzung für die Entwicklung von großtropfigem Regen in den mittleren Breiten. Im Gegensatz zu den Tropen reicht das Feuchteangebot der Atmosphäre meistens nicht aus, um alleine durch Kondensation und Koaleszenz große Regentropfen zu erzeugen. Statt dessen bilden sich große Niederschlagspartikel aus, sobald sich sowohl unterkühlte Tröpfchen, als auch Eispartikel in der Wolke befinden. Bei gleicher Oberflächengestalt ist der Sättigungsdampfdruck über Eis niedriger als über Wasser, so daß die Eiskristalle auf Kosten der Tröpfchen rasch anwachsen. Einige weitere der beteiligten wolkenmikrophysikalischen Prozesse werden in Abschnitt 3.1 näher erklärt, wenn parallel dazu die entsprechenden in KAMM2 verwendeten Parametrisierungen genannt werden. Letzten Endes wachsen die Hydrometeore zu Niederschlagsteilchen wie Graupel oder sogar Hagel an und erreichen irgendwann Fallgeschwindigkeiten, welche die Aufwindgeschwindigkeit innerhalb der Wolke übertreffen. Sie beginnen herab zu fallen, wobei sich innerhalb des Niederschlagsgebietes, verstärkt durch thermischen Abtrieb aufgrund von Verdunstungs- und Schmelzvorgängen, Abwinde ausbilden. Zusammen mit starkem Niederschlag erreicht

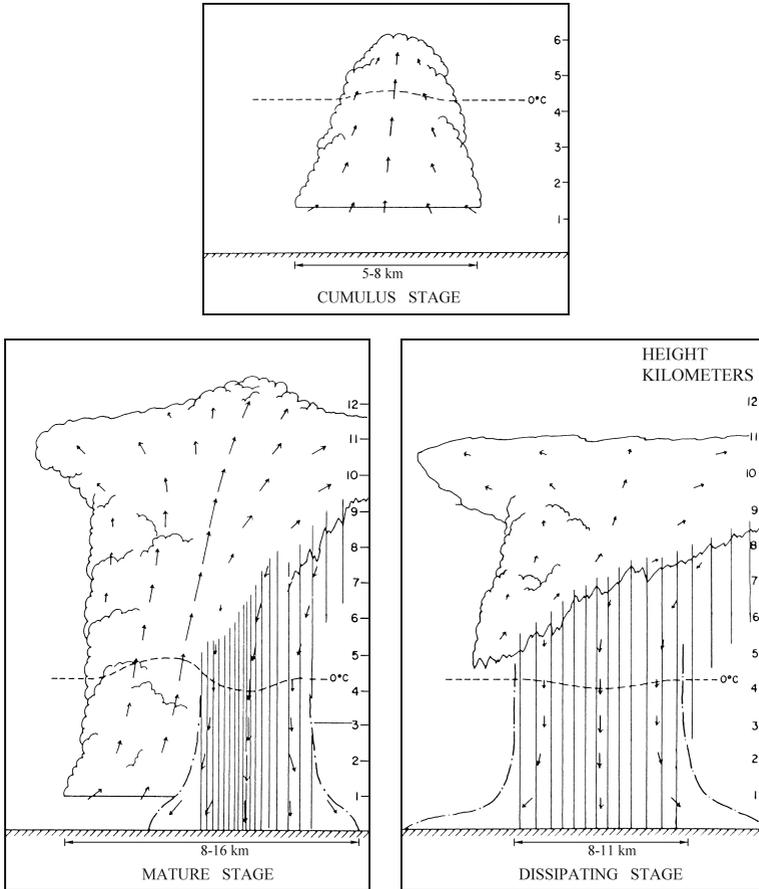


Abbildung 2.7.: Das Byers-Braham-Modell der drei Entwicklungsstadien einer Gewitterzelle (nach Doswell, 1985). Kumulus-Stadium (oben), Reife-Stadium (unten links) und Zerfalls-Stadium (unten rechts). Die Pfeile deuten die Zirkulation innerhalb der Wolke an.

die Gewitterkaltluft den Boden und breitet sich dort als Böenfront zu den Seiten hin aus. Wenn die Luftschicht, in die der Niederschlag fällt, relativ trocken und dick ist, kann die Verdunstungskühlung besonders stark wirken, was Anlaß zu sehr starken Abwinden und damit heftigen Gewitterböen gibt (Dudhia, 1996). Die Dauer des Reifestadiums einer Einzelzelle beträgt etwa 15-30 Minuten (Browning, 1977).

Im Altersstadium ist jeder Aufwind erloschen und der noch in der Zelle enthaltene Niederschlag fällt aus (Abb.2.7 unten rechts). Dieser Prozeß dauert noch einmal etwa 30 Minuten (Baatz, 1978).

2.2.2. Multizellen

Multizellen entstehen bei Richardsonzahlen zwischen 35 und 50, also in einer Umgebung starker vertikaler Scherung des Horizontalwindes. Unter diesen Umgebungsbedingungen kann die Böenfront einer gewöhnlichen Einzelzelle weitere Konvektion auslösen, so daß sich Gewittersysteme ausbilden können, deren Zellen gleichzeitig oder in rascher zeitlicher Abfolge aktiv sind. Im Folgenden soll erläutert werden, weshalb sich Multizellen nur im Zusammenhang mit starker vertikaler Windscherung entwickeln können:

Vertikale Windscherung in der mittleren Troposphäre fördert die Ausbildung von Multizellen, weil sich der einsetzende Abwind der Primärzelle nicht direkt über ihrem Aufwind ausbildet, so daß die Lebensdauer der Zelle erhöht ist. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Zeit zum In-Gang-Setzen des Entstehungsprozesses von Tochterzellen durch Hebung feuchtwarmer Luftmassen an der Böenfront ausreicht (Bissolli, 1995). Dieser Prozeß selbst ist an die vertikale Windscherung in den unteren 2 km gebunden (Bluestein, 1993). Im allgemeinen breitet sich die aus einem Gewitter ausfließende Kaltluft in Bodennähe pfannkuchenartig nach den Seiten hin aus. Dort, wo sich die Grenze der Kaltluft, die Böenfront, unter die vorgelagerte Warmluft schiebt, wird diese angehoben. An Tagen ohne vertikale Scherung des horizontalen Windes wird jedes Luftpaket der Warmluft einmal kurz angehoben, wenn die Böenfront eintrifft. Diese Hebung wirkt in der Regel zu kurz, um die Warmluft bis zum LFC zu heben. Länger andauernde Hebung ein und derselben Luftmasse an der Böenfront ist nur möglich, wenn sich die Windgeschwindigkeit innerhalb der Warmluft mit der Höhe ändert. Am Boden muß eine negative Relativgeschwindigkeit zwischen der Böenfront und der Umgebungsluft existieren, also eine Konvergenz, welche die Hebung veranlaßt. Oberhalb der Böenfront muß die Umgebungsluft jedoch mit ähnlicher Geschwindigkeit wie die Front selbst strömen, damit die angehobene Luft über ihr verweilt und weiter gehoben werden kann. Die Windgeschwindigkeit der Umgebungsluft muß also scherungsbehaftet sein, damit länger andauernde Hebung die Chance erhöht, daß das LFC erreicht wird. Die bodennahe Windscherung kann allerdings auch so stark sein, daß die Hebung von ein und derselben Luftmasse ebenfalls zu kurz erfolgt. Auf die beschriebene Art können absterbende Zellen bei be-

stimmten Windverhältnissen immer wieder die Entwicklung von Tochterzellen anregen. Diese Systeme erhalten sich also durch stete Neubildung von Zellen an ihrer vorderen Flanke am Leben und können so für mehrere Stunden aktiv sein (Bluestein, 1993).

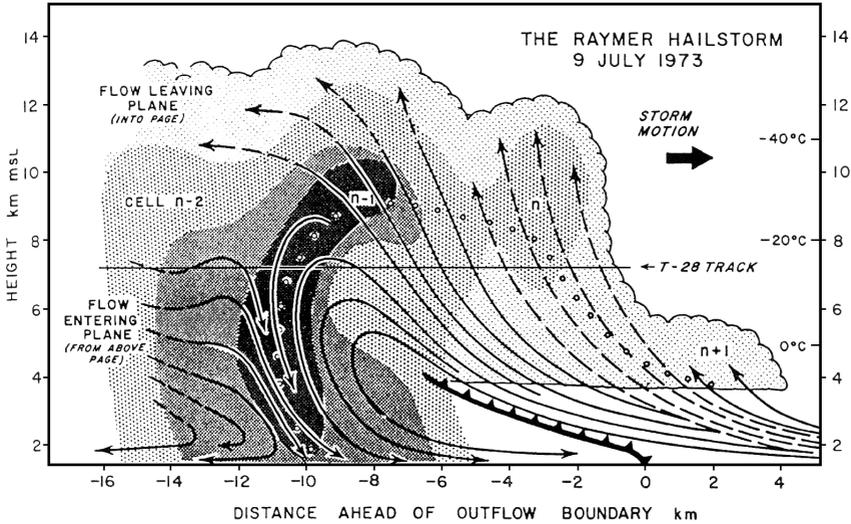


Abbildung 2.8.: Vertikaler Querschnitt durch eine Multizelle nach Browning et al. (1976). Wolkengebiet (helles Grau), Radarreflektivitäten über 30, 45 und 50 dBZ (die drei dunkleren grauen Schraffuren), Zirkulation unterhalb und innerhalb des Systems (Pfeile) und Position der Böenfront (Kaltfrontsymbol).

Abb. 2.8 zeigt ein konzeptionelles Modell eines Multizellensystems. Die dargestellte Information entstammt einer Reihe verschiedener Messungen. Mit Radardaten wurden Reflektivitäten und das Windfeld im Innern der Zellen (über die Dual Doppler-Methode) bestimmt, während das Windfeld in der Umgebung und in den Randbereichen der Zelle, wo ein Radar nichts sieht, mit Radiosonden vermessen wurde. Zur Unterstützung der Windmessungen kamen 4 Flugzeuge an der Böenfront und im Aufwindgebiet zum Einsatz. Ein fünftes Flugzeug, die T-28, flog durch das System hindurch und maß Vertikalgeschwindigkeiten sowie Wassergehalte innerhalb der Zellen. Der Wolkenrand schließlich wurde über Fotos definiert, welche von Bord der Flugzeuge aus gemacht wurden.

Die Abbildung stellt einen Vertikalschnitt durch das Multizellensystem dar und beinhaltet 4 Zellen verschiedenen Entwicklungsstadiums (n-2 bis n+1). Durch die Pfeile wer-

den Stromlinien relativ zum sich bewegenden System angezeigt. Links befindet sich die älteste, im Altersstadium befindliche Zelle n-2. Zugleich durchläuft Zelle n-1 gerade die Reifephase mit intensivem Niederschlag und Abwinden, während sich in ihrem oberen Teil noch ein Aufwindgebiet gehalten hat. Oberhalb der Böenfront von Zelle n-1 entwickelt sich deren Tochterzelle n und ganz rechts ist eine weitere Zelle n+1 bereits als Cumuluswolke angelegt. Die dargestellte Struktur kann über einige Generationen von Tochterzellen erhalten bleiben, wobei sie sich relativ zum Erdboden mit der Böenfront nach rechts verlagert. Dabei ziehen die einzelnen Zellen eines Multizellengewitters normalerweise mit dem Wind im Steuerungsniveau, welches sich nach Hagen et al. (1998) im 700 hPa-Niveau in etwa 3000 m Höhe befindet. Trotzdem kann sich das gesamte System in von der Umgebungswindrichtung abweichende Richtungen verlagern, wenn das Tochterzellwachstum bevorzugt an einer Flanke des Systems stattfindet. Obwohl die größten und schadenträchtigen Hagelgewitter Superzellen sind, scheinen die meisten Hagelgewitter über Nordamerika Multizellen zu sein (Browning et al., 1976).

In Kapitel 7 wird die in Abb. 2.8 gezeigte Zirkulation neben anderen konzeptionellen Modellen die Grundlage sein, um das Windfeld einer kräftigen Hagelzelle aus den Radialwinddaten des Karlsruher Niederschlagsradars zu konstruieren.

2.2.3. Superzellen

Superzellen können sich nur bei sehr speziellen Umgebungsbedingungen entwickeln, gekennzeichnet durch Richardsonzahlen zwischen 15 und 35 (Weisman und Klemp, 1986). Sowohl die vertikale Windscherung als auch die Labilität müssen groß sein. Außerdem muß eine relativ zu den Bedingungen für Multizellenentstehung starke Winddrehung mit der Höhe vorliegen, damit sich Gewitterzellen mit einer komplexen, über mehrere Stunden quasistationären Zirkulation ausbilden können. Die konzeptionellen Vorstellungen der Struktur einer Superzelle entstammen zahlreichen Beobachtungen und Modellsimulationen (siehe z.B. Browning, 1964; Rotunno, 1981; Rotunno und Klemp, 1985). Entscheidend für die lange Lebensdauer einer Superzelle ist ihre Rotation. Sie ist zunächst als Rotation um eine horizontale Achse im Windprofil der Umgebung enthalten. Während der Entstehung der Primärzelle wird diese Rotation an den Flanken des Systems in Rotation um vertikale Achsen gekippt, so daß sich ein Vorticitydipol ausbildet. Im Zusammenhang mit der Rotation kommt es zu dynamischen Drucksenkungen, welche proportional zum Quadrat der relativen Vorticity sind (siehe z.B. Klemp, 1987). Die größte

Druckerniedrigung befindet sich meist in der mittleren Troposphäre, wo die Rotation am stärksten ausgeprägt ist. Darunter wird der Aufwind an den Flanken der Primärzelle neu angefacht. Es kann zu einer Teilung der Zelle kommen, sobald sich in ihrem Zentrum Abwinde durchsetzen. Dadurch entstehen bei geringer Winddrehung mit der Höhe zwei ähnlich stark ausgeprägte, symmetrische Zellen mit entgegengesetztem Drehsinn. Bei rechtsgerichteter Winddrehung werden die Aufwinde im Bereich des zyklonalen Wirbels an der Flanke der Primärzelle zusätzlich dadurch gestützt, daß sie sich auf der dem Bodenwind zugewandten Seite des Systems befinden. Gleichzeitig werden die Aufwinde im antizyklonalen Wirbel auf der dem Wind abgewandten Seite vermindert. In diesem Fall kann sich die Flanke der Zelle mit der zyklonalen Rotation bevorzugt entwickeln, so daß sich nach Teilung der Primärzelle eine langlebige zyklonal rotierende Superzelle bildet, während der andere Splitpartner wesentlich kurzlebiger ist. (Bluestein, 1993). An Tagen linksgerichteter Winddrehung bilden sich im Gegensatz dazu bevorzugt antizyklonal rotierende Superzellen. Da die Winddrehung an Tagen mit Superzellentwicklungen in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel wegen bodennaher Warmluftadvektion meist rechtsgerichtet ist, überwiegen die zyklonal rotierenden Superzellen. Sie können eine über viele Stunden quasistationäre Zirkulation besitzen. Einerseits stützt die Vorticity den Aufwind, andererseits generiert der Aufwind neue Vorticity, indem er die Rotation des Grundstroms dreht.

Richardsonzahlen unter 30 sind auch bei geringer CAPE möglich. Dann können sich zwar ebenfalls langlebige Zellen bilden, aber ohne die typischen Superzeleigenschaften. Der Aufwind ist zu schwach zur Drehung der horizontalen Rotation, so daß die Vorticity der Zelle gering bleibt (Bluestein, 1993). Beachtenswert ist, daß eine Superzelle ähnliche Ausmaße wie ein Multizellensystem erreichen kann, obwohl es sich nur um eine einzige Zelle handelt. Die heftigsten Wettererscheinungen der Gewitter treten in Verbindung mit Superzellen auf. Sie produzieren aufgrund sehr starker Aufwinde viel Niederschlag bis hin zu großem Hagel, erzeugen hohe Blitzraten und im Extremfall sogar Tornados.

Abb. 2.9 zeigt das konzeptionelle Modell einer Superzelle. Wie schon in Abb. 2.8 stammt die Information über das Windfeld aus Radardaten und den Messungen von 4 Flugzeugen, welche im Randbereich der Superzelle und unterhalb der Wolkenbasis im rechten Teil des Systems geflogen sind. Die Stromlinien relativ zur sich bewegenden Zelle zeigen das Einströmgebiet auf der Vorderseite (rechts), das Hauptaufwindgebiet und eine divergente Strömung im Amboßbereich. Eine Besonderheit von Gewitterzellen mit extremen Aufwinden ist der Bereich relativ geringer Reflektivität (weak echo vault), wie

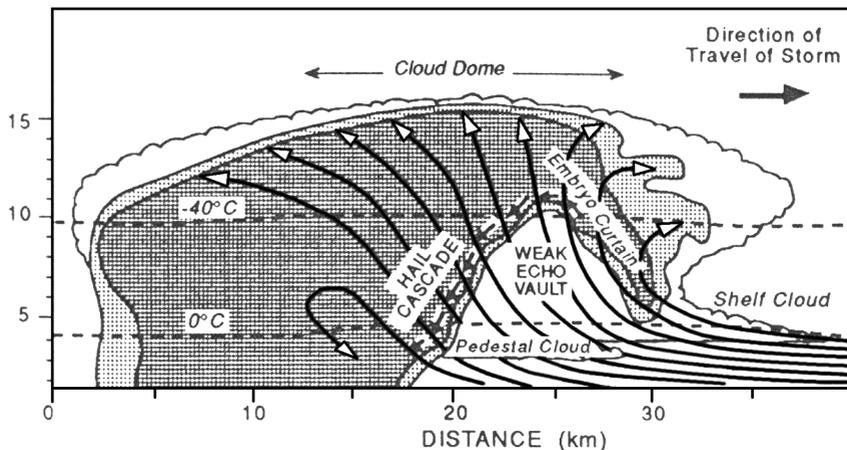


Abbildung 2.9.: Vertikaler Querschnitt durch eine Superzelle nach Browning und Foote (1976) mit Wolkenrand sowie 2 Intensitäten der Radarreflektivität (graue Schraffuren) und Zirkulation unterhalb und innerhalb des Systems (Pfeile). Weitere Details siehe Text.

er schon in frühen Arbeiten beschrieben wurde (Browning und Ludlam, 1962; Browning und Donaldson, 1963; Browning, 1964). Massive Hebung feuchter Warmluft aus der unteren Troposphäre sorgt im Aufwindgebiet für hohe Kondensationsraten. Trotzdem bleibt die Reflektivität gering, da sich zunächst viele kleine Hydrometeore bilden. Erst wenn die Luft bereits relativ große Höhen erreicht hat, ist genug Zeit zur Entwicklung großer Niederschlagspartikel verstrichen (Browning und Ludlam, 1962).

Hagel bildet sich bevorzugt oberhalb der Region schwachen Echos und erreicht den Erdboden auf ihrer Rückseite (hail cascade). Im Überhang (embryo curtain) auf der Vorderseite kann es passieren, daß der sich bildende Hagel mehrfach vom Hauptaufwind empor getragen wird (recirculation).

Während sich die einzelnen Zellen eines Multizellensystems mit dem Wind der Umgebung im Steuerungsniveau bewegen, zeigt die Verlagerungsrichtung einer Superzelle deutliche Abweichungen davon. Der Grund ist ihr kontinuierliches Zellwachstum an einer ihrer Flanken. Bei den zyklonal rotierenden Zellen findet das Wachstum bei Blick in Strömungsrichtung auf der rechten Flanke statt, so daß diese sich gegenüber dem Wind nach rechts verlagern (Klemp und Wilhelmson, 1978b). Superzellen entstehen oft innerhalb einer Stunde aus Einzel- oder Multizellen. Folglich bewegen sie sich in ihrer frühen

Lebensphase mit dem Umgebungswind, mit einer Abweichung nach rechts während der Superzellularphase und neuerlich mit dem Umgebungswind bei der Auflösung.

2.2.4. Squall-lines und mesoskalige konvektive Systeme

Gewitter können sich zu Systemen organisieren, deren Eigenschaften über die gewöhnlicher Multizellen hinausgehen. Sogenannte Squall-lines sind Gewitterlinien mit einer Lebensdauer von bis zu 12 Stunden, die mitunter auch Superzellen enthalten. Sie entstehen meistens im Vorfeld einer Kaltfront, die sich in den gemäßigten Breiten üblicherweise aus Westen annähert. Über Mitteleuropa wird in den unteren Luftschichten feuchtwarmer Mittelmeerluft herangeführt, während in der Höhe bereits Abkühlung einsetzt. So entstehen langgestreckte Hebungsbereiche, welche Anlaß zu einer linienförmigen Anordnung der entstehenden Gewitterzellen bieten. In den meisten Fällen entstehen die neuen Zellen einer Squall-line auf ihrer Vorderseite. Auf diese Art pflanzt sich die Gewittertätigkeit rascher nach Osten fort, als es die Zuggeschwindigkeit der einzelnen Zellen erwarten läßt. Westlich der aktiven Linie befinden sich mit zunehmendem Abstand immer ältere Zellen, welche typischerweise zu einem stratiformen Niederschlagsgebiet verschmelzen (Bluestein, 1993). Das Strömungsmuster einer Squall-line ähnelt dem der Multizelle von Abb. 2.8. Oberhalb der Böenfront, die bei Squall-lines mehrere 100 km lang sein kann, herrschen die starken Aufwinde der jungen Zellen. Innerhalb der älteren Zellen weiter westlich sinkt die Luft mit Westwinden aus mittleren Atmosphärenschichten bis in Bodennähe ab.

Der Durchgang einer Gewitterlinie ist an einem charakteristischen Druckverlauf zu erkennen. Vor Eintreffen der Böenlinie hat der Druck ein Minimum, um anschließend im Zusammenhang mit einem Mesohoch im Bereich der aktiven Zellen sprunghaft anzusteigen. Nach Durchgang des stratiformen Niederschlagsgebietes hat er ein neuerliches Minimum. Auch Kaltfrontdurchgänge können von dieser sogenannten 'Gewitternase' im Barogramm gekennzeichnet sein, sofern es an ihnen zu kräftiger Konvektion kommt.

Mesoskalige konvektive Systeme sind den Squall-lines in ihrer Dynamik ähnlich (Bluestein, 1993). Sie enthalten ebenfalls zwischen aktiven konvektiven Zellen eingebettete stratiforme Niederschlagsgebiete und sind relativ langlebig. Ihre Zellanordnung erscheint zufällig und verleiht den Systemen einen eher rundlichen Grundriß.

Die Klassifizierung eines Gewittersystems in die genannten Kategorien erfolgt an ihrer realen Zellverteilung, die sich mit einem Radar beobachten läßt. Mitunter redet man auch

von mesoskaligen konvektiven Komplexen, ein Ausdruck aus der Satellitenmeteorologie. Damit sind große, von oben gesehen einigermaßen rund erscheinende Ansammlungen von bis ins Cirrenniveau reichenden Wolken gemeint. Die meisten mesoskaligen konvektiven Systeme, aber auch einige Squall-lines sind mesoskalige konvektive Komplexe.

2.3. Untersuchung von Konvektion mit Radardaten

In diesem Abschnitt soll der Stand des Wissens bezüglich des Themas der Arbeit dargelegt werden. Das beinhaltet Information darüber, welche Beziehungen zwischen Radarreflektivitäten und Flüssigwassergehalten in der Literatur im Hinblick auf die Massenbestimmung in hochreichenden konvektiven Wolken zu finden sind und wie sie aufgestellt wurden. Außerdem werden die Möglichkeiten erläutert, anhand von Radardaten auf vertikale Massenflüsse in hochreichender Konvektion zu schließen.

2.3.1. Abschätzung der Masse in konvektiven Zellen

Um konvektive Vertikaltransporte von H_2O abschätzen zu können, muß als allererstes die Masse des Kondensates innerhalb der Konvektionszellen bekannt sein. Das bedeutet, daß die Radarreflektivitäten Z mit den Flüssigwasser/Eisgehalten W in Beziehung gebracht werden müssen. Es sei daran erinnert, daß im Zusammenhang mit Radardaten üblicherweise von der Reflektivität Z geredet wird, während eigentlich der effektive Reflektivitätsfaktor Z_e gemeint ist (siehe Abschnitt 2.1.1). Passend dazu wird in weiterer Folge von Z/W -Beziehungen die Rede sein.

Wie in Abschnitt 2.1.1 verdeutlicht wurde, ist die gemessene Radarreflektivität eines mit Hydrometeoren erfüllten Volumens nicht direkt proportional zur deren Gesamtmasse. Entscheidend ist das Größenspektrum der Partikel. Ein Luftvolumen mit wenigen großen Teilchen erzeugt wesentlich mehr Reflektivität als ein Volumen mit vielen kleinen Teilchen derselben Gesamtmasse. Ebenso verdeutlicht wurde in Abschnitt 2.1.1, daß eisförmige Hydrometeore gemessen an ihrer Masse vergleichsweise geringe Reflektivitäten verursachen. Die Radarreflektivität hängt also ganz wesentlich vom Größenspektrum und dem Aggregatzustand der Hydrometeore ab, was für die Suche nach geeigneten Z/W -Beziehungen von größter Bedeutsamkeit ist. Es ist demnach nicht möglich, eine Z/W -Beziehung für Radardaten allgemein anzugeben, ohne die Art des Niederschlages zu kennen, dessen Wassergehalt man bestimmen will.

Seit der Mitte des 20. Jahrhunderts wurden verstärkte Bemühungen betrieben, Radar-daten in Hinblick auf die Niederschlagsmessung zu interpretieren. Das Hauptanliegen war immer wieder, Radarreflektivitäten in Flüssigwassergehalte oder Niederschlagsraten R umzurechnen. Dabei wird ausgenutzt, daß die Größenspektren bei bestimmten Niederschlagsarten immer wieder ähnlich sind. Wenn es also gelingt, anhand von Messungen die Eigenschaften der Hydrometeore einer Niederschlagsart zu bestimmen und in einer Z/W -Beziehung auszudrücken, kann man damit anschließend Wassergehalte ähnlicher Ereignisse berechnen. Zur Aufstellung einer Z/W -Beziehung braucht man eine Vielzahl von Meßwerten, da das Größenspektrum selbst bei ein und derselben Niederschlagsart je nach Intensität des Ereignisses variiert, wobei größere Wassergehalte im Mittel auch an höhere Reflektivitäten gekoppelt sind. Als Ergebnis der Messungen müssen Wertepaare der Radarreflektivität Z und des Wassergehaltes W vorliegen, sei es durch direkte Messung der genannten Größen oder durch Messungen des Größenspektrums, über welches man Z und W ausrechnen kann. Wenn man einmal viele Z/W -Wertepaare für einen Niederschlagstypus gesammelt hat, kann man sie in ein Z/W -Diagramm eintragen und eine Z/W -Beziehung als beste Gerade durch die Punktwolke der Wertepaare definieren. Die Berechnung der Ausgleichsgeraden erfolgt in dieser Arbeit, wie auch meistens in der Literatur, mit der Methode der kleinsten Quadrate, indem die Reflektivitätswerte als Ordinate gegen die dazugehörigen Wassergehalte als Abszisse aufgetragen werden.

Als Grundlage zur Aufstellung vieler Z/W -Beziehungen müssen umfangreiche flugzeuggestützte Messungen durchgeführt werden, da der entsprechende Niederschlagstyp im Bodenniveau nicht zu beobachten ist. Aufgrund des damit verbundenen Aufwandes wird verständlich, daß in der Literatur nur relativ wenige Z/W -Beziehungen dokumentiert worden sind. Im Gegensatz dazu ist die Aufstellungen von Z/R -Beziehungen einfacher, da man sich dafür interessiert, wieviel Masse den Erdboden erreicht. Die Daten für Z/R -Beziehungen werden daher mit bodengestützten Messungen gesammelt, ein Grund dafür, warum in der Literatur zahlreiche Z/R -Beziehungen für die verschiedensten Niederschlagsarten zu finden sind. So sind in Battan (1973) annähernd 100 Z/R -Beziehungen, aber nicht einmal 10 Z/W -Beziehungen verzeichnet.

Die wichtigsten Z/W -Beziehungen aus der Literatur sind in Tab. 2.3 aufgelistet. Sie wurden wie in der Literatur üblich in der Form $Z = a W^b$ dargestellt. Zur Umrechnung von Reflektivitäten in Wassergehalte wird jedoch logischerweise die Form $W = c Z^d$ verwendet. Nun soll erläutert werden, mit welchen Methoden die Z/W -Wertepaare zur Festlegung der gezeigten Z/W -Beziehungen bestimmt wurden.

	Hydrometeore	Referenzen
$Z = 4.80 \times 10^{-2} W^{2.00}$	Wolkentropfen	Atlas (1954)
$Z = 3.91 \times 10^2 W^{1.46}$	Cu congestus	Brown und Braham (1963)
$Z = 5.47 \times 10^3 W^{1.46}$	Cu congestus	Brown und Braham (1963)
$Z = 2.04 \times 10^4 W^{1.75}$	Regen	Marshall und Palmer (1948)
$Z = 2.39 \times 10^4 W^{1.82}$	Regen	Douglas (1964)
$Z = 2.09 \times 10^4 W^{1.75}$	Regen	Hagen und Yuter (2003)
$Z = 3.47 \times 10^4 W^{1.73}$	Regen	Gl. 3.4
$Z = 8.00 \times 10^5 W^{0.98}$	Hagel (naß)	Douglas (1964)
$Z = 2.60 \times 10^5 W^{1.03}$	Hagel (trocken)	Douglas (1964)
$Z = 1.63 \times 10^4 W^{1.40}$	Graupel	Kajikawa und Kiba (1978)
$Z = 8.32 \times 10^3 W^{2.22}$	Schnee	Gunn und Marshall (1958)
$Z = 1.26 \times 10^4 W^{2.57}$	Schnee	Sekhon und Srivastava (1970)
$Z = 1.48 \times 10^4 W^{1.65}$	Schnee	Herzogh und Hobbs (1980)
$Z = 1.18 \times 10^3 W^{1.30}$	Schnee	Plank et al. (1980)
$Z = 2.99 \times 10^2 W^{1.48}$	Gewitterramben	Heymsfield und Palmer (1986)
$Z = 9.15 \times 10^2 W^{1.51}$	Hurrikan	Black (1990)
$Z = 1.04 \times 10^1 W^{1.44}$	Cirrus	Sassen (1987)
$Z = 3.72 \times 10^2 W^{1.61}$	gemischt	Gl. 3.3

Tabelle 2.3.: Z/W -Beziehungen nach verschiedenen Autoren (Z in mm^6/m^3 und W in g/m^3). Vorgreifend wurden die Z/W -Beziehungen aufgelistet, die in Kapitel 3 dieser Arbeit aufgestellt werden (Fettschrift).

Z/W -Beziehungen für Hydrometeore flüssiger Phase

Die meisten Z/W -Beziehungen basieren auf umfangreichen Messungen von Größenspektren, teils bodengestützt, teils in Wolken. Wenn es sich bei den Hydrometeoren um Tröpfchen handelt, kann man Z mit Gl. 2.9 und W mit Gl. 2.12 berechnen und dann miteinander in Beziehung setzen. Man beachte, daß der effektive Reflektivitätsfaktor Z_e , wie ihn die Radarmessung angibt, dem mit Gl. 2.9 berechneten Z nur dann entspricht, wenn die Rayleighnäherung erfüllt wird, also wenn runde Tropfen vorliegen, die klein gegenüber der verwendeten Wellenlänge sind. Die benötigten Größenspektren für die Z/W -Beziehungen im oberen Teil von Tab. 2.3 wurden wie folgt ermittelt:

Im Falle der Z/W-Beziehung nach Atlas (1954) für Wolkentropfen handelt es sich um Tropfenspektren verschiedener Wolkengattungen, die einerseits durch Flugzeugmessungen (Diem, 1948) und andererseits durch Messungen auf dem Mt. Washington (Boucher, 1952) gesammelt wurden. Brown und Braham (1963) stellten Z/W-Beziehungen für sommerlichen Cumulus congestus der mittleren Breiten auf, indem sie während einiger Meßflüge Tropfenspektren mit einem Metallfolie-Sammler bestimmten. Sie fanden, daß der Vorfaktor der resultierenden Z/W-Beziehung je nach Entwicklung der Wolke zwischen 3.91×10^2 und 5.47×10^3 schwankt.

Marshall et al. (1947) führten Untersuchungen zu den Tropfengrößen mehrerer hundert sommerlicher Niederschlagsereignisse in Kanada durch, indem sie die Tropfen auf gefärbtes Filterpapier fallen ließen. Anhand der Flecken, welche die Tropfen auf dem Papier zurückließen, konnte auf deren Durchmesser geschlossen werden. Diese Daten nutzten Marshall und Palmer (1948) für eine mathematische Beschreibung von Tropfenspektren durch eine Exponentialfunktion der Form

$$n(D) = N_0 e^{-\lambda D} \quad (2.16)$$

mit dem Tropfendurchmesser D , der Anzahl von Tropfen $N_D \delta D$ im Intervall zwischen D und $D + \delta D$ bezogen auf ein Einheitsvolumen und N_0 , dem Wert von N_D für $D = 0$. Der Fit an die Meßwerte der Tropfenanzahl in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser zeigte, daß bei allen Niederschlagsereignissen für N_0 ein Wert von $8000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$ verwendet werden konnte, während mit $\lambda = 4.1 R^{-0.21}$ (in mm^{-1}) eine Abhängigkeit von der gemessenen Niederschlagsrate R (in mm/h) gefunden wurde. Die Idee, Hydrometeorgrößenspektren durch eine Exponentialfunktion darzustellen, wurde von viele Autoren und auch in dieser Arbeit aufgegriffen.

Gl. 2.16 kann in Gl. 2.9 und Gl. 2.12 eingesetzt werden, womit man nach Integration und Einsetzen des Ausdrucks für λ die Z/R-Beziehung $Z = 296 R^{1.47}$ und die W/R-Beziehung $W = 0.089 R^{0.84}$ (Einheiten wie zuvor) erhält (Marshall und Palmer, 1948). Zu einer Z/W-Beziehung zusammengefaßt ergibt sich die von oben gesehen vierte Z/W-Beziehung in Tab.2.3. Bei dieser Methode wurden also nicht Z und W direkt miteinander in Beziehung gesetzt, sondern der Umweg über die Regenrate R und die Exponentialverteilung nach Marshall und Palmer (1948) gegangen. Trotz der Verwendung von Niederschlagsraten floß kein Gesetz der Tropfenfallgeschwindigkeit in die Rechnung ein, da sowohl Größenspektren als auch Regenraten gemessen und über den Parameter λ mitein-

ander in Beziehung gesetzt wurden. Ähnlich wie gerade beschrieben ging Douglas (1964) vor. Er nahm die Z/R-Beziehung $Z = 200 R^{1.6}$ und die W/R-Beziehung $W = 0.072 R^{0.88}$, wie sie sich direkt aus den gemessenen Spektren von Marshall et al. (1947) ergeben.

Die Z/W-Beziehung nach Hagen und Yuter (2003) gilt für orographisch bedingte Niederschlagsereignisse in Locarno (Schweiz), deren Tropfenspektren im Herbst 1999 mit Joss-Waldvogel-Distrometern (Joss und Waldvogel, 1967) gemessen wurden. Der Exponent $7/4$ resultiert ebenso wie bei der Z/W-Beziehung nach Marshall und Palmer (1948) daraus, daß die Z/W-Beziehung unter Vorgabe eines exponentiellen Größenspektrums mit konstantem N_0 aufgestellt wurde (siehe auch Abschnitt 5.2.1). Offenbar waren die Meßwerte zu den Größenspektren in beiden Fällen sehr ähnlich, was am geringen Unterschied der Vorfaktoren zu erkennen ist.

Z/W-Beziehungen für eisförmige Hydrometeore

Bei eisförmigen Hydrometeoren, welche klein genug sind, um die Rayleighnäherung zu erfüllen, kann der effektive Reflektivitätsfaktor Z_e mit Gl. 2.10 über das Größenspektrum berechnet werden. Das gilt sogar für unregelmäßig geformte Teilchen wie Schneeflocken (siehe Abschnitt 2.1.1). In Gl. 2.10 wird berücksichtigt, daß der Dielektrizitätsfaktor bei Eis geringer ist als bei Wasser. Hagel ist allerdings meist so groß, daß die Rayleighapproximation und damit Gl. 2.10 nicht verwendet werden kann. Wenn der Wassergehalt eisförmiger Hydrometeore über Meßwerte des Größenspektrums bestimmt wird, müssen mehrere Abschätzungen einfließen: Besonders Eiskristalle weichen stark von der runden Form ab und sind in Wolken oftmals mehr oder weniger regelmäßig ausgerichtet. Ein Eisplättchen kann je nach Orientierung im Raum sehr unterschiedliche Signale in den gängigen Meßsystemen erzeugen. Deshalb müssen Annahmen über die dreidimensionale Form der Partikel und deren Orientierung im Raum getroffen werden, um die gemessenen Signale zu interpretieren. Erst dann können die Volumina der Hydrometeore so genau wie möglich bestimmt werden. Außerdem muß die Dichte des Eis-Luft Gemisches der Partikel innerhalb ihres Volumens abgeschätzt werden, so daß deren äquivalente Wassermasse und deren äquivalenter geschmolzener Durchmesser bestimmt werden kann. Man beachte, daß diese Annahmen für alle Hydrometeore getroffen werden müssen, um damit den Flüssigwassergehalt bestimmen zu können. Nun wird grob skizziert, wie die Daten zur Aufstellung der Z/W-Beziehungen im unteren Teil von Tab. 2.3 gewonnen wurden.

Die Z/W-Beziehung nach Gunn und Marshall (1958) gilt für Schneefall im Boden-

niveau. Sie verwendeten eine Methode, Schneeflocken mit Angorawolle einzufangen, zu schmelzen und dann das Größenspektren der entstandenen Tropfen mittels Filterpapier festzustellen. Als Exponentialverteilung (Gl. 2.16) dargestellt ergab sich für $N_0 = 3800 R^{-0.87} m^{-3} mm^{-1}$ und für $\lambda = 2.6 R^{-0.48} mm^{-1}$. Mit diesen Spektren von Wassertröpfchen, welche aus geschmolzenen Schneeflocken hervorgegangen sind, wurden Reflektivität und Wassergehalt berechnet, wobei ersteres mit Gl. 2.9 geschah. Richtiger wäre die Verwendung folgender abgeänderter Form von Gl. 2.10 gewesen, welche neben der geringeren Rückstreuung an Eispartikeln berücksichtigt, daß die Radien der Hydrometeore beim Schmelzvorgang kleiner werden:

$$Z_e = \frac{|K_e|^2}{|K_w|^2} \left(\frac{\rho_w}{\rho_e} \right)^2 \int_0^{\infty} D_m^6 n(D_m) dD_m \approx 0.225 Z \quad (2.17)$$

D_m ist der massenäquivalente geschmolzene Durchmesser und ρ_w bzw. ρ_e die Dichte von Wasser bzw. dem eisförmigen Teilchen. Für reines Eis mit $\rho_e = 0.92 g/cm^3$ gilt die Näherung $Z_e \approx 0.225 Z$. Bei eisförmigen Hydrometeoren mit Lufteinschlüssen gilt Gl. 2.17 genauso, nur ist es dann sehr schwierig, den Dielektrizitätsfaktor $|K_e|^2$ und die Dichte ρ_e abzuschätzen.

Sekhon und Srivastava (1970) verfeinerten die Z/W-Beziehung nach Gunn und Marshall (1958), indem sie die Meßwerte von Gunn und Marshall gemeinsam mit einer Reihe weiterer Daten zu Größenspektren von Schneeflocken auswerteten. Auch sie berechneten mit Gl. 2.9 Z statt Z_e . Die notwendige Korrektur aus Gl. 2.17 ($Z_e \approx 0.225 Z$), welche die entsprechenden Z/W-Beziehungen in Tab. 2.3 enthalten, führte erst Black (1990) durch.

Kajikawa und Kiba (1978) stellten eine Z/W-Beziehung für Graupel auf. Sie sammelten ebenfalls Hydrometeore im Bodenniveau, bestimmten Größenspektren der geschmolzenen Partikel in Analogie zu Gunn und Marshall (1958) und berechneten daraus Reflektivitäten und Wassergehalte.

Damit sich die Frage nach einer geeigneten Berechnung des effektiven Reflektivitätsfaktors Z_e garnicht erst stellt, bietet sich an, die Z-Werte mit einem Radar zu messen. Herzegh und Hobbs (1980) stellten eine Z/W-Beziehung, gültig für Schneeflocken innerhalb von Warmfronten der mittleren Breiten, auf. Sie verwendeten ein bodengestütztes Radar zur Messung von Z und werteten zur Bestimmung des Wassergehaltes Größenspektren aus, die an Bord eines Flugzeuges in etwa 4 km Höhe gewonnen wurden. Die flugzeuggestützten Größenspektrumsmessungen wurden mit Meßgeräten durchgeführt,

die im Englischen ebenso wie die herstellende Firma mit PMS (Particle Measuring Systems, Inc.) bezeichnet werden. Dabei werden zwei Meßsysteme verwendet: Das FSSP (forward scattering spectrometer probe) mißt die Vorwärtsstreuung der Hydrometeore, wenn diese einen Laserstrahl innerhalb des Meßvolumens passieren. Die Teilchen werden gezählt und die gestreute Leistung ist ein Maß für ihre Größe. Wenn sich Teilchen im Laser eines OAP (optical array probe) befinden, beschatten sie eine Matrix von Fotodetektoren, wobei die Schattenbilder genutzt werden, um die Partikel zu zählen und deren Größe zu bestimmen (Knollenberg, 1970). Letzteres System wurde in der genannten Studie verwendet.

Plank et al. (1980) verwendeten ebenfalls Reflektivitätsdaten eines bodengestützten Radars. Die Wassergehalte berechneten sie mit einer neuen Methode, welche sowohl die gemessenen Größenspektren (flugzeuggestützte PMS-OAP) als auch die Radardaten auswertet. Ihre Z/W-Beziehung ist gültig für kleine Schneeflocken einer Konvektionszelle über Virginia in etwa 3 km Höhe. Heymsfield und Palmer (1986) verwendeten dieselbe Methode, wobei ihre Beziehung für Gewitterramben über Montana (Rocky Mountains) in etwa 8 km Höhe gilt. Diese Beispiele zeigen, daß die entsprechenden Z/W-Beziehungen in nur sehr eng begrenzten Gebieten bestimmter Wolken gültig sind.

Ein noch größerer Meßaufwand wurde zur Aufstellung der Beziehung nach Black (1990) betrieben. Ein Meßflugzeug durchflog im September 1981 das konvektive Gebiet des Atlantik-Hurrikans Irene. Dabei wurden Hydrometeorgeößenspektren mit PMS-OAP (Knollenberg, 1981) und Reflektivitäten unter Verwendung eines flugzeuggestützten Radars gemessen. Eine neue Methode bereitete die gemessenen Reflektivitäten unter Verwendung der aufgezeichneten Größenspektren auf. Auch die Bestimmung der Eisgehalte für die Z/W-Beziehung erfolgte unter Auswertung beider Datensätze, den der Radarreflektivitäten und den der Größenspektren. Ein Vergleich mit der Methode nach Plank et al. (1980) findet sich ebenfalls in der Arbeit von Black (1990). Grundsätzlich liefern beide Methoden ähnliche Z/W-Beziehungen, allerdings ist der Exponent nach der Plank-Methode etwas kleiner.

Sassen (1987) faßte Daten aus 4 anderen Arbeiten in einer Z/W-Beziehung für Eiswolken zusammen. Es handelte sich um Z/W-Wertepaare, berechnet aus Größenspektren von Flugzeugmessungen. Wie die Daten zeigen, ist ein typischer Wassergehalt in Cirrus 0.01 g/m^3 . Man beachte, daß die angegebene Z/W-Beziehung selbst für den Wassergehalt von 0.1 g/m^3 eine Reflektivität von nur etwa -5 dBZ liefert. So niedrige Werte können mit einem C-Band Radar, wie es im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stand, nicht gemessen

sen werden. Hydrometeore dieser geringen Reflektivität sollte man mit einem K-Band Radar beobachten.

In allen erwähnten Arbeiten, in denen Reflektivitäten aus Größenspektren berechnet wurden, geschah das unter Verwendung der Rayleighnäherung. Die Hagelspektren von Douglas (1964), gesammelt in Alberta während der Sommer 1958 - 1963, enthielten Korngrößen von bis zu 5 cm, so daß Mie-Streuung bemüht werden mußte. Im Miebereich hängt die effektive Reflektivität von der Radarwellenlänge ab, so daß man angeben muß, für welche Wellenlänge eine Z/W-Beziehung gilt. Die Z/W-Beziehungen für Hagel in Tab. 2.3 gelten für die Radarwellenlänge $\lambda = 3.3 \text{ cm}$.

In Tab. 2.3 finden sich die wichtigsten bekannten Z/W-Beziehungen, die im Hinblick auf die Massenbestimmung in hochreichender Konvektion hilfreich sein können. Hervorgehoben wurden die Beziehungen, die in Kapitel 3 erst noch aufgestellt werden. Alle anderen sind für einen bestimmten Hydrometeorotyp gültig, der irgendwo in einer Gewitterwolke vorkommen kann bzw. vorgekommen ist. Das Problem ist nur, daß man nicht weiß, wo genau in der Wolke welche Hydrometeore anzutreffen sind. Wenn man das wüßte, könnte man in jeder Wolkenregion die geeignetste der verfügbaren Z/W-Beziehungen wählen.

Ein sogenanntes Polarisationsradar ermöglicht bis zu einem bestimmten Grad die Identifikation der Hydrometeorart: Bei dieser Form der Radarmessung wird sowohl linear horizontal als auch linear vertikal polarisierte Strahlung verwendet. Wenn es sich nicht um exakt kugelförmige Streuer handelt, hängt die Reflektivität eines Teilchens von der Ebene ab, in der die Radarstrahlung polarisiert ist. Viele Niederschlagstypen bestehen aus Partikeln ähnlicher Form, die sich beim Fallen gleichartig orientieren. Dann hängt auch die Reflektivität eines ausgedehnten Volumens von der Polarisationsebene der Strahlung ab. Man definiert den differentiellen Reflektivitätsfaktor $Z_{DR} = 10 \log(Z_H/Z_V)$ in dB, wobei Z_H die Reflektivität der horizontal polarisierten Strahlung und Z_V die der vertikal polarisierten Strahlung ist. Der differentielle Reflektivitätsfaktor ermöglicht eine grobe Abschätzung der Hydrometeorart im Meßvolumen. Regen fällt in Form abgeplatteter oblater Teilchen, wobei die großen Achsen horizontal ausgerichtet sind. Er hat ebenso wie flache Eiskristalle eine hohe differentielle Reflektivität, während Z_{DR} bei Hagel gering ist.

Bei Verwendung eines Polarisationsradars hat man also eine grobe Vorstellung über Art der Hydrometeore in verschiedenen Teilen der Wolke und kann entsprechende Z/W-Beziehungen verwenden. Trotzdem stellt sich auch dann die Frage, ob die gewählten Beziehungen wirklich geeignet sind. Ziel dieser Arbeit war jedoch, eine Möglichkeit zu

erarbeiten, mit der man die Reflektivitäten eines konventionellen Radars interpretieren kann. Dabei wurde davon Abstand genommen, den Wassergehalt an jeder Stelle in der Wolke exakt bestimmen zu wollen. Das Problem wurde dahin gehend vereinfacht, den Gesamtwassergehalt von konvektiven Zellen zu verschiedenen Zeitpunkten ihrer Entwicklung zu erarbeiten. Zur Bestimmung der aufgelisteten Z/W-Beziehungen wurden nur in der Hälfte der Fälle Flugzeugmessungen durchgeführt, so daß die Beziehungen innerhalb von Wolken gültig sind. Doch waren es Wolken verschiedener Gattungen, also nur in einzelnen Fällen Cumulonimben, und immer nur Stichproben. Also mußten neue Z/W-Beziehungen gefunden werden, bei deren Aufstellung das gesamte Wolkenvolumen berücksichtigt werden sollte. Zwei Methoden, die dazu benötigten Z/W-Wertepaare zu bestimmen, wurden vorgestellt. Die erste besteht darin, die Werte selbst zu messen. Bei der zweiten werden Größenspektren gemessen und diese in effektive Reflektivitäten und Wassergehalte umgerechnet. Beides scheidet aus, da es unmöglich ist, Flugzeugmessungen innerhalb konvektiver Wolken im benötigten Umfang durchzuführen. In dieser Arbeit kommt eine weitere Methode zur Anwendung, nämlich die Auswertung von Größenspektren, die mit einem wolkenauflösenden numerischen Modell (Kapitel 3) berechnet wurden. Letztere Idee ist nicht ganz neu. Während der letzten Jahre kamen Modellrechnungen zum Einsatz, um Z/W-Beziehungen für Cirren zu entwickeln. In mehreren Arbeiten wurden Form und Orientierung der Eispartikel simuliert und daraus mit der Mie-Theorie Reflektivitäten für verschiedene Wellenlängen im mm-Bereich abgeleitet (z.B. Schneider und Stephens, 1995; Aydin und Tang, 1997; Sassen und Wang, 2002). Neu in dieser Arbeit ist die Auswertung simulierter Größenspektren innerhalb des ganzen Volumens konvektiver Zellen, also auch die Berücksichtigung von Wolkenbereichen, in denen eine Mischung verschiedener Hydrometeore unterschiedlicher Phase vorliegt.

2.3.2. Abschätzung von Vertikaltransporten

Die Ableitung von vertikalen Impuls- oder Massenflüssen anhand von Radardaten ist ein noch weitgehend ungelöstes Problem. So schreibt Mecikalski (2003): *'No study to date describes a method for obtaining deep-cloud momentum flux estimates of precipitating convection from radar data sets.'* Mecikalski wäre damit der bisher einzige, der den vertikalen Fluß des horizontalen Impulses $\overline{u'w'}$ und $\overline{v'w'}$ in hochreichender Konvektion mit Radardaten abgeschätzt hat, wobei er einen Windprofiler und gewagte Annahmen über die Hydrometeorfallgeschwindigkeit sowie die Struktur des als stationär angenommenen

Windfeldes verwendete.

Zur Berechnung von Vertikaltransporten in hochreichender Konvektion bräuchte man Information über das Windfeld innerhalb der Zellen, insbesondere über die Vertikalkomponente. Da die Bestimmung der Vertikaltransporte anhand von Radardaten ein noch offenes Problem darstellt, sollen nun die Möglichkeiten der dazu nötigen Windfeldbestimmung erklärt werden.

Durch die Auswertung der Daten mehrerer Radargeräte kann das horizontale Windfeld einigermaßen gut rekonstruiert werden. Bei 2 Radargeräten, die ein mit Hydrometeoren erfülltes Volumen günstigerweise im 90° -Winkel zueinander beobachten, spricht man von der 'Dual-Doppler' Methode. Die noch wesentlich wichtigere Vertikalkomponente läßt sich damit aus mehreren Gründen nur ungenau bestimmen (Matejka und Bartels, 1998): Da ein scannendes Radar eine möglichst große Reichweite haben soll, werden eher flache Elevationen der Antenne gefahren, bei denen nur ein geringer Anteil der Vertikalgeschwindigkeit durch die Radialgeschwindigkeit erfaßt wird. Dieser Anteil enthält darüber hinaus neben der Vertikalbewegung der Luft die Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore. Die Vertikalgeschwindigkeit kann also nur schwer direkt aus den Daten abgeleitet werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin, sich zunächst auf die wesentlich genauere Berechnung des horizontalen Windfeldes zu beschränken und anschließend über die Kontinuitätsgleichung unter Annahme von Inkompressibilität die fehlende Vertikalkomponente zu berechnen. Wer allerdings geglaubt hätte, daß diese Methode zu wesentlich besseren Ergebnissen führt, hat sich leider geirrt. Neben der Tatsache, daß die Integration über die Kontinuitätsgleichung extrem anfällig gegenüber Meßfehlern im horizontalen Windfeld ist, bereiten Datenlücken in Gebieten ohne Niederschlag Probleme. Genauere Beobachtungen der Vertikalkomponente liefern vertikal ausgerichtete Radargeräte (Windprofiler). Sie haben aber den Nachteil, daß die gesuchte Windkomponente nur in einer Linie senkrecht über dem Radarstandort gemessen wird.

Da sich das zum Karlsruher Niederschlagsradar nächstgelegene Radar im 111 km entfernten Türkheim befindet, wurde die Dual-Doppler Methode zur Windfeldbestimmung ausgeschlossen. Der Bereich, den beide Geräte im 90° -Winkel zueinander beobachten, wäre von jedem Radar etwa 80 km entfernt gewesen, so daß die Radardaten nur noch eine relativ grobe Auflösung gehabt hätten. Diese Konstellation eignet sich zwar zur Berechnung horizontaler Windfelder, bevorzugt bei ausgedehnten stratiformen Niederschlagsgebieten, nicht jedoch zur Bestimmung der Vertikalkomponente in vergleichsweise kleinen konvektiven Zellen.

Nachdem klar war, daß nur die Daten des Karlsruher Niederschlagsradars verwendet werden würden, wurden Alternativen zur Dual-Doppler Methode gesucht. Die Windfeldbestimmung mit nur einem Radar ist eine noch anspruchsvollere Aufgabe. Je weniger man über das Windfeld weiß, desto mehr Annahmen und Vereinfachungen muß man einfließen lassen, um das Wissen über das Vektorfeld zu steigern. Eine sehr starke Vereinfachung benutzt das VAD (velocity azimuth display) Verfahren, vorgeschlagen von Lhermitte und Atlas (1961). Unter der Annahme, daß der Horizontalwind nur von der Höhe abhängt, kann damit ein vertikales Windprofil ähnlich dem eines Radiosondenaufstieges für den Radarstandort berechnet werden. Mit der VVP (volume velocity processing) Methode können zumindest ein paar grundlegende Eigenschaften des kompletten Windfeldes bestimmt werden (Waldteufel und Corbin, 1979). Die dazu notwendige Annahme eines linearen Windfeldes ist im Falle hochreichender Konvektion nicht zu vertreten.

Mit einer Reihe von Annahmen, die auch für hochreichende Konvektion getroffen werden können, arbeiten die in den letzten Jahren entwickelten Verfahren (sogenannte Retrievals). Über eine Variationsanalyse wird das zunächst aus den Radialgeschwindigkeiten bestehende Windfeld solange verändert, bis es den als mathematische Bedingungen in einer Kostenfunktion ausgedrückten Annahmen bestmöglichst entspricht. Seit einer frühen Arbeit von Rinehart (1979) wurde die Methode von einigen Wissenschaftlern weiter entwickelt (Qiu und Xu, 1992; Gal-Chen und Zhang, 1993; Laroche und Zawadski, 1994; Weygandt et al., 1995; Zhang und Gal-Chen, 1996; Liou, 1999; Gao et al., 2001; Weygandt et al., 2002). Die wichtigste Annahme ist die, daß die Reflektivität eine Erhaltungsgröße ist. Sie wird damit als Tracer verwendet. Gesucht wird das dreidimensionale Windfeld, welches die Änderungen der Reflektivitätsverteilung von einem zum nächsten Radarbild bestmöglich über die Advektion der Reflektivität erklären kann. In einer zweiten Annahme wird von einem über alle beteiligten Radarbilder konstanten (quasi-stationären) Windfeld ausgegangen. Man rechnet nur dieses einzige, für alle Radarbilder gültige Windfeld aus, ohne daß man eine zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeiten berücksichtigt. Diese Vereinfachung ist notwendig, da man andernfalls sehr schlecht bestimmte Gleichungen und damit extrem unsichere Ergebnisse hätte. Außerdem wird angenommen, daß die Konvergenz des Massenflusses verschwindet und daß die bekannten Geschwindigkeitswerte (Radialwind und evl. andere Messungen) in keinem Widerspruch zum resultierenden Windfeld stehen. Der Wert der Kostenfunktion ist umso kleiner, je besser das Windfeld die Bedingungen erfüllt. In zahlreichen Iterationen wird das Windfeld solange variiert, bis die der Wert der Kostenfunktion ein Minimum annimmt. Bei ex-

akter Erfüllung aller Bedingungen wäre er Null. In den meisten Arbeiten wird von keiner Bedingung die genaue Erfüllung gefordert, weshalb man von 'schwachen' Bedingungen spricht. Man beachte, daß die Kostenfunktion von jedem einzelnen Geschwindigkeitswert des gesuchten Windfeldes abhängt. Dabei kann es sich je nach Auflösung und Größe der Radarbilder um einige 10 000 Variablen handeln.

Bei einigen Retrievals wird ein Koordinatensystem benutzt, welches sich mit den konvektiven Zellen mitbewegt (nähere Details siehe Kapitel 5). Dieses Lagrange-System, auch 'moving frame of reference' genannt, erfaßt mit seiner Geschwindigkeit bereits einen wesentlichen Anteil des horizontalen Windfeldes. Die Retrievals verwenden, wie schon erwähnt, die Reflektivität als Erhaltungsgröße. In der Kostenfunktion wird an entsprechender Stelle die individuelle zeitliche Ableitung der Reflektivität minimiert. Da die Berechnung über die Euleraufspaltung erfolgt, braucht man dazu immer wieder die lokale Ableitung $\partial Z/\partial t$. Wenn die Zelle relativ zum Koordinatensystem ruht, sind die lokalen Änderungen von Z nur klein und damit auch die Fehler bei der numerischen Berechnung der lokalen Ableitung. Lazarus et al. (2001) und Weygandt et al. (1995) wendeten Single-Doppler Retrievals auf Daten von hochreichender Konvektion an. Dadurch konnte die Hypothese von Gal-Chen (1982) gestützt werden, daß in einem 'moving frame of reference' ausgeführte Retrievals bessere Ergebnisse liefern als in einem ruhenden Koordinatensystem. In dieser Arbeit wird ebenfalls ein bewegtes Koordinatensystem eingeführt, dessen Geschwindigkeiten allerdings anders berechnet werden als in den genannten Retrievals üblich (Kapitel 5).

Auch die Anwendung eines Retrievals wurde in dieser Arbeit ausgeschlossen, da sich diese Verfahren noch in der Erprobungsphase befinden. Die meisten der Algorithmen wurden auf Modelldaten, nur ein Teil bereits auf Radardaten konvektiver Zellen (Weygandt et al., 1995; Lazarus et al., 2001; Weygandt et al., 2002) angewandt. In allen Fällen war das komplette Windfeld aus anderer Quelle bekannt, sei es als Modellvariable oder durch gleichzeitige Beobachtung mehrerer Radargeräte. Möglicherweise sind die Retrievals in wenigen Jahren so weit entwickelt und getestet, daß man sie zu belastbaren wissenschaftlichen Aussagen heranziehen wird. Ein weiterer Grund ist, daß die erforderliche Annahme eines quasistationären Windfeldes, wenn überhaupt, höchstens in Superzellen gültig ist, was eine wesentliche Einschränkung in der Auswahl der Fallstudien darstellt.

Da die Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit anhand der Daten eines Doppler Radars mit allen verfügbaren Methoden große Unsicherheiten birgt, wird in Kapitel 7 dieser Arbeit der vertikale Massenfluß einer konvektiven Zelle nur abgeschätzt. Die Auswer-

tung beschränkt sich auf die vertikale und eine horizontale Geschwindigkeitskomponente, während die Annahmen verschiedenen konzeptionellen Modellen zur Zirkulation innerhalb von Gewitterzellen entstammen.

Konvektionsparametrisierungen müssen die Effekte der Konvektion angeben, nämlich wie sich die skaligen Variablen wie Temperatur, Feuchte und Wind in der Umgebung während des Ereignisses ändern. Ein Radar sieht die voll entwickelte Gewitterzelle, nicht jedoch die vertikalen Massenflüsse, welche den Zellaufbau bewerkstelligen. Entsprechend schwer ist es, Impuls- und Massenflüsse aus Radardaten abzuleiten. Aufgrund der genannten Schwierigkeiten wurde in dieser Arbeit versucht, die von der Konvektion verursachten Änderungen der Wasserdampfverteilung und des Horizontalwindes in der Atmosphäre direkt abzuschätzen, ohne den Umweg über die Transportprozesse zu gehen. Unter der Annahme, daß das Zellvolumen der Radar beobachteten Gewitterzellen mit einer Luftmasse angefüllt ist, deren Herkunftsniveau sich mit geeigneten Modellvorstellungen abschätzen läßt, wird auf die Änderungen der Umgebungsbedingungen als Folge der Vertikaltransporte geschlossen. Die Wahl der Fallstudien erfolgte so, daß es sich um isolierte Zellen handelt, in deren Umfeld sich nach Möglichkeit zuvor keine Wolken befanden. In solchen Fällen handelt es sich in der Regel um Konvektion, die aus der unteren Troposphäre heraus ausgelöst wird. Auf dieser Annahme basiert ein Modell, welches Aussagen über die Zusammensetzung der Luft innerhalb der ausgereiften Gewitterzelle macht. Dabei wird das seitliche Entrainment berücksichtigt, welches die im Cumulonimbus aufsteigende, der Grenzschicht entstammende Luft erfährt.

In Kapitel 5 wird abgeschätzt, wieviel Kondensatmasse nach konvektiven Ereignissen in der Atmosphäre zurückbleibt. Kapitel 6 beschäftigt sich mit dem Einfluß konvektiver Zellen auf das horizontale Windfeld. Beide Kapitel machen keine Aussage darüber, wie schnell die entsprechenden Änderungen ablaufen, sondern nur über das Resultat.

3. Neue Z/W-Beziehungen für hochreichende Konvektion

Wie in Abschnitt 2.3.1 diskutiert wurde, gibt es in der Literatur nur relativ wenige Z/W-Beziehungen, die zur Bestimmung von Wassergehalten in hochreichender Konvektion in Frage kommen. Das Problem ist, daß sie immer für eine bestimmte Hydrometeorart gültig sind und man nicht weiß, in welchen Bereichen einer konvektiven Wolke man welche Hydrometeore vorfindet. In diesem Kapitel wird nun ein neues Konzept vorgestellt, mit dem sich der Gesamtwassergehalt von konvektiven Zellen abschätzen läßt. Dazu wird zunächst das numerische Simulationsmodell beschrieben, mit dem die zur Aufstellung von Z/W-Beziehungen benötigten Daten berechnet wurden. Dann wird anhand von Beispielen gezeigt, wie der Wassergehalt einzelner simulierter Zellen aus Reflektivitätsdaten berechnet werden kann, ehe eine Z/W-Beziehung, gültig für Konvektion allgemein, abgeleitet wird.

3.1. Das mesoskalige Modell KAMM2

Zur Simulation einiger konvektiver Zellen wurde das Karlsruher Atmosphärische Mesoskalige Modell (KAMM2) verwendet. Dieses Modell stellt eine Weiterentwicklung des Modells KAMM dar, mit welchem bereits Z/R-Beziehungen in Mischwolken untersucht wurden (Dotzek und Beheng, 2001). Die wesentliche Neuerung gegenüber KAMM ist, daß KAMM2 eine vollständig kompressible Dynamik ohne Schallfilterung enthält. Damit lassen sich meso- und mikroskalige Phänomene ohne Skaleneinschränkung berechnen.

Eine ausführliche Dokumentation zu KAMM2 findet man bei Baldauf (2003). Im Folgenden sollen nur die wichtigsten Modelleigenschaften kurz aufgelistet werden: Das Gleichungssystem unterscheidet einen Grundzustand, einen Referenzzustand und Abweichungen davon. Der Grundzustand ist ruhend und über einen linearen vertikalen Temperaturgradienten definiert, während der Referenzzustand stationär, geostrophisch, hydrostatisch, trocken und frei von Wärmequellen ist. Er beschreibt die Umgebungsbedingungen und kann beispielsweise mit den Temperatur-, Wind-, und Feuchtedaten

eines Radiosondenaufstieges initialisiert werden. Die zeitlichen Entwicklungen stellen die Abweichung vom Referenzzustand dar. Das Koordinatensystem ist geländefolgend mit gestauchten Rechenflächen in Bodennähe. Als Rechengitter wird ein Arakawa-C-Gitter verwendet. Da in KAMM2 Schallwellen nicht gefiltert werden, muß nach dem Courant-Friedrichs-Levi (CFL) Kriterium mit sehr kurzen Zeitschritten gerechnet werden. Um Rechenzeit zu sparen, wird ein Zeitsplitting in einen Schall-Zeitschritt, einen Diffusions-Zeitschritt und einen dynamischen Zeitschritt (Advektion, Auftrieb) vorgenommen. Bei der Auflösung $\Delta x, \Delta y$ und Δz von 250 m sowie den Geschwindigkeiten u, v und w um 10 m/s ist der Schall-Zeitschritt etwa 0.3 s, der Diffusions-Zeitschritt und der dynamische Zeitschritt etwa 6 s. Zur Modellierung der Prandtl-Grenzschicht wird das logarithmische Windprofil mit den Stabilitätsfunktionen nach Monin und Obuchov verwendet. Die Parametrisierung der turbulenten Flüsse erfolgt alternativ mit Schließungen 1. Ordnung (Prandtl'sches Mischungswegmodell) und Schließungen der Ordnung 1.5 ($k - \epsilon$ -Modell oder TKE-Modell). Für die dieser Arbeit zugrunde liegenden Berechnungen wurde das TKE-Modell verwendet.

Für diese Arbeit besonders wichtig ist die Möglichkeit, mit KAMM2 alle mikrophysikalischen Prozesse, die in konvektiven Mischwolken ablaufen, und dazugehörige Radarreflektivitäten zu berechnen. Dies beinhaltet auch, daß alle Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Arten von Niederschlagspartikeln nach bestem Wissensstand mathematisch beschrieben werden müssen.

Grundsätzlich gibt es mehrere Möglichkeiten, die Hydrometeore in numerischen Modellen darzustellen. Sogenannte Spektrale Modelle verwenden Verteilungsfunktionen zur Beschreibung der verschiedenen Hydrometeorotypen unter Berücksichtigung vieler Größenklassen. Entsprechende Bilanzgleichungen gehen auf von Smoluchowski (1916, 1917) und Müller (1928) zurück. Der numerisch große Aufwand erlaubt in der Regel auch heute noch nur ein- oder zweidimensionales Modelliergebiet.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, sich auf integrale Größen der Verteilungsfunktion (sog. Momente) verschiedener Hydrometeorotypen zu beschränken. Dann spricht man häufig nur von einer Parametrisierung. Die meisten mesoskaligen Modelle enthalten eine Ein-Variablen-Parametrisierung, welche lediglich die Massendichte verschiedener Hydrometeore prognostiziert. Das bekannteste und am meisten verwendete Schema ist das von Kessler (1969). Es wird in verschiedenen Formen auch für Mischwolken verwendet, obwohl es ursprünglich nur für Wasserwolken konzipiert wurde.

Im Gegensatz zu vielen mesoskaligen Modellen enthält KAMM2 eine Zwei-Variablen-

Parametrisierung, auch Zwei-Momenten-Schema genannt, welche neben den Massendichten, wie gewöhnlich, auch die Anzahldichten der verschiedenen Partikelarten als Modellvariable verwendet. Der Vorteil dieses mikrophysikalischen Schemas ist, daß Größenverteilungen für alle Hydrometeore anhand der Massen- und Anzahldichten an jedem Gitterpunkt und zu jedem Zeitschritt abgeleitet werden können. Mit dieser Information lassen sich die mikrophysikalischen Prozesse innerhalb der Wolken genauer beschreiben, da diese zum großen Teil eine explizite Abhängigkeit von der Partikelgröße besitzen (Seifert, 2002).

KAMM2 unterscheidet die Hydrometeorarten Wolkentropfen, Wolkeneis, Regen, Schnee und eine kombinierte Graupel-/Hagelklasse. Damit ergeben sich eine Fülle von Wechselwirkungen zwischen den Partikeltypen, die entsprechend parametrisiert werden müssen (siehe Abb. 3.1).

Im Folgenden werden die Prozesse der Niederschlagsbildung in Mischwolken und die dazugehörigen Parametrisierungen in KAMM2 kurz erläutert. Die Parametrisierung der Warmphasenmikrophysik basiert auf Seifert und Beheng (2001), wohingegen eine Beschreibung des gesamten Wolkenschemas für Mischwolken in Seifert (2002) bzw. Seifert und Beheng (2005) zu finden ist. Die ersten Hydrometeore einer entstehenden Wolke sind Wolkentropfen oder, bei entsprechend tiefen Temperaturen, Wolkeneis. Sie werden in übersättigter Luft durch heterogene Nukleation an Kondensationskernen bzw. Eiskeimen gebildet. Der Nukleationsprozeß hängt damit wesentlich vom Aerosolangebot ab. In KAMM2 können verschiedene Aerosoltypen vorgegeben werden, welche maritime bis kontinentale Bedingungen repräsentieren. Sobald sich Wolkentropfen ausgebildet haben, wachsen diese bei andauerndem Feuchtnachschub durch Kondensation so schnell an, daß in der Umgebung in etwa Sättigung vorherrscht. In KAMM2 wird, wie in vielen anderen Wolkenmodellen, als Verfahren zum Abbau der Übersättigung eine Sättigungsjustierung verwendet. Wolkeneispartikel wachsen analog durch Deposition von Wasserdampf. Eine wichtige Rolle bei der Bildung größerer Hydrometeore spielt die Koagulation, also das Zusammenstoßen von Partikeln mit erfolgreicher Vereinigung. Da die parametrisierte Wolkenphysik mehrere Hydrometeorarten unterscheidet, können in KAMM2 auch eine Reihe von Koagulationsprozessen berücksichtigt werden. Je nachdem, welche Hydrometeorarten miteinander koagulieren und welchem Typ das entstehende neue Teilchen angehört, werden folgende Prozesse unterschieden: Beim Selbsteinfang kollidieren gleichartige Hydrometeore und das Resultat gehört demselben Typus an. Autokonversion meint, daß die Stoßpartner Wolkentropfen sind, aus deren Vereinigung ein Regentrop-

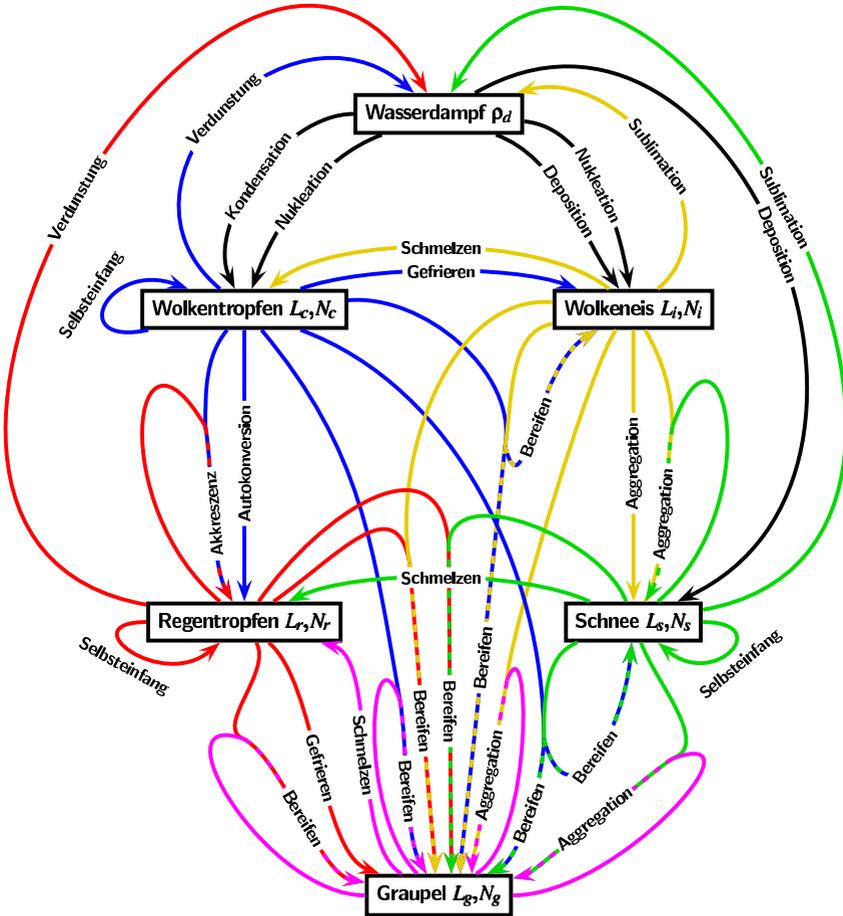


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der in KAMM2 parametrisierten wolkenmikrophysikalischen Wechselwirkungen (nach Seifert, 2002)

fen hervorgeht. Die Grenze zwischen Wolken- und Regentropfen liegt in KAMM2 bei einem Radius $r = 40 \mu\text{m}$, was einen sinnvollen Wert darstellt, da sich in Wolken mit Niederschlagsbildung ein bimodales Größenspektrum mit einem Häufigkeitsminimum in diesem Bereich ausbildet (Beheng und Doms, 1990). Wenn Wolken- und Regentropfen koagulieren, spricht man von Akkretion. Außerdem wird in KAMM2 Koagulation unter Beteiligung der eisförmigen Hydrometeore Wolkeneis, Schnee und Graupel parame-

trisiert. Diese Prozesse werden Aggregation genannt. Wichtig ist auch die Koagulation zwischen verschieden-phasigen Hydrometeoren, das Bereifen.

Die Umwandlungsprozesse wie Schmelzen und Gefrieren sowie Verdunstung und Sublimation sind ebenfalls sehr wichtig für die Entstehung des Niederschlags in konvektiven Mischwolken und werden in KAMM2 berücksichtigt. Außerdem werden mathematische Beschreibungen des Zerplatzens von Regentropfen sowie der Partikelsedimentation in parametrisierter Form mitberücksichtigt.

Aus den beiden Momenten Anzahl- und Massendichte lassen sich Größenverteilungen der Hydrometeore in Form von Gammaverteilungen berechnen, wobei ein dritter Parameter fest vorgegeben wird. Ein wesentlicher Vorteil des Zwei-Momenten-Schemas mit der Kenntnis der Größenspektren fünf verschiedener Hydrometeorarten ist, daß Radarreflektivitäten (exakt: äquivalente Radarreflektivitätsfaktoren) berechnet werden können. Dazu werden die Rückstreuquerschnitte großer Niederschlagspartikel wie Graupel und Regen mit der Mie-Theorie bestimmt, wohingegen für Schnee und Eis die Rayleighapproximation verwendet wird (Gl. 2.10). Der Dielektrizitätsfaktor von Graupel (welcher als trocken angenommen wird) wird mit der Maxwell-Garnet-Theorie bestimmt. Dabei werden Eisellipsoide in einem Luftvolumen betrachtet (Bohren und Battan, 1982). Die Reflektivität einer Mischung von Hydrometeoren (in mm^6/m^3) ist letztlich die Summe der sich auf die einzelnen Hydrometeorklassen beziehenden Reflektivitäten (Seifert, 2002).

Mit KAMM2 können konvektive Mischwolken einschließlich ihrer Niederschlagspartikel numerisch simuliert werden. Da das Modell eine aufwendige, dem neuesten Stand der Wissenschaft entsprechende Zwei-Variablen-Parametrisierung fünf verschiedener Hydrometeorklassen enthält, lassen sich an jeden Gitterpunkt sowohl der Flüssigwassergehalt als auch die Radarreflektivität berechnen. Damit eignen sich die numerischen Daten zur Ableitung von Z/W-Beziehungen. Der große Vorteil gegenüber den klassischen, meist auf Flugzeugmessungen basierenden Methoden der Bestimmung von Z/W-Beziehungen ist, daß die Daten für das gesamte Volumen und alle Entwicklungsphasen einer konvektiven Zelle verfügbar sind (siehe auch Abschnitt 2.3.1).

3.2. Simulation hochreichender Konvektion mit KAMM2

Ziel dieser Arbeit ist die Berechnung von Flüssigwasser-/Eisgehalten in Radarbeobachteten Zellen, wie sie in Südwestdeutschland aufgetreten sind. Also mußten einige für die Gegend typische Gewitterzellen simuliert werden, um die Datengrundlage zur

Aufstellung von Z/W-Beziehungen zu schaffen. Entscheidend für die Ausprägung (Initiierung und Wachstum) konvektiver Zellen sind die Umgebungsbedingungen wie Temperatur, Feuchteangebot und Windprofil (Abschnitt 2.2), weshalb sich zur Modellinitialisierung die Verwendung eines Radiosondenaufstieges anbietet. Es darf davon ausgegangen werden, daß es dort, wo Gewitter ausgelöst werden, in der Regel feuchter und wärmer ist als in der Umgebung. Als Ursachen kommen beispielsweise die differentielle Erwärmung über Oberflächen verschiedener Albedo, die Verdunstung über Wasserflächen oder die Konvergenz des Windfeldes im Zusammenhang mit Hangwindssystemen in Frage. Diese Effekte lassen sich unter geeigneten Vorgaben und mit entsprechend langer Simulationszeit modellieren. In Anbetracht der Anzahl der benötigten KAMM2-Simulationen wurde in dieser Arbeit mit einer ebenen, homogenen Unterlage gerechnet. Da sich damit die Effekte der Gewitterauslösung nicht simulieren lassen, mußten Umgebungsbedingungen vorgegeben werden, wie sie im direkten Umfeld entstehender Gewitterzellen herrschten. Das Problem ist im allgemeinen, daß Radiosondenaufstiege nur in größerer räumlicher Distanz zu beobachteten Gewittern und meistens nicht zur Zeit des Geschehens vorliegen. Auch im Rahmen dieser Untersuchung war das meist nicht anders. Dem Radargebiet entspricht eine Kreisfläche mit dem Radius von 120 km, innerhalb derer es tägliche Aufstiege lediglich in Stuttgart (2, 14 und 20 MESZ) und in Idar-Oberstein (2, 8 und 14 MESZ) gibt. Wesentlich mehr Sondierungen, teilweise mit anderen Meßsystemen gewonnen, standen an den Intensivmeßtagen der VERTIKATOR-Meßkampagne im Juni 2002 zur Verfügung, so daß die atmosphärischen Gegebenheiten wesentlich genauer unter die Lupe genommen werden konnten.

3.2.1. Die Umgebungsbedingungen am 19.6.02

Hochreichende Konvektion trat an drei Intensivmeßtagen von VERTIKATOR auf, wobei die Bestimmung der Umgebungsbedingungen nun anhand der Meßwerte des 19.6.02 demonstriert wird. Neben den routinemäßigen Radiosondenaufstiegen in Stuttgart und Idar-Oberstein wurden einige Aufstiege an gesondert eingerichteten Stationen ausgeführt. Außerdem kam ein Forschungsflugzeug vom Typ Do128 in Verbindung mit einem neuen Fallsondensystem (Kottmeier et al., 2001) zum Einsatz, um unter anderem die Temperatur und die Feuchte zu messen.

Zwischen 15 und 16:30 MESZ wurde über dem Nordschwarzwald eine einzelne, kräftige konvektive Zelle beobachtet (Abb. 3.2). Um 15:05 MESZ startete die Do128 (Be-

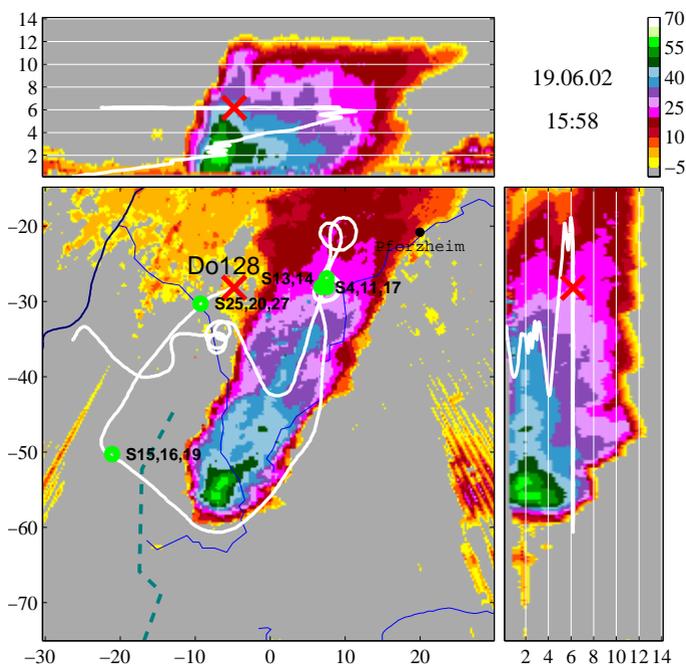


Abbildung 3.2.: MAXCAPPI der untersuchten konvektiven Zelle vom 19.06.02 (Radarreflektivität in dBZ, siehe Farbskala). Flugroute der Do128 zwischen 15:05 und 15:58 MESZ (weiße Linie) sowie aktuelle Position um 15:58 MESZ (rotes Kreuz). Abwurfpositionen von 11 Fallsonden (grüne Kreise und grüner Text).

ginn der weißen Linie am linken Bildrand) und warf gegen 15:30 fünf Fallsonden unweit Pforzheim aus etwa 6 km Höhe ab, kurz bevor die Zelle ihr maximales Entwicklungsstadium erreichte. Nach dem Umfliegen der Zelle gegen 15:45 folgten weitere Sondenabwürfe westlich und nördlich der Zelle. Die dem Ereignis am nächsten gelegene Radiosondenstation befand sich in Freistett, etwa 30 km westlich des Gewitters im Rheintal, wo im 2-Stundentakt Aufstiege stattfanden. Der Aufstieg von 16:03 MESZ (Abb. 3.3) fällt in die Zeitspanne der Zellbeobachtung. Die Auswertung der Fallsonden zeigte, daß der Radiosondenaufstieg von Freistett bezüglich des Windes und der Temperatur repräsentativ für die Umgebungsbedingungen war. Im Gegensatz dazu waren die Taupunktstemperaturen aller Fallsonden in den untersten 1.3 km höher als die der Radiosonde, ein Indiz dafür, daß sich in dieser Höhe über dem Schwarzwald eine wesentlich feuchtere Luftmasse be-

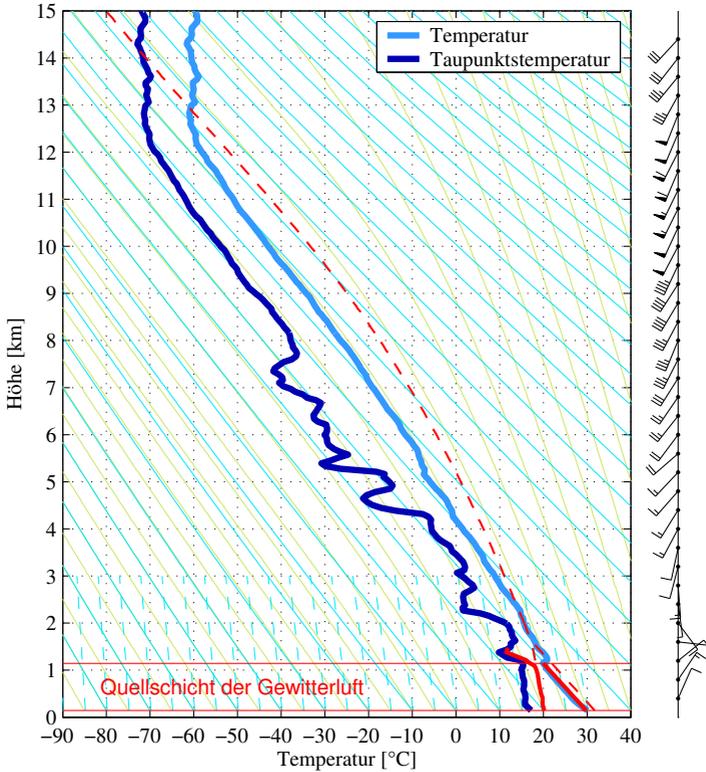


Abbildung 3.3.: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs von Freistett am 19.6.02 um 16:03 MESZ. Temperatur und Taupunkttemperatur wurden unterhalb von 1.5 km Höhe modifiziert (rote ausgezogene Linien). Die rote gestrichelte Linie zeigt den Aufstieg eines Luftpaketes mit 2 K Temperaturüberschuß.

fand als über dem Rheintal bei Freistett. Als Konsequenz daraus wurden die Daten des Radiosondenaufstiegs von Freistett zur Initialisierung von KAMM2 leicht modifiziert. Die Taupunkttemperatur wurde in den untersten 1.3 km durch die mittlere Taupunkttemperatur der 11 Fallsonden ersetzt. Außerdem wurde davon ausgegangen, daß die Luft in den untersten 1000 m zum Zeitpunkt der Gewitterauslösung gut durchmischt war, weshalb die Temperatur in dieser Schicht dementsprechend erhöht wurde. Bei diesem Aufstieg bedeutete diese Annahme nur eine geringfügige Temperaturerhöhung. Wichtig war sie jedoch bei einigen anderen Aufstiegen (siehe folgender Abschnitt). Der Aufstieg

eines Luftpaketes mit einem Temperaturüberschuß von 2 K gegenüber der Umgebung ist in Abb. 3.3 eingetragen, weil die Konvektion in den Simulationen mit KAMM2 durch Warmluftblasen mit einem Temperaturüberschuß dieser Größenordnung ausgelöst wurde. Auch das Entrainmentmodell (Kapitel 4) startet mit dem Temperaturüberschuß von 2 K gegenüber dem modifizierten Radiosondenaufstieg. Das angezeigte Luftpaket hat eine CAPE (Gl. 2.15) von etwa 2900 J/kg, was darauf hindeutet, daß die Entwicklung kräftiger konvektiver Zellen unter diesen Umgebungsbedingungen möglich ist. Eine Beschreibung der synoptischen Gegebenheiten, welche zur Ausbildung der geschilderten Umgebungsbedingungen geführt hat, befindet sich im Anhang A.

3.2.2. Die Umgebungsbedingungen für die anderen Situationen

Während der VERTIKATOR-Intensivmeßphase konnte leider nur in 3 Fällen untersucht werden, inwieweit sich die Umgebungsbedingungen im direkten Umfeld von entstehenden konvektiven Zellen von denen in etwas größerer Entfernung unterscheiden. Am 3.6.02 wurden eine Reihe von Fallsonden im Umfeld von bis in etwa 7 km Höhe reichender Konvektion abgeworfen. Diese Messungen zeigten in den untersten Luftschichten eine um etwa 1 K höhere Taupunkttemperatur als die Messung einer Radiosonde in 25 km Entfernung und eine etwa 3 K höhere Taupunkttemperatur als die Meßwerte anderer Fallsonden, die beinahe zeitgleich, aber in 35 km Entfernung zur Konvektion abgeworfen wurden. Am 20.6.02 umflog die Do128 eine sehr große Gewitterzelle kurz vor ihrer stärksten Entwicklung in etwa 1 km Höhe. Dort war die Taupunkttemperatur gegenüber einer 60 km entfernten Radiosonde um 3 K erhöht, wie Messungen an Bord des Flugzeuges zeigten.

Diese Beispiele verdeutlichen, daß die Feuchtigkeit die Größe ist, welche auf kurzen Distanzen relativ starken Schwankungen unterworfen sein kann. Konvektion reagiert extrem sensitiv auf das Feuchteangebot (Schlesinger, 1999). Schon eine Erhöhung der Taupunkttemperatur um 2 K kann eine Steigerung der CAPE um mehrere hundert J/kg bedeuten. Oft entscheiden damit Kleinigkeiten, ob überhaupt Konvektion ausgelöst werden kann. Die ersten Simulationen mit KAMM2 wurden unter Verwendung von Original-Radiosondendaten (meist Stuttgart) durchgeführt. Dabei zeigte die Erfahrung, daß das Modell meistens keine hochreichende Konvektion erzeugte, was eigentlich nicht verwunderlich ist, da in der Realität im direkten Umfeld der Aufstiege auch keine Gewitter auftraten.

Im Falle der VERTIKATOR-Intensivmeßtage konnte quantifiziert werden, inwieweit sich Temperatur und Taupunkttemperatur in der direkten Umgebung entstehender Gewitterzellen von der üblicherweise durch Radiosonden repräsentierten fernerer Umgebung unterscheiden. Die Aufstiege zu den anderen Fällen wurden entsprechend den Erfahrungen während VERTIKATOR modifiziert. In vielen Fällen simulierte KAMM2 mit diesen Aufstiegen dann Konvektion, die den Beobachtungen ähnlich war, eine Rechtfertigung für die getätigten Änderungen. Abb. 3.4 ist ein weiteres Beispiel für die vorgenommenen Modifikationen an einem Vertikalprofil (Stuttgart, 5.8.03).

Bei allen Aufstiegen wurde die Temperatur in den untersten 1000 m über Grund soweit erhöht, daß die Luftmasse in dieser Schicht gut durchmischt war (trockenadiabatischer Temperaturgradient). Im Beispiel des 5.8.03 (Abb. 3.4) bedeutete das fast keine Änderung des Temperaturprofils, da die ungehinderte Sonneneinstrahlung bis 14 MESZ für eine starke Durchmischung gesorgt hatte. Eine solche Änderung ist erst dann wichtig, wenn man nur einen nächtlichen Aufstieg oder einen aus den Morgenstunden vorliegen hat und trotzdem die am entsprechenden Tag zu erwartende Konvektion simulieren möchte.

Die zweite Änderung betrifft die Taupunkttemperatur. Zuerst wurde die Feuchtigkeit in den unteren 1000 m so geändert, daß es einer adiabatischen Durchmischung (siehe z.B. Rogers, 1979) entspricht. Die Taupunkttemperatur (rote gestrichelte Linie links in Abb. 3.4) verläuft dann parallel zu den Linien konstanten Sättigungsmischungsverhältnisses (dünne-gestrichelte türkise, fast senkrechte Linien, gezeigt bis 3 km Höhe). Dann wurde die Taupunkttemperatur in den untersten 1000 m um 2 K erhöht. Die unterstellte Durchmischung der untersten Luftschicht hat den Vorteil, daß die Angabe der CAPE dann für alle Luftpakete aus dieser Schicht gültig ist und nicht nur für ein Paket, welches aus dem Bodenniveau aufsteigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die CAPE einiger Aufstiege in Abhängigkeit der Höhe berechnet, aus der das Luftpaket aufsteigt. Dabei zeigte sich, daß viele Aufstiege eine hohe CAPE besitzen, wenn man die Luft am Boden betrachtet. Oft war die CAPE für Luftpakete, welche in 500 m Höhe starten, nicht einmal mehr halb so groß. Da ein Gewitter sicher nicht nur mit Luft aus den untersten Dekametern gespeist wird, ist die CAPE der durchmischten Luftschicht wesentlich aussagekräftiger.

Die gezeigten Modifikationen einschließlich der adiabatischen Durchmischung werden auch zur Berechnung des Wolkenwassers ohne und mit Entrainment verwendet (Kapitel 4). In jenem Kapitel wird die modifizierte Luftmasse aus den untersten 1000 m über Grund gedanklich adiabatisch gehoben, um die Kondensatmasse in beobachteten konvektiven Zellen abzuschätzen. Zusätzlich wird gegenüber der Umgebung ein Temperatur-

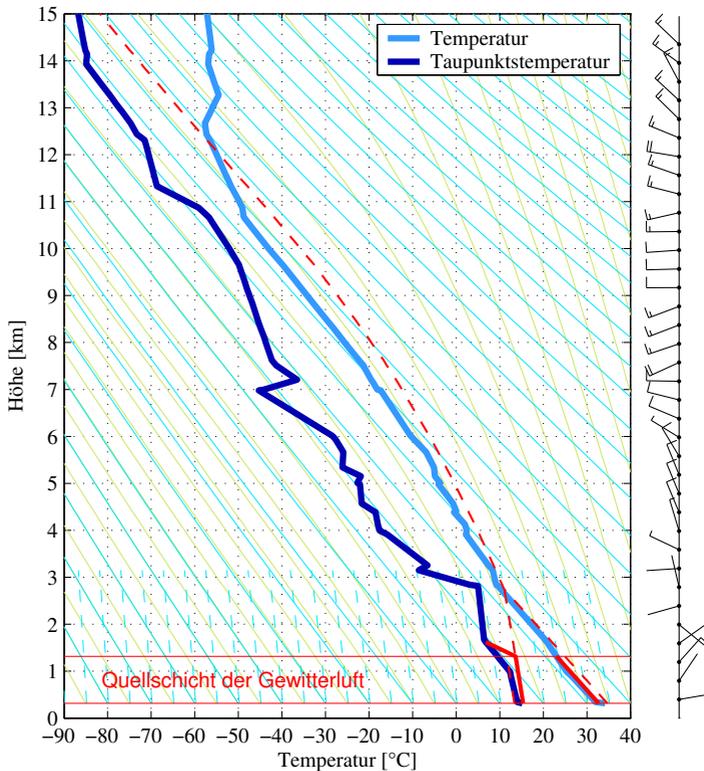


Abbildung 3.4.: Wie Abb. 3.3, aber für den 5.8.03 und die Radiosonde von Stuttgart um 14 MESZ.

überschuß von 2 K angesetzt. Entsprechend der Herkunft der zu Kondensatabschätzung verwendeten Luftmasse ist in Abb. 3.3 und 3.4 von einer Quellschicht der Gewitterluft die Rede. Ein Luftpaket, welches mit 2 K Temperaturüberschuß aus der durchmischten Schicht aufsteigt (rote gestrichelte Linie), hat unter den modifizierten Bedingungen des 5.8.03 eine CAPE von etwa 1800 J/kg.

3.2.3. Initialisierung und Ergebnisse

Mit KAMM2 wurden 30 verschiedene konvektive Zellen simuliert. Ein Teil der Simulationen verwendete Radiosondenaufstiege zu realen Gewittersituationen mit den in Ab-

schnitt 3.2.2 aufgezeigten Modifikationen. Für die übrigen Simulationen wurden ein paar Temps noch weitergehend modifiziert, indem z.B. das Windfeld oder das Feuchteangebot in der Grenzschicht variiert wurde.

Im Folgenden sollen die wichtigsten Modellvorgaben genannt werden: Die horizontale und vertikale Auflösung der 30 Simulationen lag zwischen 150 und 500 m, hoch genug, um die dynamische und mikrophysikalische Struktur der Konvektion aufzulösen. Beispielsweise konnte die Entwicklung von Auf- und Abwindgebieten sowie die Entstehung großer Niederschlagspartikel an den Außenflanken der Hauptaufwindgebiete berechnet werden. Zur Auslösung der Konvektion wurden Warmluftblasen nach der Grenzschicht-Theorie von McNider und Kopp (1990) vorgegeben. Die Addition aufgeprägter stochastischer Temperaturschwankungen sollte die Entwicklung kleiner konvektiver Auftriebskörper fördern. Als Höhe der Grenzschicht wurden Werte zwischen 2000 und 3000 m angenommen, und der Wärmefluß am Erdboden entsprach Werten um 500 W/m^2 . Wie schon erwähnt wurden alle Simulationen über ebenem Gelände initialisiert, obwohl ein Teil der beobachteten Zellen über Mittelgebirgen entstanden waren. Diese Vereinfachung ermöglichte die Durchführung zahlreicher Simulationen und wurde in Kauf genommen, da weniger die Art der Auslösung, als vielmehr die Struktur der Konvektion für die weiteren Untersuchungen wichtig war. Es kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß auch orographische Effekte die Struktur und den Lebenslauf der beobachteten konvektiven Zellen beeinflußt haben. Als Kondensationskerne wurden solche gewählt, die mäßig-kontinentalen bis kontinentalen Bedingungen entsprechen.

Eine Möglichkeit, die Modellergebnisse zu beurteilen, ist der Vergleich der berechneten Reflektivitäten mit den beobachteten Reflektivitäten. Abb. 3.5 enthält Beispiele für Radarbeobachtungen und dazugehörige Simulationsergebnisse. In der oberen Zeile ist die Konvektionszelle des 19.6.02 dargestellt, in der mittleren die des 5.8.03 und unten die des 27.6.01. Während die Zeitangaben zu den Radarbeobachtungen der Lokalzeit (Mitteleuropäische Sommerzeit) entsprechen, meinen die Zeitangaben in den Simulationen die seit Modellinitialisierung verstrichene Zeit. Dargestellt ist jeweils der Zeitpunkt der Zellreife.

Die Umgebungsbedingungen der konvektiven Zelle vom 19.6.02 über dem Nord-schwarzwald wurden in Abschnitt 3.2.1 diskutiert. Nähere Details der Zellentwicklung finden sich in der Arbeit von Bertram et al. (2004), eine Fallstudie zu dieser konvektiven Zelle. KAMM2 hat die wichtigsten Zelleigenschaften wie Amboß und Niederschlagskern erfaßt (rechts oben). Starke südwestliche Höhenwinde haben den Amboß nach Nordos-

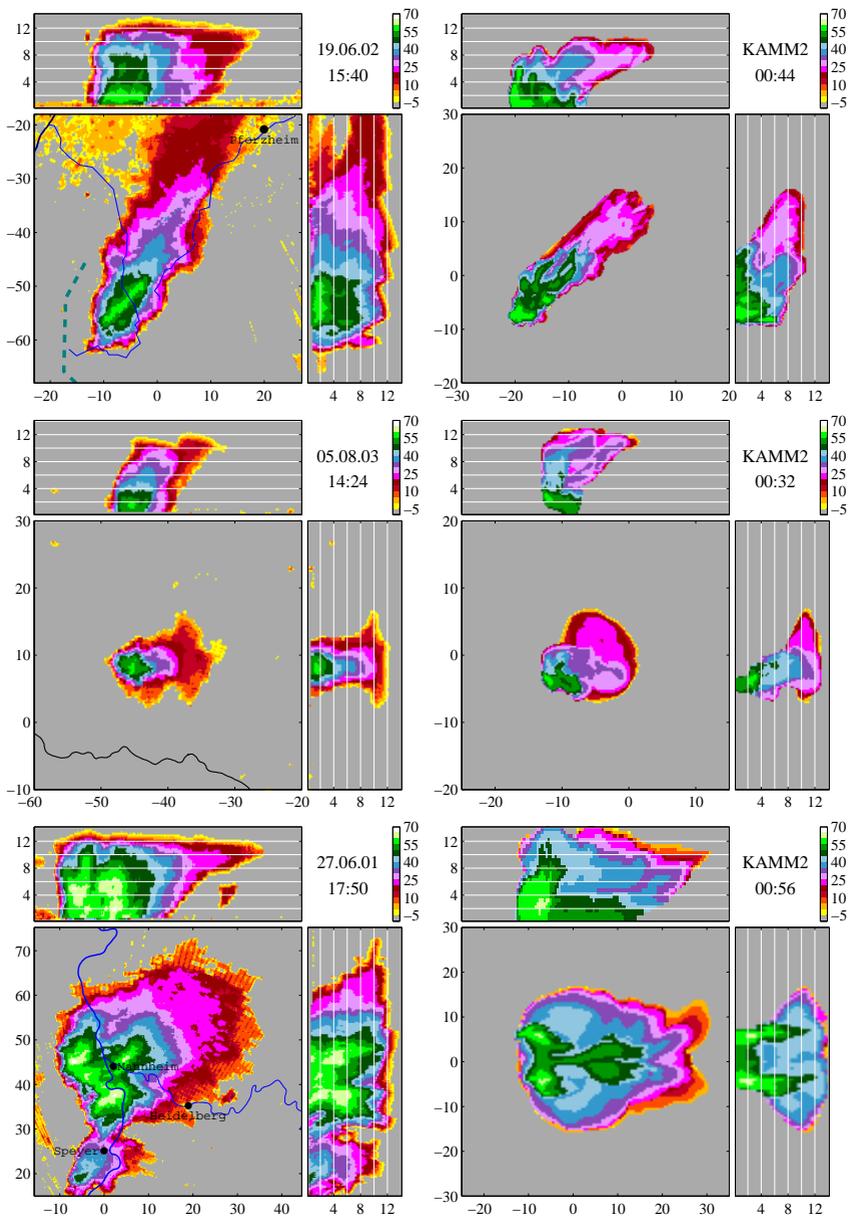


Abbildung 3.5.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ (siehe Farbskala). Beobachtete konvektive Zellen (links) und dazugehörige Simulationen (rechts). Details siehe Text.

ten abdriften lassen, weshalb er in der Simulation etwa 30 km und im Radarbild (links oben) etwa 50 km lang ist. Der beobachtete Amboß ist länger, weil vor Entwicklung der gezeigten Zelle schon eine schwächere Zelle an ähnlicher Stelle existierte, die einen Beitrag zum Amboß leistete. Ein weiterer Unterschied zwischen Beobachtung und Simulation besteht darin, daß die Höhe der modellierten Zelle 2 km hinter der beobachteten zurückbleibt.

Während die Zelle vom 19.6.02 länger als eine Stunde Niederschlag brachte, handelte es sich bei der Zelle des 5.8.03 (Abb. 3.5 Mitte) um eine extrem kurzlebige Zelle, aus der es gerade einmal eine halbe Stunde lang regnete. Sie entstand während einer extremen Hitzeperiode über dem südlichen Pfälzerwald. An jenem Tag erreichte Mannheim 38°C, Karlsruhe 37°C und selbst auf dem 553 m hohe Weinbiet wurden 34°C gemessen. Die Umgebungsbedingungen dieser konvektiven Zelle zeigt Abb. 3.4 und ihre Entwicklung wird in Abschnitt 5 detaillierter beschrieben. Nicht nur in der Reifephase war die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Simulation sehr gut. Das Modell konnte während des kompletten Lebenszyklus der Gewitterzelle ihre Form, Größe, Reflektivität und Höhe simulieren, wobei auch der zeitliche Ablauf der Zellentwicklung richtig erfaßt wurde.

Das dritte Beispiel zeigt ein Zellsplitting, wie es am 27.6.01 bei Mannheim beobachtet wurde (Abb. 3.5 unten). Gegen 17 Uhr entwickelte sich eine erste Zelle am Rande des Pfälzerwaldes, die sich unter rascher Verstärkung nach Nordosten verlagerte. Eine halbe Stunde später zeigte das Radarecho Tochterzellwachstum an den Flanken dieser Zelle. Um 17:50 Uhr befand sich die ursprüngliche Zelle unter Abschwächung über Mannheim (Abb. 3.5 links unten). Südlich und westlich davon sind die Tochterzellen zu erkennen, welche sich anschließend immer weiter voneinander entfernten. Weitere Details zur Entwicklung dieser Zelle befinden sich im Anhang A. KAMM2 ist auch in der Lage, die Dynamik eines Zellsplittings zu simulieren (Abb. 3.5 rechts unten). Die Initialisierung erfolgte allerdings in diesem Fall nicht mit dem passenden Radiosondenaufstieg des 27.6.01, sondern nur unter ähnlichen Bedingungen. Ein wesentlicher Unterschied ist, daß die Hauptwindrichtung in der Simulation West statt Südwest war.

Es gibt nur wenige Möglichkeiten, ein mesoskaliges Modell zu validieren. Wie der Vergleich mit Radardaten gezeigt hat, kann KAMM2 die Entwicklung und die wichtigsten Eigenschaften hochreichender konvektiver Zellen berechnen. Also darf man davon ausgehen, daß die Dynamik und die Mikrophysik in KAMM2 die realen Bedingungen recht gut erfaßt, was für das weitere Vorgehen wichtig ist.

3.3. Individuelle Z/W-Beziehungen für einzelne Simulationen

Die Modelldaten enthalten wie schon erwähnt genug Information über die räumliche und zeitliche Verteilung der verschiedenen Hydrometeorotypen, um Z/W-Beziehungen für Mischwolken abzuleiten. Ein Ziel dieser Arbeit war, für Konvektion über Südwestdeutschland in soweit allgemein gültige Z/W-Beziehungen zu finden, daß die Abschätzung von Zellgesamtwassergehalten mit akzeptablen Unsicherheiten möglich ist. Der erste Schritt dazu ist die Aufstellung von Z/W-Beziehungen für einzelne Simulationen. Sie ermöglichen die Berechnung des Wassergehaltes der zugrunde gelegten simulierten Gewitterzelle anhand ihrer Reflektivitäten und sind auf die Radardaten des entsprechenden Einzelfalles übertragbar, falls die beobachtete konvektive Zelle ähnliche Hydrometeore beinhaltet hat wie die dazugehörige Simulation. Diese Beziehungen sind also individuell gültig für einen Einzelfall und werden 'individuelle' Z/W-Beziehungen genannt. Das Konzept ihrer Aufstellung soll in diesem Abschnitt erklärt werden. In der Arbeit von Bertram et al. (2004) wurde die Simulation der konvektiven Zelle vom 19.6.02 zur Verdeutlichung der Vorgehensweise herangezogen. Im Folgenden wird eine Simulation verwendet, deren Umgebungsbedingungen sich keinem bestimmten Tag zuordnen lassen. Als Temperatur und Taupunkttemperatur wurde ein geglättetes Profil verwendet. Die Temperatur am Boden war 30.5°C und die spezifische Feuchte in der Grenzschicht lag bei 11 g/m^3 . Damit war die CAPE bezogen auf ein Luftpaket, welches mit 2 K Temperaturüberschuß gegenüber der Umgebung startet, 1500 J/kg . Die Windvorgabe beinhaltete leichten Ostwind am Boden mit etwa 4 m/s und leichten Westwind mit 6 m/s in der oberen Troposphäre. Mit diesen Vorgaben ist ein nicht allzu hoher mesoskaliger Organisationsgrad zu erwarten. Dementsprechend simulierte KAMM2 eine einzelne Zelle mit der Lebensdauer von etwa 2 Stunden. Da in dieser Arbeit 4 Simulationen mit Datumsangabe zitiert werden, wird diese KAMM2-Rechnung in weiterer Folge 'Simulation 5' genannt. Sie wurde gewählt, weil die Zelle hinsichtlich ihrer Größe, Lebensdauer und Aufteilung der Zellgesamtmasse auf die 5 Hydrometeorotypen die durchschnittlichen Eigenschaften der 30 Simulationen gut repräsentiert.

3.3.1. Das 3-Schichtenkonzept

Z/W-Beziehungen wie in Tab. 2.3 müssen mit großer Vorsicht angewandt werden, da sie immer nur für eine bestimmte Art von Hydrometeoriten gültig sind (Hagen und Yuter, 2003). Je nach Hydrometeorart unterscheiden sich Vorfaktor und Exponent der Z/W-

Beziehungen stark voneinander. Daraus wird ersichtlich, daß man große Fehler machen kann, wenn man eine einzige Z/W-Beziehung auf ausgedehnte Wolken mit sehr unterschiedlichen Hydrometeoren, wie sie in hochreichenden konvektiven Zellen vorkommen, anwendet. Um an jeder Stelle der Wolke den genauen Wassergehalt zu bestimmen, müßte man an jedem Ort und zu jeder Zeit das Hydrometeorspektrum kennen und entsprechend viele Z/W-Beziehungen anwenden. Das wäre für die Modelldaten zwar möglich, nicht aber im Falle beobachteter Radarreflektivitäten. Deshalb wurde eine Unterteilung der Wolke gesucht, die Gebiete mit ähnlichen Hydrometeoreigenschaften zusammenfaßt. Innerhalb dieser Gebiete sollte jeweils die Anwendung einer einzigen Z/W-Beziehung ohne zu große Fehler erlaubt sein, und die Unterteilung sollte so typisch für Konvektion sein, daß man sie in jeder Gewitterzelle vornehmen kann, auch wenn die detaillierten Hydrometeoreigenschaften unbekannt sind.

Die Auswertung der KAMM2-Simulationen bestätigte, daß folgende Unterteilung in 3 Wolkenregionen sinnvoll ist: Region 1 umfaßt die Teile der Wolke, die sich oberhalb der 0°-Grenze befinden. In dieser Region sind sowohl eisförmige Hydrometeore (Eiskristalle, Schneeflocken und Graupel) also auch unterkühlte Tropfen (Wolken- und Regentropfen) anzutreffen, weshalb sie in weiterer Folge 'Mischregion' genannt wird. Die zweite Region ist die Schmelzzone, welche sich von der 0°-Grenze 1000 m abwärts erstreckt. Ihre Dicke wurde so gewählt, daß die entsprechende Fallstrecke ausreicht, um die meisten Niederschlagspartikel zu schmelzen. Diese Annahme kann bei kräftigen konvektiven Zellen mit intensiver Hagelbildung falsch sein, wenn mitunter selbst im Bodenniveau Hagel zu beobachten ist. Obwohl die 0°-Grenze innerhalb der simulierten Wolken bekannt ist, wurde sie in allen Fällen anhand der Radiosondendaten bestimmt. Damit kann der angenommene Wert im Extremfall um mehrere 100 m falsch sein, eine Fehlerquelle, die bei der Berechnung der Masse in beobachteten Zellen nicht vermieden werden kann. Um die Ungenauigkeiten der neuen Methode abschätzen zu können, wurde diese Fehlerquelle auch bei der Berechnung der Masse in simulierten Zellen absichtlich nicht ausgeschaltet. Region 3 ist die 'Regenregion' zwischen dem Erdboden und dem Unterrand der Schmelzzone.

Die Aufstellung einer Z/W-Beziehung für eine einzelne Simulation beginnt mit der Unterteilung des Wolkenvolumens in die 3 beschriebenen Regionen. Zuerst werden die an jedem Gitterpunkt im Modellgebiet bekannten Werte der Reflektivität und des Flüssigwasser-/Eisgehaltes in Z/W-Diagramme eingetragen, ohne die Masse der Wolkentropfen zu berücksichtigen, da Wolkentropfen von einem C-Band Radar nicht beobachtet

werden können. Der nächste Schritt besteht in der Ableitung von Z/W-Beziehungen für einzelne Simulationszeitpunkte im Abstand von 4 Minuten. Diese zeitliche Auflösung sollte reichen, um alle Entwicklungsstadien unterschiedlicher Hydrometeoreigenschaften zu erfassen. Getrennt für die Misch- und die Regenregion werden Ausgleichsgeraden für jeden Zeitpunkt bezüglich doppelt logarithmischer Achsen mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. So erhält man eine Vielzahl unterschiedlicher Z/W-Beziehungen für die Misch- und die Regenregion in der Form $Z = a W^b$. Über die Mittelung aller Koeffizienten a und b ergibt sich für beide Regionen je eine mittlere Beziehung. Zur Berechnung von Wassergehalten aus Reflektivitätsdaten werden in weiterer Folge, unabhängig vom Simulationszeitpunkt, diese beiden mittleren Z/W-Beziehungen verwendet. Es handelt sich um die individuellen Z/W-Beziehungen der zugrunde gelegten Simulation. Innerhalb der Schmelzschicht wird ein allmählicher Übergang zwischen beiden Beziehungen verwendet, wie er in Abschnitt 3.4.1 am Beispiel der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen erklärt wird.

Im Folgenden wird die Vorgehensweise am Beispiel der Simulation 5 verdeutlicht. Dabei werden die resultierenden mittleren Z/W-Beziehungen mit den Beziehungen aller ausgewerteten Zeitpunkte verglichen und die Folgen der zeitlichen Mittelung erläutert. Eine wichtige Rolle spielt die zeitliche Entwicklung der Hydrometeore, welche zwar nur am Beispiel der Simulation 5 erklärt wird, aber in vielen anderen Simulationen ähnlich vorzufinden war. In Abb. 3.6 sind links MAXCAPPis der simulierten Reflektivität (in dBZ) zu den Zeitpunkten 40, 56 und 68 Minuten nach Modellinitialisierung dargestellt. Alle drei Zeitpunkte fallen in die Reifephase der Gewitterzelle, erkennbar an einem deutlich ausgeprägten Amboß und dem Niederschlag, der den Erdboden als großtropfiger Regen erreicht. Rechts befinden sich die zu den MAXCAPPis gehörenden Z/W-Diagramme, in welche die Z/W-Wertepaare aller Modellgitterpunkte eingetragen wurden. Rote Punkte zeigen Daten von Gitterpunkten der Mischregion, blaue Punkte solche der Schmelzschicht und grüne Punkte Daten der Regenregion. Im Falle der Simulation 5 erstreckt sich die Regenregion bis in eine Höhe von 2800 m, während die Mischregion in 3800 m beginnt (Höhe der 0°-Grenze des vorgegebenen Temperaturprofils). Generell besitzen Gitterpunkte der Regenregion bei gleichem Wassergehalt deutlich höhere Reflektivitäten als Gitterpunkte der Mischregion, eine Folge der in beiden Regionen sehr unterschiedlichen Hydrometeoreigenschaften. Regentropfen sind einerseits im Mittel größer als die Niederschlagsteilchen der Mischregion und darüber hinaus ein stärkeres Dielektrikum. Zwischen den deutlich voneinander abgegrenzten Punktwolken der Misch- und der Re-

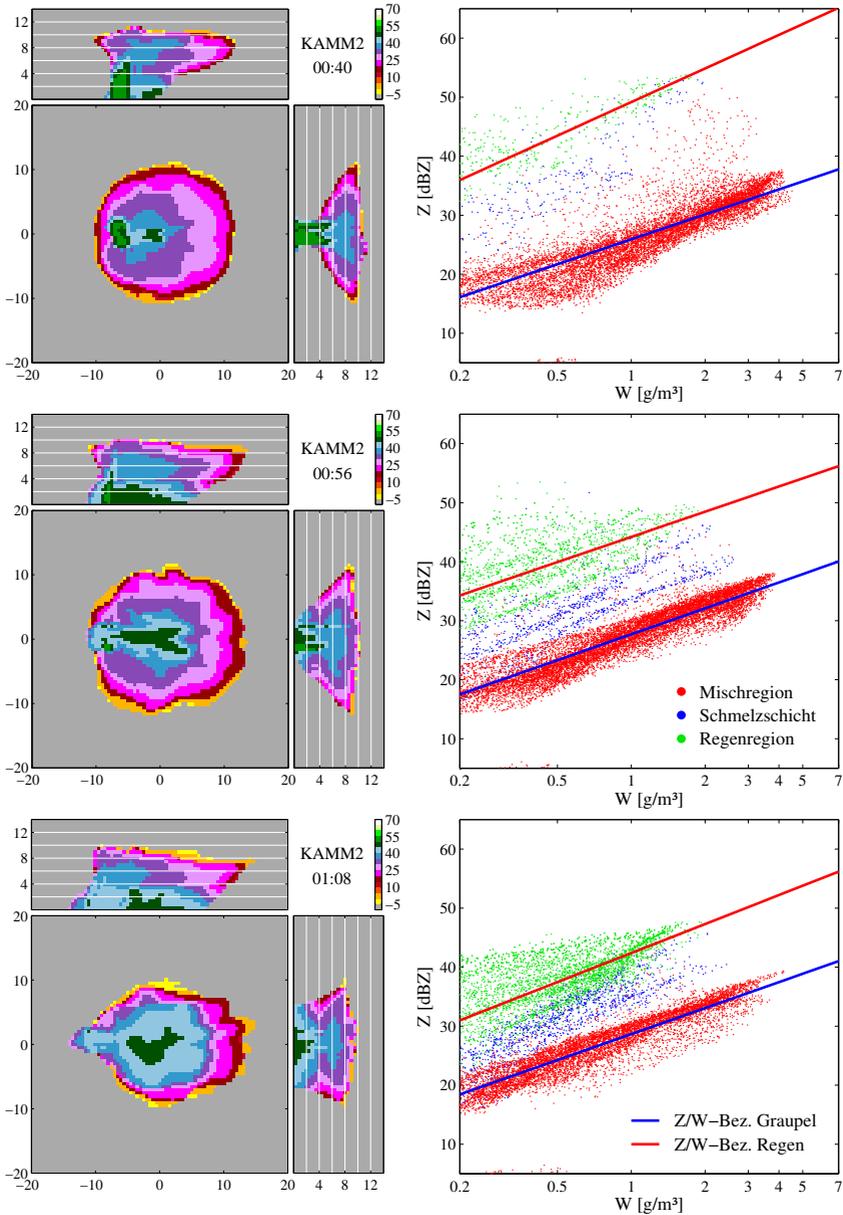


Abbildung 3.6.: MAXCAPPis der Radarreflektivität in dBZ (links) und Reflektivität als Funktion des Wasser-/Eisgehalts W in g/m^3 (rechts) zu Simulation 5. Details siehe Text.

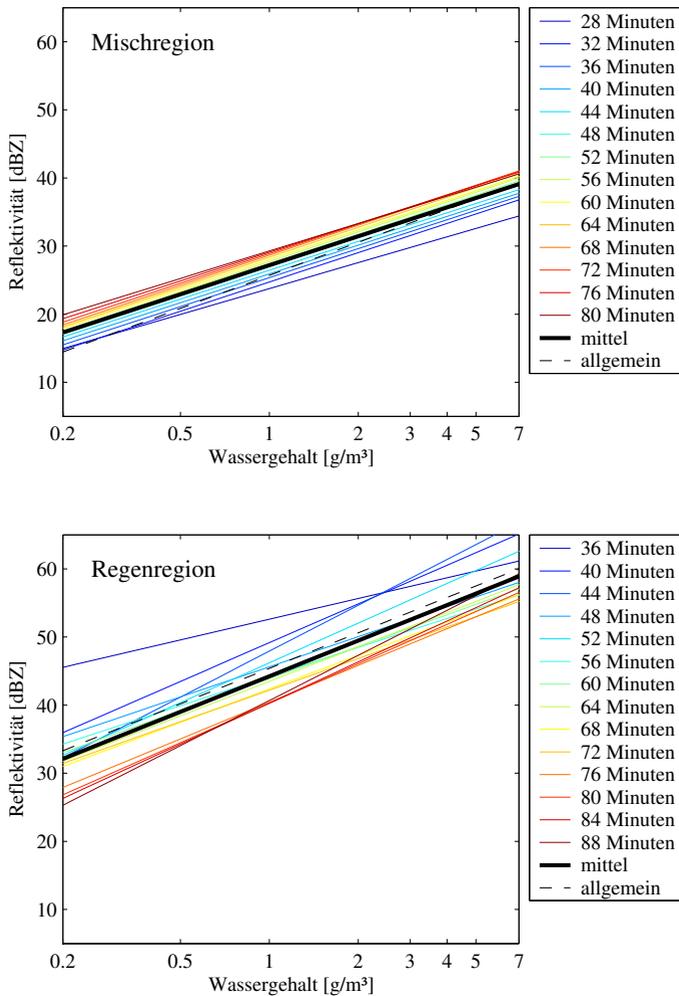


Abbildung 3.7.: Reflektivität Z (in dBZ) als Funktion des Flüssigwasser-/Eisgehalts W (in g/m^3). Z/W-Beziehungen der Simulation 5 zu verschiedenen Simulationszeiten für die Mischregion (oben) und die Regenregion (unten). Individuelle Z/W-Beziehungen zu Simulation 5 als Mittel aus den anderen Beziehungen (dicke schwarze Linien) und verallgemeinerte Z/W-Beziehungen (schwarze gestrichelte Linien), ein Mittel über alle individuellen Beziehungen von 30 Simulationen (siehe Abschnitt 3.4).

genregion befinden sich die Z/W-Wertepaare der Schmelzschicht. Besonders die Z/W-Werte der Regenregion zeigen zu allen Zeitschritten eine starke Streuung, eine Folge sehr unterschiedlicher Tropfengrößenverteilungen in verschiedenen Bereichen der Regenregion. Die Z/W-Beziehung für die Mischregion ist jeweils durch eine blaue Linie angedeutet, während die Z/W-Beziehung für die Regenregion durch die rote Linie gezeigt wird. Wie zu erkennen ist, hängen die Z/W-Beziehungen von der Zeit ab. Vor allem die Beziehung für die Regenregion unterliegt stärkeren zeitlichen Schwankungen. Zu Beginn des Niederschlagsereignisses nach 40 Minuten hat die Ausgleichsgerade für Regen einen wesentlich größeren Ordinatenabschnitt als zu späteren Zeitpunkten.

Die Z/W-Beziehungen aller ausgewerteten Zeitschritte wurde in Abb. 3.7 dargestellt. In der Mischregion (oberes Bild) wurden die Zeitschritte zwischen 28 und 80 Minuten und in der Regenregion (unteres Bild) die Zeitschritte zwischen 36 und 88 Minuten zur Bestimmung der mittleren, individuellen Beziehungen (dicke schwarze Linien) verwendet. Dabei handelt es sich jeweils um das Zeitintervall mit nennenswerter Niederschlagsaktivität in der entsprechenden Region. Die mittleren, individuellen Z/W-Beziehungen zu Simulation 5 lauten:

$$Z_m = 5.25 \times 10^2 W^{1.41} \quad \text{Mischregion} \quad (3.1)$$

$$Z_r = 2.63 \times 10^4 W^{1.74} \quad \text{Regenregion} \quad (3.2)$$

Abb. 3.7 veranschaulicht die zeitliche Varianz der einzelnen Z/W-Beziehungen, welche in der Mischregion gering ist. Im Laufe des Lebenszyklus dieser konvektiven Zelle vergrößert sich der Ordinatenabschnitt allmählich, während die Steigung ähnlich bleibt. Das bedeutet, daß die Reflektivität bei gleichem Wassergehalt zunimmt. In der Mischregion nimmt die Größe der Hydrometeore zu, je länger die konvektive Zelle existiert. Schuld daran ist der vergleichsweise große Graupel, dessen Entwicklung eine gewisse Zeit beansprucht. Sein Anteil an der Zellgesamtmasse wird im Laufe der Simulationszeit allmählich größer (siehe Abb. 3.9 oben). Anders sieht es in der Regenregion aus, wo die Änderungen der Z/W-Beziehung im Laufe der Zeit wesentlich größer sind. Dort ist die Steigung der einzelnen Geraden verschieden und der Ordinatenabschnitt verringert sich mit der Zeit. Der modellierte konvektive Niederschlag in Bodennähe beginnt, wie auch in der Realität häufig zu beobachten, mit großtropfigem Regen und wird im Laufe der Zeit immer kleintropfiger. Bei Anwendung der mittleren Z/W-Beziehung ist zu erwarten, daß die Niederschlagsmasse der Regenregion anfangs über- und zu späteren Zeitpunkten

unterschätzt wird. Dieselbe Beobachtung machten Carbone und Nelson (1978), welche die zeitliche Entwicklung von gemessenen Tropfenspektren in konvektivem Niederschlag über Texas untersuchten.

Wassergehalte nach den Z/W-Beziehungen der Mischregion bei 30 dBZ

Zeit	28	32	36	40	44	48	52	56	60	64	68	72	76	80
W	3.1	2.3	2.1	2.0	1.8	1.6	1.5	1.4	1.4	1.3	1.2	1.2	1.2	1.1

Wassergehalte nach den Z/W-Beziehungen der Regenregion bei 50 dBZ

Zeit	36	40	44	48	52	56	60	64	68	72	76	80	84	88
W	0.6	1.1	1.2	2.0	1.6	2.6	2.5	2.4	2.9	3.2	3.4	3.2	3.0	2.7

Tabelle 3.1.: Wassergehalte nach den Z/W-Beziehungen der verschiedenen Zeitpunkte (siehe Abb. 3.7) in der Mischregion bei $Z = 30$ dBZ (oben) und in der Regenregion bei $Z = 50$ dBZ (unten). Simulationszeiten in Minuten (jeweils obere Zeile) und Wassergehalte in g/m^3 (jeweils untere Zeile).

Um die Z/W-Beziehungen der einzelnen Zeitpunkte mit den mittleren Beziehungen zu vergleichen, wurden aus Gründen der Anschaulichkeit nicht die Gleichungen selbst betrachtet, sondern die Wassergehalte, welche typischen Reflektivitätswerten zugeordnet werden. Dazu wurde der Wassergehalt für $Z = 30$ dBZ (Mischregion) und für $Z = 50$ dBZ (Regenregion) mit den Z/W-Beziehungen der einzelnen Zeitpunkte berechnet (Tabelle 3.1). Die Z/W-Beziehungen der Mischregion geben für $Z = 30$ dBZ Wassergehalte zwischen 3.1 und 1.1 g/m^3 an, während sich nach der mittleren Z/W-Beziehung für die Mischregion der dazugehörige Wassergehalt von 1.6 g/m^3 ergibt. In der Regenregion schwanken die Wassergehalte für $Z = 50$ dBZ, berechnet mit den verschiedenen Z/W-Beziehungen, zwischen 0.6 und 3.4 g/m^3 . Der Wert von 2.2 g/m^3 , wie ihn die mittlere Beziehung für die Regenzone bei $Z = 50$ dBZ angibt, überschätzt den Wassergehalt zu Beginn des Niederschlages um etwa den Faktor 2. Diese Beispiele zeigen die Unterschiede zwischen den Z/W-Beziehungen der einzelnen Zeitpunkte und den mittleren Beziehungen, eine Folge der zeitlichen Variabilität der Hydrometeoreigenschaften. Die genannten Zahlenwerte beziehen sich speziell auf das gewählte Fallbeispiel.

Mit dem präsentierten 3-Schichtenkonzept kann grundsätzlich der Wassergehalt in hochreichenden konvektiven Zellen berechnet werden. Die individuellen Z/W-Beziehungen für die Misch- und die Regenregion stellen eine räumliche Mittelung über

die entsprechende Region dar. Außerdem handelt es sich um ein zeitliches Mittel über einige Simulationszeitpunkte während der Reifephase der Zelle. Sie sind, wie das Verfahren ihrer Aufstellung erwarten läßt, geeignet zur Berechnung der mittleren Zellgesamtmasse innerhalb der zugrunde gelegten Simulation. Für jede andere konvektive Zelle, sei es eine andere modellierte Zelle, oder eine beobachtete, ergeben sich Unsicherheiten, da diese Zellen andere Hydrometeore enthalten können als die zur Aufstellung der Z/W-Beziehungen ausgewertete Zelle. Diese Unsicherheiten werden in Abschnitt 3.4.3 untersucht. Selbst wenn die individuellen Z/W-Beziehungen den mittleren Gesamtwassergehalt einer Konvektionszelle richtig abschätzen, können die angewandten Z/W-Beziehungen in Teilen der Wolke und zu bestimmten Zeiten ungeeignet sein. Im folgenden Abschnitt wird dieser Sachverhalt anhand der Simulation 5 untersucht.

3.3.2. Numerisch- und aus den Z-Daten berechneter Wassergehalt

Aus den Reflektivitäten der Simulation 5 wurden Wassergehalte berechnet und mit den numerisch berechneten Wassergehalten verglichen. Die Umrechnung der Reflektivitäten in Wassergehalte erfolgte mit den Z/W-Beziehungen, welche mit Hilfe der selbigen Simulation aufgestellt wurden (Gl. 3.1 und 3.2). Deshalb ist zu erwarten, daß beide Wassergehalte im Mittel übereinstimmen. Um dies zu überprüfen, werden in Abb. 3.8 und 3.9 eine Reihe verschiedener berechneter Wassergehalte miteinander verglichen.

Abb. 3.8 zeigt horizontal integrierte Flüssigwasser-/Eismassen, wobei über nahezu den kompletten Lebenszyklus der Zelle gemittelt wurde. Damit sind Zeitpunkte enthalten, die bei der Aufstellung der mittleren Z/W-Beziehungen nicht berücksichtigt wurden. Diese Massenbeiträge sind allerdings so gering, daß die dargestellten Kurven ohne sie nur unwesentlich anders aussähen. Eine Beschränkung auf die ausgewerteten Zeitpunkte (Abb. 3.7) wäre nicht sinnvoll gewesen, da in der Misch- und der Regenregion unterschiedliche Zeitintervalle verwendet wurden.

Im oberen Teilbild sind numerisch berechnete Massen der fünf verschiedenen Hydrometeorotypen und deren Gesamtmasse dargestellt. Damit wird gezeigt, wie sich die Gesamtmasse auf die einzelnen Hydrometeoroklassen aufteilt. Wolkentropfen kommen nur oberhalb der Wolkenbasis, die in 2 km Höhe liegt, vor. Zwischen 4 und 8 km Höhe ist die Masse der Wolkentropfen relativ konstant, wobei sie in diesem Bereich mehr oder weniger stark unterkühlt sind. Oberhalb von 10 km kommen keine Wolkentropfen mehr vor. Dafür hat die Masse der Eiskristalle dort ihr Maximum mit ähnlichen Werten wie das

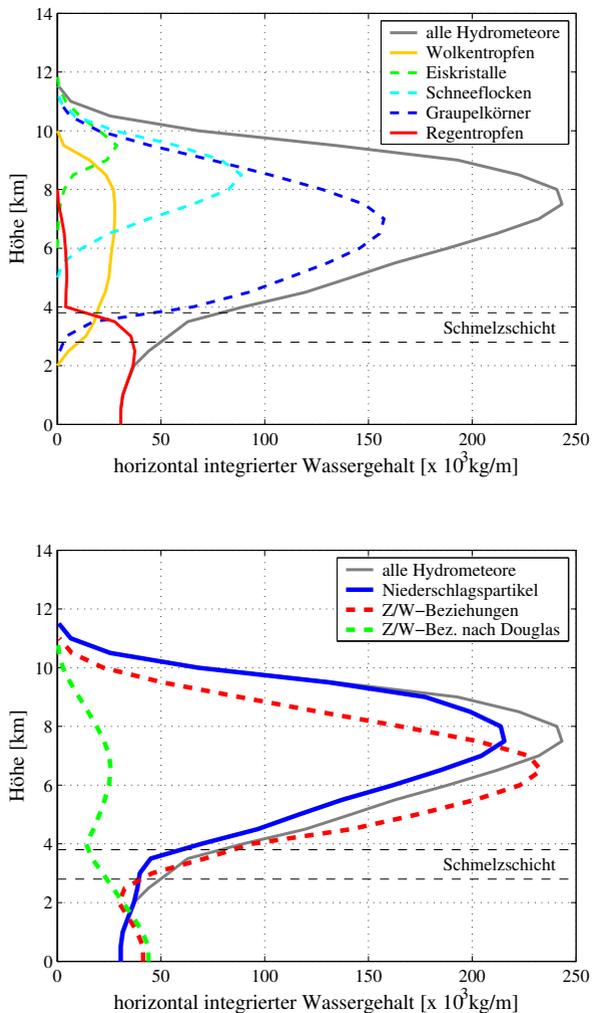


Abbildung 3.8.: Horizontal integrierte Flüssigwasser-/Eismasse der Simulation 5 als Funktion der Höhe (gemittelt über die Simulationszeit 8 bis 100 Minuten). Masse aller Hydrometeore und Masse der einzelnen Hydrometeortypen (oben). Masse aller Hydrometeore, Masse der Niederschlagspartikel (Eiskristalle, Schnee, Graupel und Regen) und mit den Z/W-Beziehungen zur Simulation 5 sowie der Z/W-Beziehung nach Douglas (1964) aus den Reflektivitäten berechnete Masse (unten).

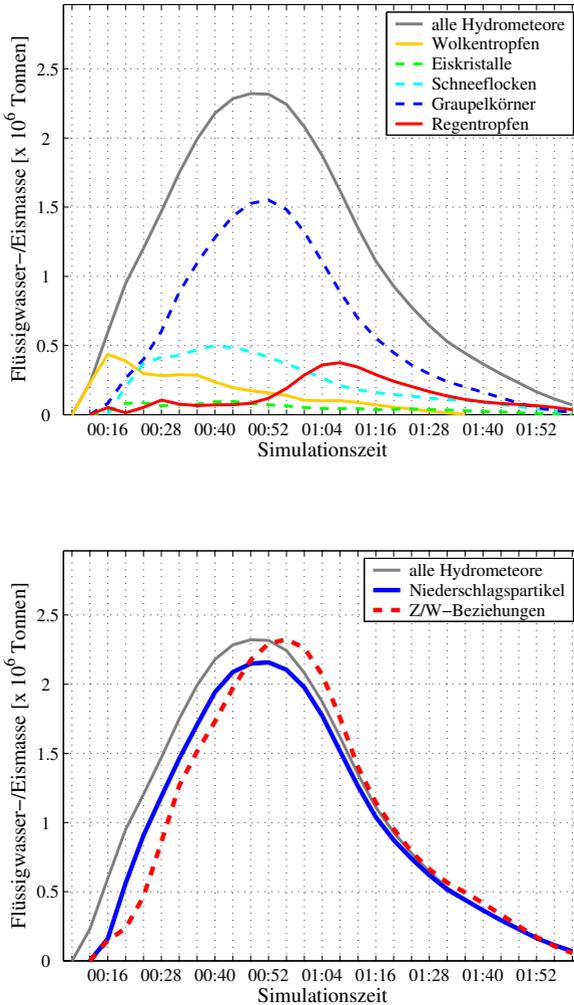


Abbildung 3.9.: Flüssigwasser-/Eismasse der Simulation 5 in Abhängigkeit von der Simulationszeit. Zellgesamtmasse unter Berücksichtigung aller Hydrometeore und Masse der einzelnen Hydrometeortypen (oben). Zellgesamtmasse, Masse der Niederschlagspartikel (Eiskristalle, Schnee, Graupel und Regen) und mit den Z/W-Beziehungen zur Simulation 5 aus den Reflektivitäten berechnete Masse (unten).

Maximum der Wolkentropfenmasse unterhalb. Die Masse der Schneeflocken kulminiert in 8.5 km Höhe, während die Masse der Graupelkörner in 7 km Höhe ihr Maximum hat. In den meisten KAMM2 Simulationen besitzen die Graupelkörner, wie hier, einen Großteil der Gesamtmasse, gefolgt von den Schneeflocken. Es gibt Simulationen, in denen die Graupelkörner einen noch höheren Anteil an der Gesamtmasse haben, aber auch solche, in denen die Masse der Schneeflocken ähnliche Größenordnungen erreicht wie die Masse der Graupelkörner. Der Anteil der Regenmasse oberhalb der 0°-Grenze ist in der gezeigten Simulation relativ gering. Ebenfalls ein Merkmal aller Simulationen ist, daß die Masse der Regentropfen unterhalb der 0°-Grenze durch Abtauen der Graupelkörner stark zunimmt. Innerhalb der Wolke liegt die 0°-Grenze in der Simulation 5 bei 4 km, während sie in der Umgebung bei 3.8 km lag (Höhe der 0°-Grenze im vorgegebenen Temp).

Das untere Teilbild zeigt neben der numerisch berechneten Gesamtmasse aller Hydrometeore (graue Linie) die Masse der Niederschlagspartikel (blaue Linie), welche in der Simulation 5 etwa 90 % der Gesamtmasse ausmacht. Außerdem ist die mit den individuellen Z/W-Beziehungen zu Simulation 5 aus den Reflektivitäten berechnete Masse (rot gestrichelte Linie) dargestellt, welche nun mit der numerisch berechneten Masse der Niederschlagspartikel verglichen werden kann. Wie zu erwarten war, stimmen die Massen im Mittel überein. Trotzdem unterscheiden sie sich in einzelnen Höhenniveaus bis um den Faktor 2. Innerhalb der Mischregion (ab 3800 m) unterschätzt die Z/W-Beziehung die Masse oberhalb von 7 km Höhe, während es in niedrigeren Höhen zu einer Überschätzung kommt. Der Grund ist, daß in den oberen Wolkenbereichen sehr kleine Hydrometeore wie Eiskristalle dominieren, woran sich in tieferen Regionen die größeren Schneeflocken und Graupelkörner anschließen. Die Z/W-Beziehung der Mischregion berücksichtigt diese Höhenabhängigkeit der Hydrometeoreigenschaften nicht. In der Regenregion sind die Unterschiede zwischen der numerisch berechneten Masse der Niederschlagspartikel und der aus den Reflektivitäten berechnete Masse geringer. An einen Bereich der Unterschätzung der Masse durch die Z/W-Beziehung in 2 km Höhe schließt sich eine Überschätzung im Bodenniveau an. Grund ist die Zunahme der Tropfengröße durch Koagulation während des Herausfallens aus der Wolke.

Das 3-Schichtenkonzept führt somit in bestimmten Höhenniveaus der konvektiven Zelle zu Fehleinschätzungen der Masse, stellt dennoch eine deutliche Verbesserung gegenüber der Möglichkeit dar, den Flüssigwasser-/Eisgehalt mit einer einzigen Z/W-Beziehung zu berechnen. Dieser Sachverhalt sollte aufgezeigt werden, indem die modellierten Reflektivitäten mit der Z/W-Beziehung nach Douglas (1964), gültig für Regen,

in Flüssigwasser-/Eisgehalte umgerechnet wurden. Sie wurden damit so interpretiert, als wären sie ausschließlich von Regen verursacht worden. Es hätte genauso gut die Z/W-Beziehung für einen anderen Hydrometeorotyp genommen werden können, aber die Entscheidung für eine Z/W-Beziehung für Regen entspricht einer in der Radarmeteorologie häufig gewählten Sichtweise. In der Regel werden nämlich Niederschlagsraten größerer Gebiete mit einer einzigen Z/R-Beziehung berechnet, welche üblicherweise für Regen gültig ist. Die Z/W-Beziehung nach Douglas (1964) liefert die grüne Linie. Innerhalb der Regenregion wird der modellierte Wassergehalt ähnlich gut wiedergegeben wie mit der Z/W-Beziehung für Regen zur Simulation 5. Oberhalb der Schmelzschicht werden die Flüssigwasser-/Eisgehalte sehr deutlich unterschätzt. Das ist auf das Unvermögen der Beziehung nach Douglas zurückzuführen, Reflektivitäten einer Mischung von Wasser- und Eispartikeln oder ausschließlich Eispartikeln (wie in höheren Niveaus der Wolke) korrekt in Wasser-/Eismassen umzurechnen.

Ebenfalls interessant ist, wie gut die Gesamtmasse der Gewitterzelle als Funktion der Zeit abgeschätzt wird. Abb.3.9 zeigt im oberen Teilbild wie schon Abb.3.8 die numerisch berechneten Massen der fünf Hydrometeorotypen. Statt der Höhenabhängigkeit wurde allerdings die Zeitabhängigkeit der Massen dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die erste in der Zelle erzeugte Masse in Wolkentropfen steckt. Sie erreicht schon nach 16 Minuten ihr Maximum von etwa 0.4×10^6 Tonnen und ist anschließend geringer, weil sich dann aus den Wolkentropfen die Niederschlagspartikel entwickeln. Die Massen der Schneeflocken und der Graupelkörner nehmen zunächst ähnlich schnell zu. Während die Schneeflocken nach 40 Minuten ihre Maximalmasse mit etwa 0.5×10^6 Tonnen erreichen, nimmt die Masse der Graupelkörner noch weiter zu und hat ihr Maximum von etwa 1.5×10^6 Tonnen nach 52 Minuten. Die Masse der Eispartikel bleibt die ganze Zeit über relativ gering und die Masse der Regentropfen hat ihr Maximum von etwa 0.3×10^6 Tonnen erst nach 68 Minuten.

Das untere Teilbild von Abb.3.9 zeigt wie schon Abb.3.8 neben der numerisch berechneten Gesamtmasse aller Hydrometeore (graue Linie) die Masse der Niederschlagspartikel (blaue Linie). Auch die mit den individuellen Z/W-Beziehungen zu Simulation 5 aus den Reflektivitäten berechnete Masse (rot gestrichelte Linie) ist eingetragen. Neu ist die Darstellung der Zeitabhängigkeit aller Massen. Es ist zu erkennen, daß die Z/W-Beziehung die Masse aller Niederschlagspartikel unterschätzt, solange die Masse der konvektiven Zelle zunimmt und überschätzt, sobald sie abnimmt. In Abschnitt 3.3.1 wurden die Misch- und die Regenregion einzeln betrachtet. Der Trend, daß die Z/W-

Beziehung die Masse anfangs unter- und später überschätzt, wie er bei Betrachtung der Mischregion alleine vorliegt, setzt sich bei Betrachtung der gesamten Zelle gegenüber dem umgekehrten Trend in der Regenregion durch, weil der Hauptteil der Zellmasse in der Mischregion anzutreffen ist. Das Maximum der Masse innerhalb der Gewitterzelle wird im Falle der Simulation 5 überschätzt, wenn die individuellen Z/W-Beziehungen zu ihrer Berechnung verwendet werden.

Die Berechnung von Wassergehalten mit einer Z/W-Beziehung für die Mischregion, einer anderen für die Regenregion und einem allmählichen Übergang zwischen den beiden Beziehungen innerhalb der Schmelzschicht muß noch verfeinert werden, wenn oberhalb der Schmelzschicht hohe Reflektivitäten erreicht werden. Diese Modifikation wird nun anhand einer Simulation des Einzelfalls vom 30.7.02 erklärt. Eine zu dieser Simulation passende Radarbeobachtung zeigt Abb. B.1, während die Details der Zellentwicklung an jenem Tag im Anhang A nachgelesen werden können.

3.3.3. Intensive Niederschlagsgebiete oberhalb der Schmelzzone

Ein Teil der numerisch berechneten konvektiven Zellen besitzt während der Reifephase einen Zellkern mit hohen Reflektivitäten selbst oberhalb der 0° -Grenze, wie er in Radarbeobachtungen auch immer wieder zu finden ist. In solchen Fällen ist die Massendichte der Partikel flüssiger Phase oberhalb der 0° -Grenze erhöht und es haben sich große Graupel- bzw. Hagelteilchen entwickelt.

Abb. 3.10 zeigt in ihrem oberen Teil ein Z/W-Diagramm für die Simulationszeit 40 Minuten. Die Darstellung entspricht den Z/W-Diagrammen in Abb. 3.6, wobei die Daten der Schmelzschicht nicht eingetragen wurden. Außerdem beziehen sich die Z/W-Beziehungen nicht auf den gezeigten Zeitpunkt, sondern sind bereits das Mittel aller im Falle der Simulation zum 30.7.02 verwendeten Zeitpunkte, also die individuellen Beziehungen dieses Einzelfalls. Alle Z/W-Wertepaare der Mischregion, die von der entsprechenden Z/W-Beziehung (blaue Linie) stark abweichen, wurden durch ein dunkleres Rot markiert und mit Mischregion 2 bezeichnet. Würde die Z/W-Beziehung der Mischregion, wie bisher angenommen, auch für Wassergehalte größer 3 g/m^3 als Gerade fortgesetzt werden (in Abb. 3.10 nicht gezeigt), so würden die Gitterpunkte der Mischregion 2 bei einer Massenberechnung extrem hohe Wassergehalte verursachen. Für die Reflektivität von 60 dBZ, wie er in der Mischregion 2 durchaus vorkommt, würde sich mit der mittleren Z/W-Beziehung der Mischregion im Falle des 30.7.02 ein unrealistischer

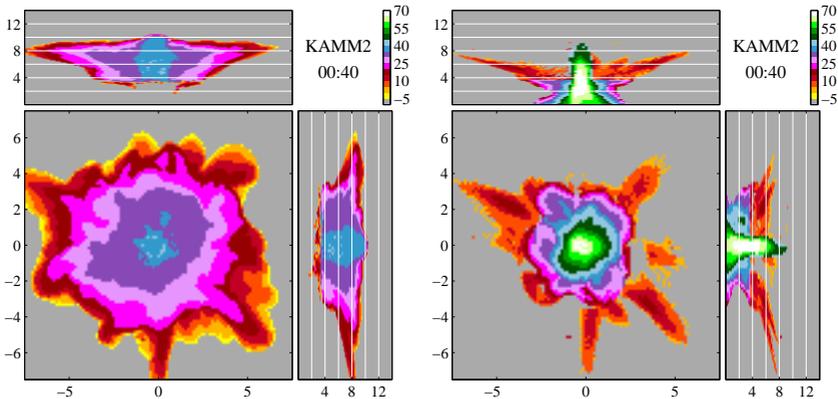
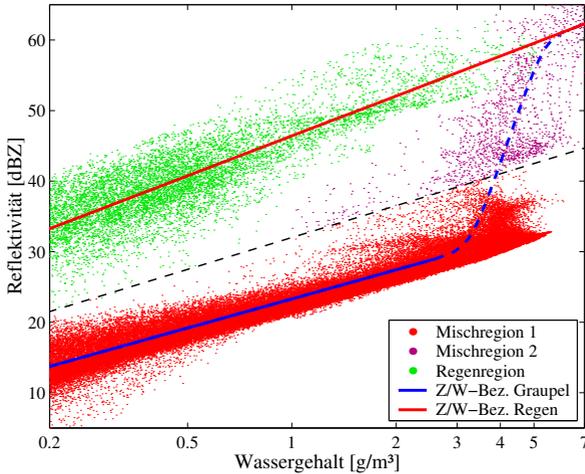


Abbildung 3.10.: Radarreflektivität Z aller Gitterpunkte der Simulation zum 30.7.02 nach 40 Minuten als Funktion ihres Flüssigwasser-/Eisgehaltes W (oben). Innerhalb der Mischregion sind die Daten durch Punkte mit 2 verschiedenen Rottönen gekennzeichnet, wobei die dünne schwarz-gestrichelte Linie als Abgrenzung dient. Die grünen Punkte markieren Daten der Regenregion. Man beachte, daß die Daten der Schmelzschicht nicht eingetragen wurden. Die dicken Linien stellen die Z/W-Beziehung für die Misch- bzw. Regenregion dar, gemittelt über alle Simulationszeiten. Das Bild unten links zeigt ein MAXCAPPI aller Gitterpunkte, welche sich im oberen Bild unterhalb der dünnen schwarz-gestrichelten Linie befinden. Unten rechts wurden die übrigen Gitterpunkte dargestellt.

Wassergehalt von 480 g/m^3 ergeben! Deshalb wurde die Modifikation (gestrichelte Fortsetzung der blauen Linie), ein Übergang von der Beziehung der Mischregion zur Beziehung der Regenregion, konstruiert. Die modifizierte Z/W-Beziehung der Mischregion gibt die Wasser-/Eisgehalte innerhalb intensiver Zellkerne wesentlich besser wieder. Damit konnte dem Problem Rechnung getragen werden, daß es innerhalb der Mischregion eng begrenzte Gebiete mit Hydrometeoreigenschaften gibt, die sich stark von den benachbarten Gebieten unterscheiden. Ab Reflektivitäten größer als etwa 30 dBZ wird nicht mehr die Z/W-Beziehung der Mischregion in Geradenform, sondern die modifizierte Beziehung verwendet. In Bezug auf das Problem, daß es in einer Wolke in benachbarten Gebieten sehr unterschiedliche Hydrometeore geben kann, deren Wassergehalte man mit unterschiedlichen Z/W-Beziehungen berechnen muß, schlug auch Sassen (1987) vor, verschiedene Z/W-Beziehungen anzuwenden und die Wahl von einem dBZ-Schwellenwert abhängig zu machen.

Im unteren Teil von Abb.3.10 wurden links nur die berechneten Reflektivitäten der Gitterpunkte unterhalb der dünnen, schwarz gestrichelten Linie des Z/W-Diagramms in einem MAXCAPPI dargestellt. Inkludiert sind die Punkte der Mischregion 1 und ein Teil der Gitterpunkte innerhalb der im oberen Plot nicht gezeigten Schmelzschicht. Ihre Gemeinsamkeit ist, daß sie gemessen an der Masse relativ geringe Reflektivitäten besitzen. Es handelt sich um nahezu den kompletten Amboß der Zelle mit einer Mixtur verschiedener Hydrometeore, wobei Graupelpartikel mit Durchmessern um 1 mm dominieren. Rechts daneben wurden die Reflektivitäten der übrigen Gitterpunkte berücksichtigt. Es handelt sich um Daten der Regenregion, um einen Teil der Daten in der Schmelzzone und um die in der Mischregion 2. Sie haben bei gleicher Masse deutlich höhere Reflektivitäten als die links gezeigten Punkte, entweder wegen ihrer Größe oder des flüssigen Aggregatzustandes. Damit soll verdeutlicht werden, daß sich die Mischregion 2 mit ihren deutlich von der Umgebung (Mischregion 1) abweichenden Hydrometeoreigenschaften in einem bis zu 9 km hoch reichenden Zellkern befindet.

3.4. Die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen

Eine Möglichkeit, Wassergehalte in beobachteten Gewittern zu berechnen, besteht darin, sie zunächst zu simulieren und mit diesen Daten individuelle Z/W-Beziehungen für den entsprechenden Einzelfall abzuleiten. Selbst dann ist nicht sicher, daß die mit dem vorgestellten Konzept bestimmten Z/W-Beziehungen für die Hydrometeore der beobach-

teten Zelle gültig sind. Die Dynamik und die Bildung von Niederschlagsteilchen einer konvektiven Zelle sind sehr sensitiv hinsichtlich der Anfangsbedingungen. Ob die Dynamik einer modellierten Konvektionszelle zu der einer beobachteten Zelle paßt, kann grob abgeschätzt werden, indem man die Zellgröße, Lebensdauer, Geschwindigkeit der Entwicklung und Ausprägung der Zellen miteinander vergleicht. Bezüglich der Hydrometeore gibt es nur sehr beschränkte Möglichkeiten der Validierung wie Stichproben durch Boden- oder Flugzeugmessungen. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbildung von Hydrometeoren von Fall zu Fall kann es also passieren, daß der Wassergehalt beobachteter Zellen mit weniger gut geeigneten Z/W-Beziehungen berechnet wird. Im Folgenden werden mit Hilfe der 30 Simulationen verallgemeinerte Z/W-Beziehungen abgeleitet, welche im Mittel vieler konvektiver Ereignisse gültig sein sollen. Damit sollte die Berechnung von Wassergehalten dahingehend vereinfacht werden, daß nicht für jede Beobachtung erst eine Simulation benötigt wird. Es werden die Fehler in Kauf genommen, die bei Anwendung der verallgemeinerten Beziehungen auftreten können, wenn die beobachtete Zelle wesentlich andere Hydrometeore beinhaltet als die mit KAMM2 berechneten Zellen im Mittel unter für Südwestdeutschland typischen Bedingungen. Diese Fehler aufgrund der Unterschiede von Fall zu Fall werden mit Hilfe der 30 Simulationen abgeschätzt.

3.4.1. Berechnungsmethode

Zur Aufstellung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen wurden die Daten der 30 Simulationen verwendet. Aus diesen Daten können nur dann 'allgemein gültige' Z/W-Beziehungen resultieren, wenn für die Modellrechnungen ein breites Spektrum von Anfangsbedingungen benutzt wurde. Die Vorgaben repräsentierten Umgebungsbedingungen in Warmluftmassen der Monate Mai bis August. Damit wurde keine Kaltluftkonvektion berücksichtigt, wie sie im Bereich hochreichend kalter Meeresluft vorkommen kann. Während die Grenzschichtfeuchte zwischen 10 und 16 g/m^3 schwankte, lag die Temperatur im Bodenniveau zwischen 25 und 35°C. Für die Warmluftblasen, welche gegenüber der als durchmischten angenommenen Grenzschicht mit 2 K Temperaturüberschuß starten, lagen die CAPE-Werte zwischen 1000 und 3000 J/kg . Ein Teil der Rechnungen startete mit schwacher Horizontalwindkomponente, bei einem Teil wurde sie auf Null gesetzt. Ein anderer Teil der Rechnungen wurde mit verschiedener starker Vertikalscherung des Horizontalwinds initiiert. Im Extremfall stand schwachem Wind am Erdboden eine Strömung bis zu 30 m/s in der oberen Troposphäre gegenüber (siehe z.B. 19.6.02, Abb. 3.3).

Wie hier kam bei einigen Rechnungen zur Windscherung eine Winddrehung hinzu. Die gewählten Umgebungsbedingungen erlaubten also sowohl die Entwicklung von Einzelzellen, als auch höhere mesoskalige Organisationsgrade wie Multi- und Superzellen.

Zur Bestimmung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen wurden die individuellen Z/W-Beziehungen der 30 Simulationen zusammengefaßt zu einer verallgemeinerten Beziehung für die Misch- und einer für die Regenregion. In analoger Gestalt zu den Z/W-Beziehungen in Tab.2.3 ergeben sich

$$Z_m = 3.72 \times 10^2 W^{1.61} \quad \text{Mischregion} \quad (3.3)$$

$$Z_r = 3.47 \times 10^4 W^{1.73} \quad \text{Regenregion} \quad (3.4)$$

(Z in mm^6/m^3 und W in g/m^3). Gl. 3.3 entspricht der unteren blauen Linie in Abb. 3.11 (ohne die Modifikation für hohe Reflektivitäten innerhalb der Mischregion zwischen den Punkten P_m und P_r) und Gl. 3.4 entspricht der oberen roten Linie. Wenn man Gl. 3.3 und 3.4 nach dem Wassergehalt auflöst, lauten sie

$$W_m = 10^{(Z-25.7)/16.1} \quad \text{Mischregion} \quad (3.5)$$

$$W_r = 10^{(Z-45.4)/17.3} \quad \text{Regenregion} \quad (3.6)$$

(W in g/m^3 und Z in dBZ). Diese beiden Gleichungen reichen allerdings nicht aus, um den Wassergehalt in allen Gebieten einer konvektiven Zelle zu berechnen. Wie schon angesprochen, berücksichtigt das 3-Schichtenkonzept in der Mischregion statt Gl. 3.5 eine modifizierte Z/W-Beziehung, deren mathematischer Ausdruck nun erläutert werden soll. Außerdem wird innerhalb der Schmelzzone ein allmählicher Übergang zwischen der Z/W-Beziehungen der Regenregion und der modifizierten Z/W-Beziehung der Mischregion verwendet. Damit ergeben sich für die Schmelzschicht in Abhängigkeit von der Höhe eine Reihe von unterschiedlichen Z/W-Beziehungen (Abb. 3.11). Die Berechnung der Modifikation und der Z/W-Beziehungen innerhalb der Schmelzzone sollen nun am Beispiel der verallgemeinerten Beziehungen erklärt werden.

Zuerst wird die modifizierte Z/W-Beziehung der Mischregion berechnet (blaue Kurve mit der Höhenangabe von 4250 m in der Legende). Obwohl es sich nicht um eine Z/W-Beziehung der klassischen Form $Z = a W^b$ handelt, die im Z/W-Diagramm eine Gerade darstellt, sondern um eine Kurve, wird in weiterer Folge von einer Z/W-Beziehung die Rede sein. Zu ihrer Berechnung werden die beiden Reflektivitätsschwellenwerte $s_m = Z(P_m) = 34.2 \text{ dBZ}$ und $s_r = Z(P_r) = 60.7 \text{ dBZ}$ festgelegt (Zahlenwerte aus den

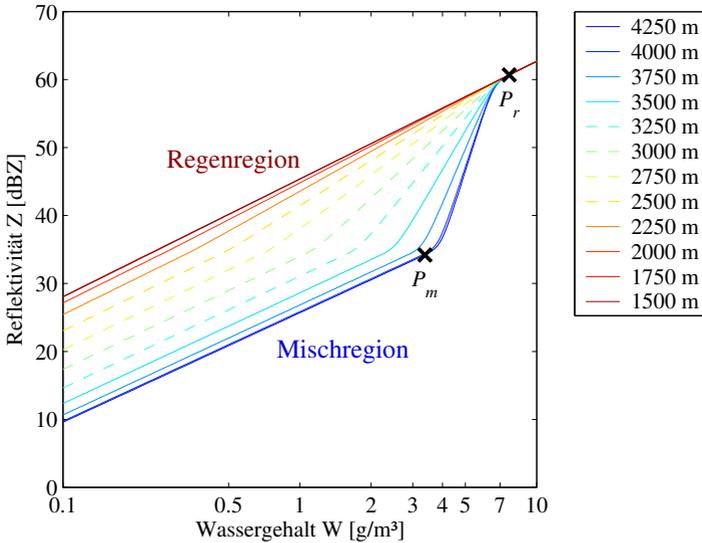


Abbildung 3.11.: Reflektivität Z (in dBZ) als Funktion des Flüssigwasser-/Eisgehalts W (in g/m^3). Verallgemeinerte Z/W -Beziehungen mit der Beziehung für die Mischregion (untere blaue Linie), der Beziehung für die Regenregion (obere rote Linie) und den Beziehungen, die den Übergang zwischen den beiden genannten darstellen. Beispiel für eine 0° -Grenze von 3400 m und der vertikalen Auflösung der Radardaten, deren Wassergehalt bestimmt werden soll, von 250 m. Gestrichelte Linien zeigen Z/W -Beziehungen innerhalb der Schmelzschicht (3400 bis 2400 m Höhe).

verallgemeinerten Beziehungen). Reflektivitäten der Mischregion kleiner als s_m werden mit Gl. 3.5 und solche größer als s_r mit Gl. 3.6 in Wassergehalte umgerechnet. Für alle anderen Reflektivitäten gilt der steilere Abschnitt der modifizierten Z/W -Beziehung (Abb. 3.11 blaue Kurve zwischen den Punkten P_m und P_r), welcher eine Verbindung von der unmodifizierten Z/W -Beziehung der Mischregion zur Beziehung der Regenregion herstellt. Dieser Abschnitt zwischen P_m und P_r berechnet sich wie folgt:

$$M = \log_{10}(W_m)$$

$$R = \frac{Z - s_r}{16.1} + \frac{s_r - 45.4}{17.3}$$

(Z in dBZ). M ist der Logarithmus des Wassergehaltes von Z nach der Z/W -Beziehung der Mischregion (Gl. 3.5). R ist der Logarithmus des Wassergehaltes von Z nach einer eigens

zur Berechnung der Modifikation definierten Beziehung für die Regenregion. Sie läuft durch den Punkt P_r , aber parallel zur Z/W-Beziehung der Mischregion. Die Logarithmen der Wassergehalte M und R werden mit einem Gewichtungsfaktor F versehen und ein gewichtetes Mittel berechnet. Für den Wassergehalt (in g/m^3) der Modifikation ergibt sich:

$$W_{\text{modi}} = 10^{F \cdot M + (1-F) \cdot R} \quad \text{Mischregion; } s_m < Z < s_r \quad (3.7)$$

Der Gewichtungsfaktor F wird reflektivitätsabhängig angesetzt:

$$F = \frac{\text{acos}(-k) - \text{acos}\left(k \cos\left(\frac{(Z-s_m)\pi}{s_r-s_m}\right)\right)}{\text{acos}(-k) - \text{acos}(k)}$$

mit dem Glättungsfaktor $k = 0.99$. Würde $k = 1$ verwendet werden, so wäre die Modifikation der Beziehung für die Mischregion eine Gerade, welche die Punkte P_m und P_r miteinander verbindet. An besagten Punkten wäre die Z/W-Beziehung nicht differenzierbar und der Gewichtungsfaktor F wäre $1 - (Z - s_m)/(s_r - s_m)$. Die Winkelfunktionen wurden eingeführt, damit die Z/W-Beziehung stetig und differenzierbar ist. Je kleiner k gewählt wird, desto langsamer ändert sich die Steigung der Kurve zwischen den Punkten P_m und P_r . Für $Z = s_m$ ist $F = 1$ und $W_{\text{modi}} = W_m$. Wenn $Z = s_r$ ist, folgt $F = 0$ und $W_{\text{modi}} = W_r$. An den Reflektivitätsschwellenwerten entspricht der modifizierte Wassergehalt dem der Misch- bzw. der Regenbeziehung.

Mit Hilfe der Z/W-Beziehung für die Regenregion (Gl. 3.6) und der modifizierten Beziehung für die Mischregion (Gl. 3.5 in Verbindung mit Gl. 3.7 und Gl. 3.6) werden die Z/W-Beziehungen der Schmelzzone berechnet. Dazu werden die beiden genannten Z/W-Beziehungen über den Gewichtungsfaktor K gemittelt:

$$W = 10^{K \cdot \log_{10}(W_r) + (1-K) \cdot \log_{10}(W_{m,\text{modi}})} \quad \text{alle Wassergehalte} \quad (3.8)$$

Der Gewichtungsfaktor K wird folgendermaßen in Abhängigkeit von der Höhe H angesetzt:

$$K = \begin{cases} 0 & \text{für } H > z_m \\ 0.5 \cos\left(\frac{(H - z_r)\pi}{z_m - z_r}\right) + 0.5 & \text{für } z_r < H < z_m \\ 1 & \text{für } H < z_r \end{cases}$$

Auch die Z/W-Beziehungen der Schmelzschicht sind im Z/W-Diagramm Kurven statt Geraden. Die Konstanten z_m und z_r sind Schwellenwerte der Höhe, zwischen denen der Übergang von der modifizierten Z/W-Beziehung der Mischregion zu der Beziehung der Regenregion erfolgt. Sie sind nicht identisch mit dem Ober- und Unterrand der Schmelzzone, welche 1000 m dick ist. Ihre Differenz macht generell 2500 m aus und ihr Mittelwert entspricht der Mitte der Schmelzschicht. Im Beispiel von Abb. 3.11 erstreckt sich die Schmelzzone zwischen 3400 und 2400 m, während $z_m = 4150$ m und $z_r = 1650$ m ist. Die Wahl der Schwellenwerte wird bei Betrachtung von Abb. 3.11 verständlich: Dargestellt sind Z/W-Beziehungen für die Höhengiveaus, auf welche die Radardaten in dieser Arbeit interpoliert wurden. Die Beziehung für die Höhe 4250 m ist die modifizierte Beziehung der Mischregion. 250 m tiefer wird noch annähernd dieselbe Beziehung verwendet. In 3500 m Höhe, also noch 100 m oberhalb der Schmelzschicht, ist die Abweichung der verwendeten Beziehung von der für die Mischregion bereits zu erkennen. Der Hauptübergang zur Beziehung für die Regenregion findet innerhalb der Schmelzzone statt (gestrichelte Linien in Abb. 3.11). Erst in 1500 m Höhe wird die Beziehung der Regenregion verwendet. Der Übergang von der modifizierten Z/W-Beziehung der Mischregion zur Beziehung der Regenregion wurde nicht linear innerhalb der Schmelzschicht alleine vollzogen, sondern so, daß der von der Höhe abhängige Wassergehalt eines in allen Höhen konstant gehaltenen Reflektivitätswertes stetig und differenzierbar ist.

3.4.2. Vergleich mit Z/W-Beziehungen der Literatur

Eine Möglichkeit, die neuen Z/W-Beziehungen zu validieren, besteht darin, sie mit aus der Literatur bekannten Beziehungen zu vergleichen. Abb. 3.12 zeigt neben den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen (Gl. 3.3 und 3.4) eine Auswahl der in Abschnitt 2.3.1 diskutierten Beziehungen. Die neue Z/W-Beziehung für die Regenregion (dicke rote Linie) stimmt mit der nach Douglas (1964) für sommerliche Regenfälle in Kanada sowie der nach Hagen und Yuter (2003) für orographisch bedingte Konvektion gut überein, obwohl den letzteren Beziehungen Regenmessungen im Bodenniveau zugrunde liegen. Bei 50 dBZ liefert die Beziehung der Regenregion den Wassergehalt von 1.8 g/m^3 , während die Beziehung nach Douglas 2.2 g/m^3 und die nach Hagen und Yuter 2.4 g/m^3 ergeben. Hagel verursacht gemessen an seiner Masse sehr hohe Reflektivitäten, besonders wenn er naß ist. Alle anderen eisförmigen Hydrometeore (gestrichelte Linien) weisen eher geringe Reflektivitäten auf. Die Beziehung für die Mischregion (dicke blaue gestrichelte Linie),

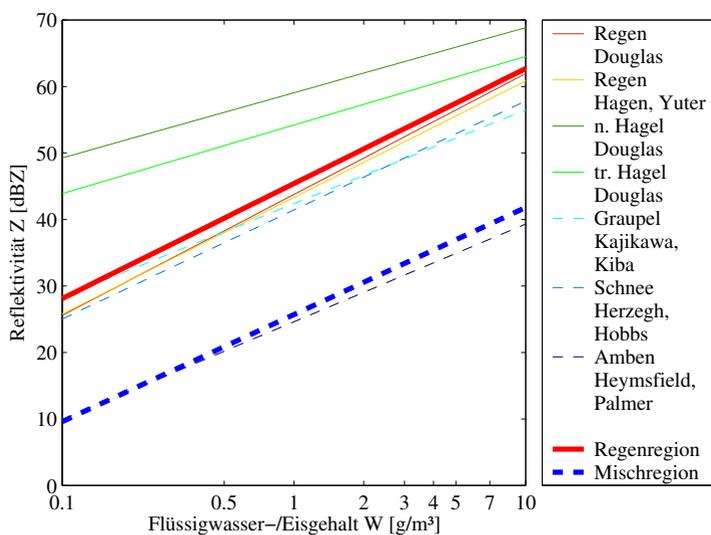


Abbildung 3.12.: Reflektivität Z (in dBZ) als Funktion des Flüssigwasser-/Eisgehalts W (in g/m^3) für die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen (dicke Linien) und eine Auswahl von Z/W-Beziehungen der Literatur.

wo Graupel, Eis, Schnee und Regen vorkommt, ist den Beziehungen für Graupel (Kajikawa und Kiba, 1978) und Schnee (Herzegh und Hobbs, 1980) nicht ähnlich. Man beachte, daß die Beziehung nach Kajikawa und Kiba unter Verwendung von bodengestützten Graupelbeobachtungen aufgestellt worden ist. In der Mischregion der numerisch berechneten Gewitterzellen dominiert zwar Graupel, aber mit typischen Radien um 1 mm ist er wesentlich kleiner als Graupel, der den Boden erreicht. Außerdem schließt die Beziehung der Mischregion kleine Eispartikel mit ein. Auch die Schneeflocken aus 4 km Höhe in Warmfronten der mittleren Breiten, Datengrundlage der Beziehung nach Herzegh und Hobbs, müssen deutlich größer gewesen sein als die Hydrometeore der Mischregion. Gut hingegen ist die Übereinstimmung zwischen der Beziehung der Mischregion und der Beziehung für Gewitterramben (Heymsfield und Palmer, 1986). Während die Beziehung der Mischregion alle Hydrometeore konvektiver Zellen zwischen etwa 4 km Höhe und ihrer Obergrenze (um 12 km schwankend) berücksichtigt, bezieht sich die Beziehung nach Heymsfield und Palmer auf ein bestimmtes Höhenniveau, nämlich auf 8 km Höhe. Trotz dieser Einschränkung ist die Beziehung nach Heymsfield und Palmer eine der wenigen,

die für eine Mixtur verschiedener Hydrometeore in hochreichender Konvektion gültig sind und somit noch am ehesten vergleichbar mit der neuen Beziehung der Mischregion.

Die Ähnlichkeiten zwischen den neuen Z/W-Beziehungen und den dazu passenden Beziehungen der Literatur lassen darauf schließen, daß KAMM2 die Hydrometeore in hochreichender Konvektion gut simulieren kann. Die Vergleichbarkeit ist dadurch eingeschränkt, daß verschiedene konvektive Ereignisse und unterschiedliche Höhengniveaus innerhalb der Wolken miteinander verglichen wurden.

Bevor die neuen Beziehungen auf Radardaten angewandt werden (Kapitel 5), sollen nun die Fehler untersucht werden, die bei der Berechnung von Wassergehalten mit dem 3-Schichtenkonzept auftreten können.

3.4.3. Fehlerabschätzung

Die Daten in den Z/W-Diagrammen der 30 Simulationen zeigten eine große Streuung während der meisten Simulationszeiten (siehe z.B. Abb. 3.6). Deshalb wurden die Unsicherheiten, die mit der Anwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen verbunden sind, näher untersucht. Zunächst wurden Mediane und Fehlerbalken berechnet (Abb.3.13). Dazu wurden alle Z/W-Wertepaare (insgesamt über eine Million aus 30 Simulationen) in verschiedene Klassen des Wassergehaltes eingeteilt. Für jede der 30 Simulationen wurden zunächst getrennt Mediane und Perzentile berechnet, ehe sie zu den im oberen Teil von Abb. 3.13 gezeigten Werten gemittelt wurden. Grund für diese zunächst getrennte Auswertung der verschiedenen Simulationen ist, daß sie sich in der Anzahl der hervorgebrachten Z/W-Wertepaare teilweise deutlich voneinander unterscheiden haben. Einerseits wurden unterschiedliche Modellgitterweiten verwendet (Gitterdistanzen zwischen 150 und 500 m), andererseits gab es Unterschiede hinsichtlich der Zellgrößen. Trotzdem sollte jede Simulation mit demselben Gewicht in die Auswertung einfließen, wie auch schon bei der Bestimmung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen.

Im oberen Teil von Abb. 3.13 ist zu erkennen, daß Gitterpunkte mit ein und demselben Wassergehalt sehr verschiedene Reflektivitäten aufweisen können. Die Bereiche, welche 80% der Daten enthalten (äußere Fehlerbalken), erstrecken sich teilweise über 15 dBZ, besonders bei kleineren Wassergehalten. Für größere Wassergehalte ist die Streuung geringer, wie z.B. für 2 g/m^3 . Dort haben 80% der Daten Z-Werte zwischen 26 und 35 dBZ in der Mischregion und zwischen 48 und 54 dBZ in der Regenregion. 50% der Daten (innere Fehlerbalken) liegen in einem Bereich, der bei kleinen Wassergehalten mehr

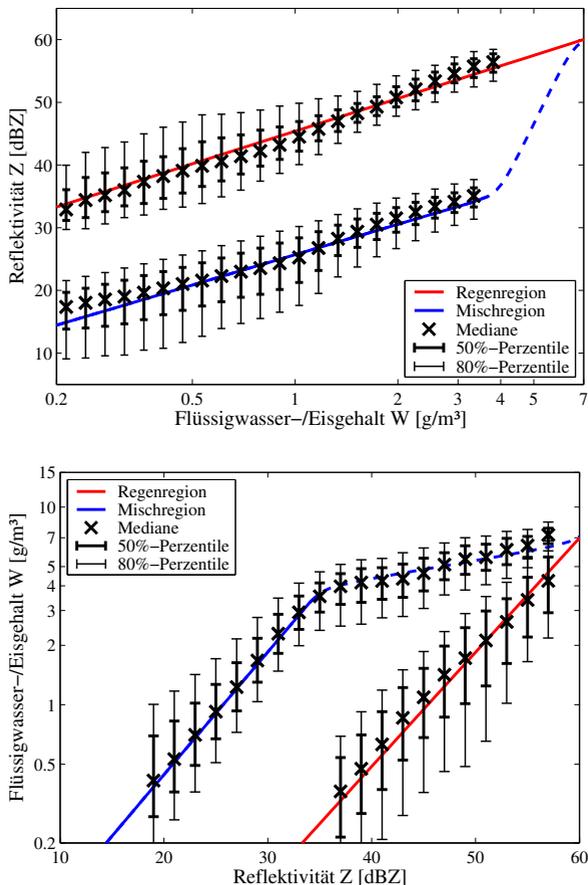


Abbildung 3.13.: Reflektivität Z (in dBZ) als Funktion des Flüssigwasser-/Eisgehalts W (in g/m^3). Verallgemeinerte Z/W-Beziehungen bestehend aus der Beziehung für die Regenregion (rote Linie) und der Beziehung für die Mischregion (blaue Linie). Mediane (schwarze Kreuze) sowie 50 und 80%-Perzentile für verschiedene Klassen des Flüssigwassergehaltes (oben) bzw. der Reflektivität (unten) werden angezeigt.

als 5 dBZ abdeckt, bei Wassergehalten über $2 \text{ g}/\text{m}^3$ etwa 3 dBZ. Die Mediane befinden sich erwartungsgemäß unweit der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen. Teilweise ist die Häufigkeitsverteilung in den einzelnen Klassen auffallend schief, wie z.B. bei Wassergehalten zwischen 0.2 und $0.5 \text{ g}/\text{m}^3$ in der Mischregion. Aus diesem Grund macht es wenig

Sinn, Fehlerbalken über die Standardabweichung zu definieren.

Der untere Teil von Abb. 3.13 zeigt Mediane und Perzentile bezüglich verschiedener Klassen der Reflektivität, auf dieselbe Art berechnet wie zuvor. Damit soll verdeutlicht werden, was die Streuung der Daten für die Anwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen bedeutet. Beispielsweise ist der Wassergehalt, der einer Reflektivität von 21 dBZ entspricht, nach der Beziehung der Mischregion etwa 0.5 g/m^3 . In der Klasse 20 bis 22 dBZ (zweiter Fehlerbalken von links) sind die 80% Perzentile 0.3 und 1.2 g/m^3 . Also kann es leicht passieren, daß die Z/W-Beziehung den Wassergehalt an einem bestimmten Gitterpunkt um den Faktor 2 falsch abschätzt. Mit zunehmenden Reflektivitäten wird die Streuung der Wassergehalte in der Mischregion kleiner. Bei 34 dBZ beginnt die Modifikation der Z/W-Beziehung für die Mischregion, deren Einführung durch die Mediane der Klassen zwischen 34 und 58 dBZ bestätigt wird. In der Regenregion ist die Streuung der Daten noch größer. Die Klasse 44 bis 46 dBZ hat beispielsweise den Median von 1.1 g/m^3 und 80% Perzentile von 0.4 und 1.9 g/m^3 .

Durch die Berechnung der Fehlerbalken konnte die Streuung der Daten dargestellt werden. Es ist erkennbar, daß der Wassergehalt mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen an einzelnen Gitterpunkten um den Faktor 2 und mehr falsch abgeschätzt wird. Der nächste Schritt bestand darin, einen entsprechenden mittleren Fehler anzugeben. Die Daten jeder Simulation wurden in Reflektivitätsklassen der Breite 2 dBZ eingeteilt. Für jede Klasse k und einzeln für jede Simulation s wurde der mittlere relative Fehler

$$F_{k,s} = \frac{1}{W_{bez}} \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |W_{bez} - W_i| \right] \quad (3.9)$$

berechnet. W_{bez} ist der Wassergehalt nach den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen für den Reflektivitätswert der entsprechenden Klassenmitte. W_i sind die Wassergehalte der Modelldaten an allen Gitterpunkten der betrachteten Klasse. Für den mittleren relativen Fehler $F_{k,s}$ ergeben sich 35 x 30 Werte (35 dBZ-Klassen zwischen 0 und 70 dBZ und 30 Simulationen). Die Mittelung über alle 30 Simulationen führt zum mittleren relativen Fehler F_k , welcher nur noch 35 Werte für die verschiedenen dBZ-Klassen umfaßt. Ziel war die Angabe eines einzigen Zahlenwertes. Dazu wurden die Werte von F_k mit den Häufigkeiten und den Massen in den verschiedenen dBZ-Klassen gewichtet. Für jede Simulation wurde ein Histogramm der Klassenhäufigkeiten berechnet, normiert und anschließend über alle 30 Simulationen gemittelt. Dieses mittlere Histogramm H_k (35 Werte für die verschiedenen dBZ-Klassen) wurde mit den Wassergehalten W_{bez} multipliziert,

welche die verallgemeinerten Beziehungen für die einzelnen Klassen angeben und so normiert, daß die Summe eins ist. Es ergeben sich dadurch die Gewichtungsfaktoren

$$G_k = \left(\sum_{k=1}^n (H_k \cdot W_{bez}) \right)^{-1} H_k \cdot W_{bez} .$$

Der mittlere relative Fehler ist damit

$$F = \sum_{k=1}^n (G_k \cdot F_k) .$$

F wurde berechnet, indem einmal nur die Mischregion und einmal nur die Regenregion der 30 Simulationen betrachtet wurde. Bei Verwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen ist $F = 36\%$ in der Misch- und $F = 47\%$ in der Regenregion. Diese Fehler macht man im Mittel an einem beliebigen Gitterpunkt, wenn man den Wassergehalt mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen berechnet. Hier stellt sich die Frage, ob die Fehler so groß sind, weil die verallgemeinerten Beziehungen für einen Teil der Simulationen nicht geeignet sind oder ob es an der Streuung der Daten liegt. Zur Beantwortung der Frage wurde der mittlere relative Fehler F berechnet, indem die Wassergehalte der individuellen Beziehungen für W_{bez} in Gl. 3.9 eingesetzt wurden. Es resultieren $F = 31\%$ in der Misch- und $F = 47\%$ in der Regenregion. Also sind die Fehler an einzelnen Gitterpunkten in der Mischregion bei Verwendung der verallgemeinerten Beziehungen größer als bei Gebrauch der individuellen. Für die Regenregion ergibt sich kein wesentlicher Unterschied.

Trotz dieser großen Unterschiede an einzelnen Gitterpunkten kann die Masse der ganzen Wolke wesentlich genauer bestimmt werden. Bei der Abschätzung des Gesamtfehlers muß zwischen zufälligen und systematischen Fehlern unterschieden werden. Systematische Fehler werden dann gemacht, wenn der Wassergehalt mit einer Z/W-Beziehung berechnet wird, die im Mittel zu hohe oder zu geringe Wassergehalte angibt. Zufällige Fehler entstehen selbst dann, wenn der Wassergehalt im Mittel richtig abgeschätzt wird. Schuld daran sind die Fehler an einzelnen Gitterpunkten im Zusammenhang mit der begrenzten Anzahl von Stichproben, aus denen der Gesamtwassergehalt der Wolke berechnet wird.

Um die zufälligen Fehler abzuschätzen, wurde eine Fehlerrechnung (Methode der quadratischen Summen, siehe z.B. Taylor, 1988) für jede Simulation zum Zeitpunkt des Massenmaximums durchgeführt. Die Gesamtmasse innerhalb einer Gewitterzelle W_{ges} kann

mit der Unsicherheit

$$\Delta W_{ges} = \sqrt{\sum_{i=1}^n (W_{bez,i} - W_i)^2} \quad (3.10)$$

angegeben werden. $W_{bez,i}$ sind die Wassergehalte zu allen dBZ-Werten nach den individuellen Z/W-Beziehungen. W_i sind die dazugehörigen Wassergehalte der Modelldaten. Das ΔW_{ges} wurde für alle 30 Simulationen berechnet, durch die entsprechenden Gesamtmassen W_{ges} dividiert und gemittelt. In der Mischregion kann die Gesamtmasse auf 0.4% und in der Regenregion auf 1.0% genau angegeben werden, wenn die individuellen Beziehungen verwendet werden.

Obwohl die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen im Mittel gültig sind, kann ihre Anwendung auf eine der 30 Simulationen zu wesentlich größeren Fehlern führen, selbst wenn die Gesamtmasse der Gewitterzelle betrachtet wird. Diese systematischen Fehler können nicht mit Gl. 3.10 berechnet werden. Statt dessen wurde die zeitliche Entwicklung der Gesamtmasse (die Summe des Flüssigwassers und des Eisgehaltes) innerhalb einer der 30 simulierten konvektiven Zellen mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen berechnet (rote Linie in Abb. 3.14). Das Ergebnis wurde nicht wie bisher mit den modellierten Massen verglichen, sondern mit den Massen, die aus der Anwendung der individuellen Z/W-Beziehungen aller 30 Simulationen resultieren (blaue Linien).

Zwischen den Simulationszeiten 16 und 60 Minuten besaß die modellierte konvektive Zelle, bei der es sich um diejenige zum 19.6.02 handelt, für ein C-Band-Radar sichtbare Masse. Nach 36 Minuten wurde das Massenmaximum erreicht, welches nach den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen mit 9.5×10^5 Tonnen abgeschätzt wird, während die Werte nach den individuellen Beziehungen zwischen 4.6×10^5 Tonnen und 10.9×10^5 Tonnen schwanken. Man stelle sich vor, die maximale Zellmasse würde mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen berechnet, aber die individuellen einer der 30 Simulationen seien gültig. Dann wäre der Fehler im schlimmsten Fall etwas größer als 50%. An dieser Stelle sei bemerkt, daß die zugrunde gelegte Simulation in der Arbeit von Bertram et al. (2004) ausführlich diskutiert wurde. Zu ihren individuellen Z/W-Beziehungen gehört der geringste Wassergehalt (untere blaue Linie) in Abb. 3.11, also genau derjenige, welcher die von den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen am stärksten abweichenden Wassergehalte liefert. Damit erklärt sich die relativ große Differenz zwischen den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen und denen in der erwähnten Arbeit präsentierten Beziehungen. Der mittlere Fehler bei Verwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen

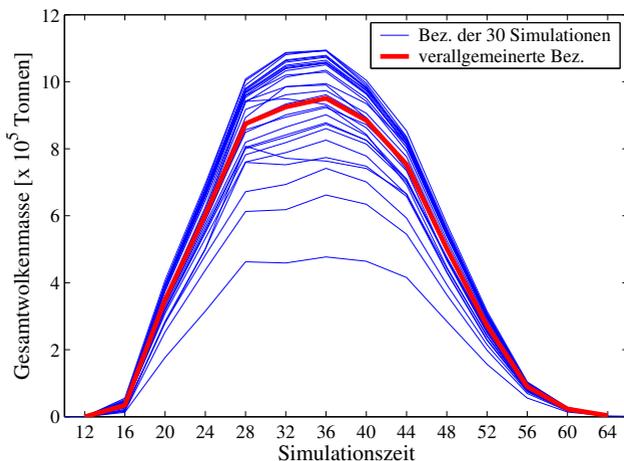


Abbildung 3.14.: Gesamtwolkenmasse (in 10^5 Tonnen) einer simulierten konvektiven Zelle als Funktion der Simulationszeit (in min) unter Verwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen (rote Linie) und der individuellen Beziehungen zu 30 Simulationen (blaue Linien).

wurde mit

$$F = \frac{1}{W_{allg}} \left[\frac{1}{30} \sum_{i=1}^{30} |W_{allg} - W_{ind;i}| \right] = 0.12 \quad (3.11)$$

abgeschätzt. W sind Gesamtwolkenmassen nach 36 Minuten, berechnet mit den verallgemeinerten (W_{allg}) und den individuellen (W_{ind}) Z/W-Beziehungen. Die maximale Gesamtmasse kann also mit der Unsicherheit von etwa 12% angegeben werden, was für das Massenbudget (Abschnitt 5.3) wichtig sein wird. Grund für diese Unsicherheit sind die von Fall zu Fall schwankenden Hydrometeoreigenschaften. Bei der Übertragung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen auf Radardaten können zu den 12% noch Fehler hinzukommen, falls die Hydrometeoreigenschaften von mit KAMM2 simulierter Konvektion mit denen realer Zellen nicht ganz übereinstimmen.

In Kapitel 5 wird die Masse von Radar-beobachteten konvektiven Zellen mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen ausgewertet. Um die Gültigkeit dieser Massenabschätzungen zu prüfen, wird zuvor eine davon unabhängige Methode der Massenbestimmung

vorgelegt. Sie bedient sich der gedanklichen Anfüllung des beobachteten Zellvolumens mit einer der Grenzschicht entstammenden Luftmasse zunächst ohne und später mit Berücksichtigung von Entrainmenteffekten.

4. Die Berechnung des Wolkenwassers

In Kapitel 3 wurde eine neue Methode vorgestellt, mit welcher sich die Flüssigwasser-/Eismasse auch in beobachteten hochreichenden konvektiven Wolken abschätzen läßt. Dazu müssen Radarreflektivitäten mit Z/W-Beziehungen, die mit Hilfe der Daten eines Simulationsmodells aufgestellt wurden, mit allen schon diskutierten Unsicherheiten in entsprechende Flüssigwasser-/Eisgehalte umgerechnet werden.

Nun wird eine davon unabhängige Methode der Massenabschätzung eingeführt, welche lediglich das mit einem Radar beobachtete Zellvolumen verwendet. Als zur Zelle gehörig werden dabei alle Radarpixel des regelmäßigen Gitters der kartesischen Koordinaten (siehe Abschnitt 2.1.3) definiert, die eine Reflektivität von mindestens 5 dBZ besitzen. Der Schwellenwert wurde so gewählt, weil die geringsten beobachteten Reflektivitäten der für die Untersuchungen geeigneten Zellen (mindestens 20 km von Radarstandort entfernt) etwa in dieser Größenordnung liegen. Das Vorkommen geringerer Reflektivitäten in den gezeigten Radarbildern ist ein Effekt der Dateninterpolation auf das regelmäßige Gitter. Die anhand der Reflektivitätswerte definierten Zellvolumina werden mit einer Luftmasse angefüllt, welche aus der Grenzschicht stammt. Die Grenzschichtluft wird dabei pseudoadiabatisch auf die Höhe der jeweiligen Zellvolumina angehoben und über eine Sättigungsadjustierung die Masse des jeweils auskondensierenden Flüssigwassers berechnet. Der Gesamtwassergehalt ergibt sich dann als Integral über das gesamte Zellvolumen. Entrainmenteffekte, die für eine Verdünnung und damit Austrocknung der gehobenen Luft sorgen, bleiben zunächst unberücksichtigt und werden in Abschnitt 4.2 behandelt. Es sei darauf hingewiesen, daß diese Methode der Kondensatabschätzung die gesamte kondensierte Masse beschreibt, also auch den Anteil, der in den mit einem C-Band Radar nicht detektierbaren Wolkentropfen steckt. Dies muß beim Vergleich des Wolkenwassers mit den aus Radarreflektivitäten berechneten Massen berücksichtigt werden. Die Vorgehensweise macht bei Wärmegewittern Sinn, die sich an Strahlungstagen mit zunächst geringer Bewölkung entwickeln. Bei Frontgewittern kann die Methode nicht angewandt werden, wenn im Umfeld einer sich neu entwickelnden Zelle bereits Bewölkung vorhanden ist, welche in die Volumenbestimmung mit einfließen würde.

4.1. Feuchtadiabatischer Aufstieg ohne Entrainment

Die Berechnung des Wolkenwassers soll am Beispiel der Radarbeobachtung vom 5.8.03 um 14:24 MESZ erklärt werden (siehe Abb. 3.5, Mitte links). Der erste Schritt besteht in der Bestimmung der Luftmasse, welche anschließend gedanklich gehoben wird. Es wird angenommen, daß die Gewitterzellen mit Grenzschichtluft gespeist werden, die ursprünglich aus den untersten 1000 m über Grund stammt und zum Zeitpunkt der Gewitterauslösung gut durchmischt ist. Zur Bestimmung der zu hebenden Luftmasse werden dieselben modifizierten Radiosondenaufstiege verwendet wie zur KAMM2-Initialisierung (siehe Abschnitt 3.2.1 und 3.2.2). Das bedeutet, daß die Taupunkttemperatur, abgesehen vom Einzelfall des 19.6.02, über die adiabatische Durchmischung der untersten 1000 m bestimmt wird und daß zum Ergebnis 2 K addiert werden. Die Temperatur der untersten 1000 m wird solange erhöht, bis der trockenadiabatische Temperaturgradient vorherrscht.

Dann werden gedanklich Grenzschichtluftpakete mit 2 K Temperaturüberschuß unter den beschriebenen modifizierten Bedingungen angehoben. Der Aufstieg erfolgt bis zum Hebungskondensationsniveau (HKN) trockenadiabatisch, anschließend feuchtadiabatisch. Für das Beispiel des 5.8.03 wurde ein solches Luftpaket in Abb. 3.4 (rote gestrichelte Linie) mit dem HKN in 2700 m Höhe dargestellt. Oberhalb des HKN kondensiert bei weiterer Hebung ständig ein Teil des Wasserdampfes. In einer realen Wolke bleibt dieses Kondensat nicht in dem Luftpaket, aus welchem es herauskondensiert ist, sondern fällt mit der Schwerkraft umso schneller herab, je größer die entstehenden Partikel werden. Für die Abschätzung einer oberen Schranke des Wolkenwassergehaltes wird an dieser Stelle davon ausgegangen, daß keine Kondensatmasse durch den Niederschlagsprozeß verloren geht. Für jedes Luftpaket wird die Kondensatmasse ausgerechnet, die es der Wolke zugeführt hat, während es bis in die über das Volumen der beobachteten Gewitterzelle definierte Höhe aufgestiegen ist. Diese Kondensatabschätzung hat nichts mit dem sog. niederschlagbaren Wasser zu tun, welches die Wassermenge angibt, die sich in der kompletten Luftsäule zwischen $z = 0$ und $z \rightarrow \infty$ befindet. Letzteres nimmt bei sommerlichen Gewitterlagen mit subtropischer Warmluft Werte größer als 30 mm an.

Die Bestimmung des Wolkenwassers beginnt mit der Berechnung der Wasserdampfmenge, welche in der Grenzschichtluft enthalten ist. Der Partialdruck des Wasserdampfes bei Sättigung ist gegeben durch

$$e = 6.112 \exp\left(\frac{17.67 T}{T + 243.5}\right) \quad (4.1)$$

(T in $^{\circ}\text{C}$ und e in hPa). Am 5.8.03 ergibt sich mit einer Taupunkttemperatur von 15.3°C im Bodenniveau (modifizierter Radiosondenaufstieg) ein Sättigungspartialdruck von 17.4 hPa. Die spezifische Feuchte ist

$$q = \frac{R_t \cdot e}{R_d p + (R_t - R_d) e} \quad (4.2)$$

mit den Gaskonstanten für trockene Luft $R_t = 287.04$ und für Wasserdampf $R_d = 461.51$ J/(kg K). Da die unteren 1000 m des Radiosondenaufstiegs vollständig durchmischt sein sollen, ist die spezifische Feuchte in dieser Schicht konstant und hat am 5.8.03 den Wert von $\bar{q} = 11.1$ g/kg. Darüber bleibt sie bei Hebung eines Luftpaketes ebenfalls konstant, bis das HKN erreicht wird. Die Temperatur des aufsteigenden Luftpaketes $T(z)$ ergibt sich oberhalb des HKN aus dem pseudoadiabatischen Aufstieg (siehe Gl. 4.19 für den Sonderfall $\mu = 0$). Da die Luft gesättigt ist, kann anhand der Temperaturen $T(z)$ die höhenabhängige spezifische Feuchte $q(z)$ mit Gl. 4.1 und 4.2 ausgerechnet werden. Sie gibt an, wieviel H_2O in den verschiedenen Höhenniveaus noch in gasförmiger Form vorliegt. Die Differenz

$$m(z) = \bar{q} - q(z) \quad (4.3)$$

entspricht dem Kondensat, welches das Luftpaket bis zum Aufstieg in die entsprechende Höhe der Wolke zugeführt hat. Das Kondensatmischungsverhältnis $m(z)$ wird in die Massendichte $K(z)$ umgerechnet.

Abb. 4.1 zeigt links die Kondensatmassendichte K (in g/m^3) für den 5.8.03 in den Höhenniveaus, auf welche die Radardaten interpoliert wurden. Ab dem HKN nimmt die aus dem aufsteigenden Luftpaket herauskondensierte Masse rasch zu und erreicht in 8.25 km mit 4.6 g/m^3 ihr Maximum. Im Gegensatz dazu besitzt das Kondensatmischungsverhältnis m , ausgedrückt in kg/kg , für $z \rightarrow \infty$ sein Maximum mit dem Grenzwert \bar{q} . Im rechten Teil der Abbildung ist die Anzahl der Gitterpunkte $n(z)$ dargestellt, welche in den einzelnen Höhenschichten z der interpolierten Radardaten zur konvektiven Zelle vom 5.8.03 (14:24 MESZ) gehörten. Die Gitterweiten Δx , Δy und Δz waren, wie in allen interpolierten Datensätzen dieser Arbeit, 250 m. Wegen der Entfernung von etwa 50 km zum Radar konnten in 500 m Höhe nur 2 Gitterpunkte beobachtet werden. Bereits 250 m höher sind es 633 Punkte. Die meisten Höhenschichten sind mit etwa 700 Punkten vertreten, während der voluminösere Amboß der konvektiven Zelle sich horizontal über bis zu 1000 Gitterpunkte pro Höhenschicht erstreckt. Das Kondensat der gesamten Gewitter-

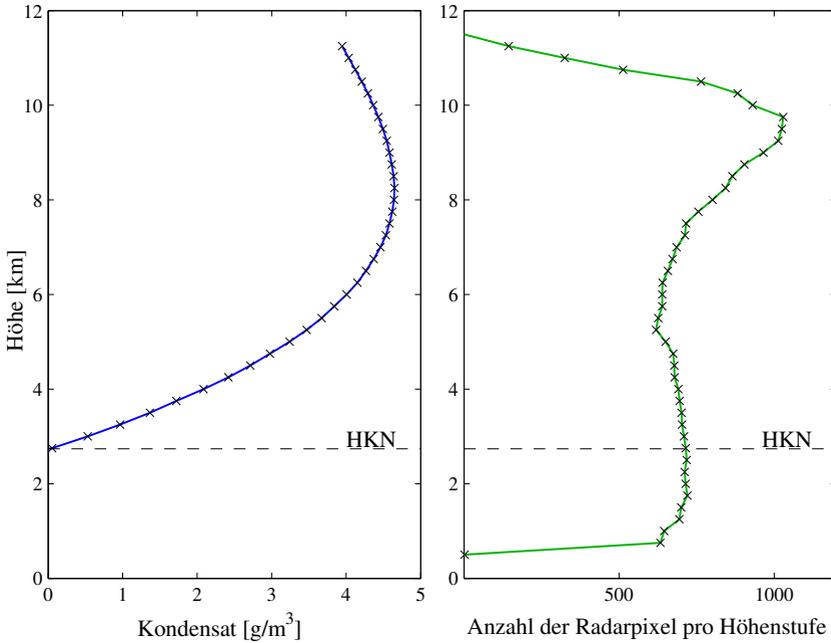


Abbildung 4.1.: Kondensatmassendichte (g/m^3) bei pseudoadiabatischer Hebung in Abhängigkeit der Höhe für die Bedingungen des 5.8.03 (linkes Bild). Anzahl der Pixel pro Höhenschicht im kartesisch interpolierten Radardatensatz (14:24 MESZ), welche zur untersuchten Konvektionszelle gehören, also mindestens die Reflektivität von 5 dBZ besitzen (rechtes Bild).

zelle errechnet sich als Summe über alle Höhenschichten i zu

$$K_{ges} = \sum_{i=1}^N K(z_i) n(z_i) \Delta x \Delta y \Delta z .$$

Luftpakete, die bei der Zellentwicklung bis in 8 km Höhe gehoben wurden, leisten den größten Beitrag zum Gesamtkondensat der Zelle und solche, die nicht über das HKN hinauskamen, überhaupt keinen. Ohne die Sedimentation der Hydrometeore und ohne dynamische und turbulente Umverteilung in der Wolke wäre eine entsprechende Massenverteilung in der beobachteten Zelle zu erwarten. Wie die Radardaten zeigen, befindet sich jedoch ein großer Anteil der Masse unterhalb des HKN und ist zur Reifephase der

Zelle, wie im gezeigten Beispiel, teilweise bereits abgereget. Das ist ein Grund, warum die Berechnung der Wolkenmasse über das Wolkenwasser eine obere Abschätzung darstellt. Abb. 4.2 vergleicht das Wolkenwasser mit der Wolkenmasse nach den verallge-

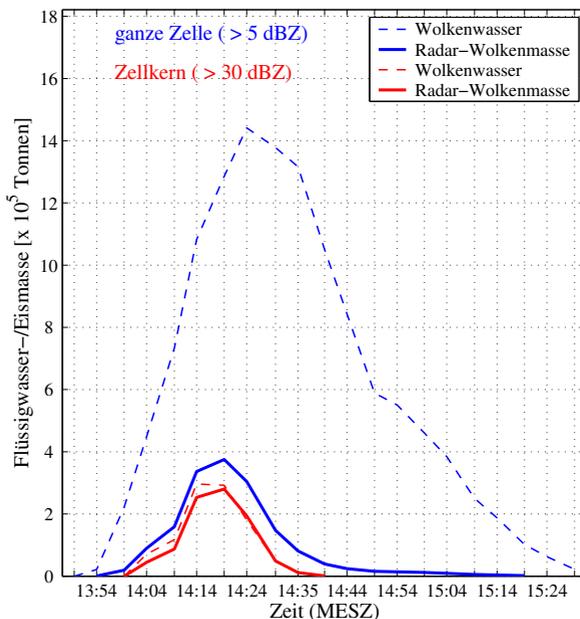


Abbildung 4.2.: Wasser-/Eismasse der Radar-beobachteten konvektiven Zelle vom 5.8.03 zwischen 13:50 und 15:30 MESZ unter Verwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen (ausgezogene Linien) und das entsprechende Wolkenwasser (gestrichelte Linien). Masse der ganzen Zelle ($Z > 5$ dBZ, blaue Linien) und des Zellkernes ($Z > 30$ dBZ, rote Linien).

meinigten Z/W-Beziehungen. Das Gewitter vom 5.8.03 war ein isoliertes Wärmegewitter ohne Tochterzellbildung, so daß der komplette Entwicklungszyklus untersucht werden konnte. Die Zelle tauchte gegen 13:54 MESZ im Radarbild auf und wies um 14:20 die größte anhand der Reflektivitäten bestimmte Kondensatmasse von 3.8×10^5 Tonnen auf (blaue ausgezogene Linie). Zu dieser Zeit liefert die Abschätzung des Wolkenwassers mit 12.9×10^5 Tonnen etwa die dreifache Masse (blaue gestrichelte Linie). Sie steigt bis 14:24 (der in Abb. 4.1 dargestellte Zeitpunkt) sogar noch auf 14.4×10^5 Tonnen, um

während der Zerfallsphase der Zelle deutlich langsamer zurückzugehen als die anhand der Reflektivitäten bestimmte Kondensatmasse. Ein Grund der Differenz beider Massen ist, neben dem Massenverlust durch den Niederschlag, der, daß ein Teil des Kondensats in Form von Wolkentropfen vorliegt und damit bei der Berechnung des Wolkenwassers berücksichtigt wird, nicht aber durch die Radarmessung. Wie in Kapitel 5 noch gezeigt wird, reichen diese Erklärungen alleine nicht aus, um die große Differenz zwischen der anhand der Reflektivitäten bestimmten Kondensatmasse und dem Wolkenwasser zu erklären. Vielmehr spielen Entrainmenteffekte bei der Entwicklung von Gewitterwolken eine sehr wichtige Rolle, welche durch Einmischen trockenerer Luft an den Flanken des Gewitters die Kondensatmasse deutlich verringern. Die bisherige Berechnung des Wolkenwassers ließ das Entrainment bisher völlig außer acht. Der Wolkenrand wurde wie eine materielle Fläche behandelt, während die Wolke aus der Grenzschicht heraus wie ein Ballon aufgepumpt wurde. Im nächsten Abschnitt wird das Wolkenwasser unter Berücksichtigung von Entrainment berechnet. Um das Wolkenwasser ohne Entrainment mit der aus den Reflektivitäten bestimmten Kondensatmasse vergleichen zu können, wurde in Abb. 4.2 neben der gesamten Zelle nur der Zellkern ($Z > 30$ dBZ) betrachtet (rote Linien). In diesem inneren Zellbereich sollte die Verdünnung des Kondensates durch Entrainment an den Wolkenrändern gering sein. Man spricht bisweilen auch von einem adiabatischen Kern konvektiver Zellen. Tatsächlich haben im Gewitterkern beide Massen ähnliche Werte. Auffallend ist außerdem, daß der Hauptteil der Masse im Gewitterkern konzentriert ist, wie der Vergleich der beiden ausgezogenen Linien zeigt.

4.2. Das Entrainmentmodell

Stommel (1947) war der erste, der darauf hinwies, daß konvektive Wolken erheblich durch seitliche Lufteinmischung oberhalb der Wolkenbasis verdünnt werden müßten, um deren Temperatur und Feuchtegehalt im Innern erklären zu können. In seinem Modell für seitliches Entrainment geht er davon aus, daß sich die eingemischte Luft homogen mit der Luft in der entsprechenden Höhe mischt. Später wurden weitere Modelle zur Berechnung des Entrainments entwickelt, wobei zwei Typen unterschieden werden: Scorer und Ludlam (1953) führten das sogenannte Bubble-Modell ein. Hier geht man davon aus, daß bei Entstehung einer Cumulus-Wolke eine einzelne Warmluftblase aufsteigt. Der zweite Typ von Entrainmentmodellen ist das Plume- oder Jet-Modell (Priestley und Ball, 1955; Morton et al., 1956), welches in vielen Konvektionsparametrisierungen ver-

wendet wurde (Kain und Fritsch, 1990). Es setzt voraus, daß bei der Entwicklung einer konvektiven Zelle über längere Zeit ein Aufwindschlauch besteht, dessen vertikaler Massenfluß wegen seitlichen Entrainments mit der Höhe zunimmt. Eine Verfeinerung dieses Ansatzes stellt das Starting-Plume-Modell dar (Turner, 1963). In diesem Modell wird berücksichtigt, daß die ersten aufsteigenden Luftpakete mit der Umgebungsluft zusätzlich wechselwirken. Sie werden beim Verdrängen von Umgebungsluft abgebremst und durch Verwirbelungen auch von oben her verdünnt.

In dieser Arbeit wird ein Plume-Modell verwendet. Die Definition der Entrainmentrate ist dann (Stommel, 1947)

$$\mu = \frac{1}{M} \frac{dM}{dz} \quad (4.4)$$

mit dem vertikalen Massenfluß durch den gesamten horizontalen Wolkenquerschnitt A

$$M = \int_A \rho w dA \quad (4.5)$$

Wenn die Dichte ρ nur von der Höhe abhängt und die Vertikalgeschwindigkeit w ein Mittel über den Wolkenquerschnitt darstellt, ist

$$\mu = \underbrace{\frac{1}{A} \frac{dA}{dz}}_1 + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}_2 + \underbrace{\frac{1}{w} \frac{dw}{dz}}_3 \quad (4.6)$$

Entrainment macht sich bemerkbar durch eine Vergrößerung des Aufwindquerschnittes (1), durch eine Dichteänderung (2) oder eine Zunahme der Vertikalgeschwindigkeit (3). Dabei stellt sich die Frage, welcher Effekt wie stark zum Tragen kommt und welcher eher als Ursache oder als Wirkung des Entrainments zu betrachten ist.

Die klassische Parametrisierung der Entrainmentrate fragt nicht nach Ursachen, sondern geht davon aus, daß das Entrainment umgekehrt proportional zum Wolkenradius ist. Das Modell von Simpson und Wiggert (1969), basierend auf dieser Annahme, konnte die Eigenschaften (Wassergehalt und Wolkenhöhe) von über Florida und der Karibik beobachteten Wolken korrekt vorhersagen. Beobachtungen von McCarthy (1974) stützen ebenfalls den Ansatz, daß das seitliche Entrainment dem Wolkenradius umgekehrt proportional ist. Dementsprechend wird für die Entrainmentrate in Plume-Modellen üblicherweise das empirische Gesetz $\mu = C/r$ verwendet (Pruppacher und Klett, 1997). Der Entrainmentparameter C kann aus dem Öffnungswinkel einer Plume berechnet wer-

den. Beispielsweise beobachteten Morton (1959) sowie Squires und Turner (1962) den Öffnungswinkel von im Labor erzeugten Plumes und schlugen den Entrainmentparameter $C = 0.2$ vor. Ähnliche Untersuchungen ergaben $C = 0.6$ für Bubble-Modelle (Scorer, 1957; Turner, 1963; Simpson et al., 1965). Allgemein werden Entrainmentparameter zwischen 0.2 und 0.75 verwendet, wobei die kleineren Werte zu den Plume-Modellen gehören.

In neueren Arbeiten wird davon ausgegangen, daß das Entrainment proportional zur Vertikalbeschleunigung ist. Lin (1999) beispielsweise setzt die Entrainmentrate in allen Höhenschichten einer Wolke proportional zum Auftrieb an. Ähnlich geht Gregory (2001) vor, wobei der Einfluß der Luftverdünnung durch das Entrainment auf die Hebungskraft berücksichtigt wird. Die resultierenden Terme für das Entrainment sind dem Term 3 in Gl. 4.6 ähnlich. Siebesma (1996) vernachlässigt Dichteschwankungen mit der Höhe und nimmt den Wolkenquerschnitt als konstant an. Über die Kontinuitätsgleichung gelangt er auf einen Ausdruck für die Entrainmentrate, der dem Term 3 in Gl. 4.6 entspricht. Bei diesen Ansätzen wird die Vertikalbeschleunigung als Ursache für das Entrainment gesehen. Dafür spricht, daß durch die Beschleunigung vermehrt turbulente kinetische Energie produziert wird (Gregory, 2001). Eine andere Betrachtungsweise geht von der Kontinuitätsgleichung aus und somit von der Tatsache, daß Luft von der Seite einströmen muß, wenn es in einem Aufwindschlauch zu lokalen Vertikalbeschleunigungen kommt.

Die hier besprochenen Modelle sind sogenannte 'bulk-entrainment'-Modelle, bei denen die Gleichungen mit einer Lagrange-Integrationstechnik gelöst werden. Beim Plume- oder Jet-Modell wird ein Element des stationären Aufwindschlotes bei seinem Aufsteigen verfolgt. Man beachte, daß dabei keine Zeitabhängigkeit der Vertikalwindkomponente berücksichtigt wird. Von den 'bulk-entrainment'-Modellen können Modelle des Typs nach Asai und Kasahara (1967) unterschieden werden, die eindimensionale Modelle nach Euler'scher Betrachtungsweise mit Zeitabhängigkeit darstellen. In diesem Zusammenhang wurden die Begriffe 'dynamisches' und 'turbulentes' Entrainment geprägt (Asai und Kasahara, 1967; Pruppacher und Klett, 1997). Während turbulentes Entrainment den Luftaustausch über kleinräumige Wirbel am Wolkenrand bezeichnet, bezieht sich das dynamische Entrainment auf das skalige seitliche Einströmen von Umgebungsluft aufgrund der Wolkendynamik. Die Bezeichnung 'dynamisches' Entrainment erscheint nicht ganz passend, weil in eindimensionalen Entrainmentmodellen keine horizontalen Druckgradientkräfte betrachtet werden, sondern nur die Erfüllung der Kontinuitätsgleichung vorausgesetzt wird. Daher wird im Folgenden von kinematischem Entrainment die Rede

sein, wenn ein 'bulk-entrainment'-Modell in Form einer Plume eingeführt wird, bei dem turbulentes und kinematisches Entrainment unterschieden werden.

4.2.1. Kinematisches Entrainment

Eine Plume ist üblicherweise ein Aufwindschlauch, der sich nach oben hin mit konstantem Öffnungswinkel verbreitert. In der vorliegenden Arbeit wird zwischen einem inneren zentralen Aufwind und einem Randbereich unterschieden (Abb. 4.3). Der innere Aufwindbereich wird als zylinderförmige Röhre mit dem Radius a angenommen, und es wird die Erfüllung der Kontinuitätsgleichung gefordert. Luft, die durch die Vertikalbeschleunigung wegströmt, wird durch radiales Einströmen an den Seiten des Zylinders ersetzt. Damit berücksichtigt das Entrainmentmodell kinematisches Entrainment.

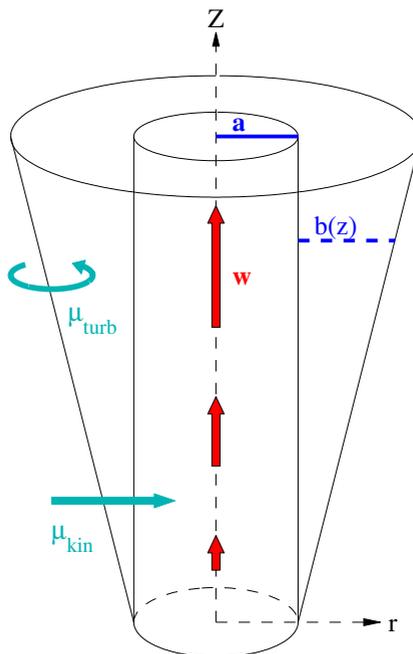


Abbildung 4.3.: Skizze zum Entrainmentmodell. Innerer Aufwindschlauch mit dem Radius a , beeinflusst vom kinematischen Entrainment. Gesamte Wolke als nach oben breiter werdende Plume mit dem Radius $R = a + b(z)$. Die Luft im Außenbereich wird zusätzlich durch turbulentes Entrainment verdünnt.

Die Divergenz des Massenflusses soll null sein (anelastische Approximation für hochreichende Konvektion), womit sich in den Zylinderkoordinaten der Aufwindröhre

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\rho v_\varphi)}_{=0} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0$$

ergibt. Der zweite Term ist null (radiales Einströmen) und $\rho = \rho(z)$, woraus

$$\rho \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0$$

und nach ein paar Umformungen

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w)$$

folgt. Die allgemeine Lösung dieser linearen Dgl. erster Ordnung ist

$$v_r = \frac{C}{r} - \frac{r}{2\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) .$$

Mit der Randbedingung $v_r(r=0) = 0$ ergibt sich $C = 0$, und für die Radialgeschwindigkeit am äußeren Rand des inneren Zylinders mit dem Radius a gilt

$$v_r(r=a) = -\frac{a}{2\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) .$$

Wenn das radiale Einströmen am Zylinderrand negativ ist, kommt es zu Entrainment. Die Änderung des vertikalen Massenflusses M resultiert aus dem seitlichen Einströmen mit der Radialgeschwindigkeit v_r (vergl. Gl. 4.5)

$$dM = -\rho v_r dA_s = \frac{a}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) dA_s = \frac{a}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) 2\pi dz .$$

A_s ist die Seitenfläche des Zylinders. Es folgt

$$\frac{dM}{dz} = a^2 \pi \frac{\partial}{\partial z} (\rho w)$$

Für die Entrainmentrate wird außerdem die Größe

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{\int \rho w dA} = \frac{1}{\rho w \int dA} = \frac{1}{a^2 \pi \rho w}$$

benötigt. A bezeichnet wiederum die Fläche eines horizontalen Querschnittes durch den Zylinder. Die kinematische Entrainmentrate des zylinderförmigen inneren Aufwindes lautet unter der Annahme, daß ρ nur von z abhängt und w die horizontal gemittelte Vertikalgeschwindigkeit darstellt

$$\mu_{kin} = \frac{1}{M} \frac{dM}{dz} = \frac{1}{\rho w} \frac{d}{dz}(\rho w) = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} + \frac{1}{w} \frac{dw}{dz} . \quad (4.7)$$

Der resultierende Ausdruck entspricht den Termen 2 und 3 in Gl. 4.6, was auch Sinn macht, weil die Querschnittsfläche A des Aufwindes als konstant angenommen wurde. Wegen der Dichteabnahme mit der Höhe ist der erste Term in Gl. 4.7 negativ. Zu Entrainment kommt es erst, wenn der zweite Term vom Betrag her größer als der Dichteterm ist, ansonsten liegt Detrainment vor. Der Dichteterm läßt sich mit Hilfe der Annahme einer polytropen Atmosphäre bestimmen. Das bedeutet, daß für eine endliche Schichtdicke ein konstanter Temperaturgradient γ vorgegeben wird (lineares Temperaturprofil).

$$T = T_0 - \gamma z ,$$

wobei sich der Index 0 auf das Meeresniveau bezieht. Aus der hydrostatischen Grundgleichung und der Gasgleichung folgt unter Verwendung der Randbedingung $p(0) = p_0$

$$p = p_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{\gamma R}}$$

und für die Dichte

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma z}{T_0} \right)^{\frac{g}{\gamma R} - 1} .$$

Damit kann der Dichteterm in Gl. 4.7 bestimmt werden und für das kinematische Entrainment resultiert

$$\mu_{kin} = \underbrace{\left(\frac{\gamma}{T_0} - \frac{g}{R T_0} \right)}_{\text{Expansion}} \frac{1}{1 - \frac{\gamma}{T_0} z} + \underbrace{\frac{1}{w} \frac{dw}{dz}}_{\text{Beschleunigung}} . \quad (4.8)$$

Zur Berechnung des kinematischen Entrainments mit Gl. 4.8 werden folgende Vorgaben gemacht: Der vertikale Temperaturgradient γ wird aus den Daten der modifizierten Radiosondenaufstiege berechnet, indem das Bodenniveau und die Schicht in 10 km Höhe

betrachtet werden. T_0 kann über die Temperatur am Boden und γ bestimmt werden. Die Vertikalgeschwindigkeit, welche ihrerseits vom gesuchten Entrainment abhängt, wird gemeinsam mit anderen benötigten Größen numerisch berechnet (siehe Abschnitt 4.2.3).

Mit Gl. 4.8 läßt sich das kinematische Entrainment, welches aus der Vertikalbeschleunigung resultiert, berechnen. Dabei wird angenommen, daß der zentrale Aufwind-schlauch von der Luftverdünnung durch turbulentes Entrainment unbeeinflusst ist.

4.2.2. Turbulentes Entrainment

In den Randbereichen der Wolke ist aufgrund der Geschwindigkeitsscherung zwischen dem Zellkern und der als ruhend angenommenen Außenluft Turbulenz zu erwarten. Es kommt zu turbulenten Verwirbelungen und entsprechendem Luftmassenaustausch über die äußere Berandung des Aufwind-schlauchs. Die turbulente Zusatzgeschwindigkeit \mathbf{v}'_h in der Grenzschicht kann man beispielsweise mit dem Prandtl'schen Mischungsweg-ansatz

$$\mathbf{v}'_h = -l' \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}_h}{\partial z}$$

beschreiben. Wenn ein Turbulenzballen um die vertikale Strecke l' wandert, ehe er sich mit der Umgebung vermischt, ruft er in seinem neuen Höhengniveau die turbulente Abweichung der Horizontalgeschwindigkeit \mathbf{v}'_h hervor. Ausschlaggebend ist die vertikale Scherung des horizontalen Windes über dem Erdboden. Am Wolkenrand ist es hingegen eine horizontale Scherung des vertikalen Windes. In dieser Wolkenrenzschicht gilt

$$w' = -l' \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} .$$

Der Mischungsweg l' beschreibt nun die horizontale Verlagerung eines Turbulenzballens in r -Richtung (siehe Abb. 4.3). Da \bar{w} mit dem Radius r grundsätzlich abnimmt und aus Kontinuitätsgründen magn $w' \sim \text{magn } v'_r$ ist, folgt

$$v'_r = l' \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \right| .$$

Für eine beliebige Größe A gilt in Analogie

$$A' = -l' \frac{\partial \bar{A}}{\partial r} .$$

Der horizontale turbulente Fluß der Größe A ist gegeben durch

$$\overline{A' v_r'} = -l^2 \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \right| \frac{\partial \bar{A}}{\partial r} ,$$

wobei l nun ein mittlerer horizontaler Mischungsweg ist. Um die Ableitungen mit endlichen Differenzen zu berechnen, wird ein stark vereinfachtes Profil der Vertikalgeschwindigkeit angenommen. Im Mittelpunkt des Aufwindschlauchs sei die Vertikalgeschwindigkeit am größten mit einem Wert \bar{w}_0 . Zum Rand hin nehme sie linear ab bis hin zu $\bar{w}_R = 0$:

$$w(r) = \frac{\bar{w}_0 (R(z) - r)}{R(z)} ,$$

wobei $R(z) = a + b(z)$ den Radius der Plume beschreibt (siehe Abb. 4.3). Der Gradient der Größe A sei ebenfalls linear zwischen dem Mittelpunkt der Wolke und dem sich im Abstand $R(z)$ befindenden Rand. Daraus folgt

$$\overline{A' v_r'} = -l^2 \frac{|\bar{w}_R - \bar{w}_0|}{R(z)} \frac{\bar{A}_R - \bar{A}_0}{R(z)} .$$

Nach den vereinfachenden Annahmen wäre der turbulente Fluß der Größe A zwischen Wolkenrand und Mitte konstant. Trotzdem wird davon ausgegangen, daß die Luft im Kern der Gewitterzelle kein turbulentes Entrainment erfährt, was eine Inkonsistenz der Modellvorstellung darstellt.

Die Größe A sei nun die Partialdichte σ der von außen turbulent eingemischten Luft mit $\bar{\sigma}_R = \bar{\rho}$ und $\bar{\sigma}_0 = 0$. Am Rand der Plume stammt die gesamte Luft von außen und in der Mitte befindet sich überhaupt keine Außenluft. Der Austauschkoefizient wird ähnlich wie in der Arbeit von Doms und Herbert (1985) mit $l = K R(z)$ proportional zum Wolkenradius $R(z)$ angesetzt. In der Grenzschichtmeteorologie ist in Analogie der Ansatz $l = k z$ mit der Kármánkonstanten $k = 0.4$ üblich. Damit ergibt sich der turbulente Massenfluß der radial von außen einströmenden Luft zu

$$\overline{\sigma' v_r'} = -K^2 R(z)^2 \frac{\bar{w}_0}{R(z)} \frac{\bar{\rho}}{R(z)} = -K^2 \bar{\rho} \bar{w}_0 .$$

Die Änderung des vertikalen Massenflusses durch turbulentes Entrainment ist

$$dM = -\overline{\sigma' v_r'} dA_s = K^2 \bar{\rho} \bar{w}_0 2R(z) \pi dz , \quad (4.9)$$

und der vertikale Massenfluß selbst

$$M(z) = \int \rho w dA = \rho \int_0^{2\pi R(z)} \int_0^R w(r) r dr d\varphi = \frac{1}{3} \pi R^2(z) \bar{\rho} \bar{w}_0 . \quad (4.10)$$

Aus Gl. 4.9 und 4.10 folgt letztlich die Entrainmentrate

$$\mu_{turb} = \frac{1}{M} \frac{dM}{dz} = \frac{6K^2}{R(z)} = \frac{C}{R(z)} . \quad (4.11)$$

Sie entspricht dem Ausdruck, der zur Berechnung des Entrainments in der Literatur häufig verwendet wird. Eigentlich könnte man erwarten, daß das turbulente Entrainment bei großen Vertikalgeschwindigkeiten stärker ist als bei geringen, da dann mehr Turbulenz erzeugt wird. Trotzdem hängt das turbulente Entrainment nicht von w ab. Wenn die Luft rasch aufsteigt, verbleibt weniger Zeit für das Einmischen von Außenluft, eine Tatsache, welche die stärkere Turbulenz ausgleicht.

Die Konstante C , auch Entrainmentparameter genannt, muß vorgegeben werden (0.4 in dieser Arbeit). Außerdem wird der in der Form $R(z) = a + b(z)$ angesetzte Radius benötigt, wobei a den Radius in der Höhe z_0 darstellt und $b(z)$ die Distanz ist, um welche der Radius in der Höhe z zugenommen hat. Die Radiuszunahme mit der Höhe ist gekoppelt an einen Zuwachs der Wolkenquerschnittsfläche. Dieser ist nach Gl. 4.6 ein Effekt des Entrainments allgemein. Für den Flächenzuwachs soll nach den Modellvorgaben jedoch das turbulente Entrainment allein verantwortlich sein (Term 1 von Gl. 4.6), während die anderen Effekte (Terme 2 und 3 in Gl. 4.6) dem dynamischen Entrainment zuzuschreiben sind. Damit kann das turbulente Entrainment in der Form

$$\mu_{turb} = \frac{C}{R(z)} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dz}$$

geschrieben werden, woraus sich ein mit der Höhe linear zunehmender Wolkenradius, wie er häufig bei der Beschreibung von Plumes verwendet wird, ergibt

$$R(z) = a + b(z) = a + \frac{1}{2} C (z - z_0) . \quad (4.12)$$

Der Radius a wird anhand der Radardaten bestimmt, indem horizontale Schnitte durch die Wolke in generell $z = 3 \text{ km}$ ausgewertet werden. Tiefer angesetzte Schnitte hätten den Nachteil, daß der ursprüngliche Wolkenradius durch ausfallenden Niederschlag verfälscht sein könnte. Da mit dem Entrainmentmodell die Reifephase konvektiver Zellen

ausgewertet werden soll, wird zur Radiusfestlegung der Zeitpunkt des maximalen Gesamtwassergehaltes und dessen beide zeitliche Nachbarn untersucht. Das turbulente Entrainment läßt sich mit Gl. 4.11 und 4.12 in der Form

$$\mu_{turb} = \frac{C}{a + \frac{1}{2} C (z - z_0)} \quad (4.13)$$

schreiben.

Gl. 4.13 ist neben Gl. 4.8 die Grundlage zur Berechnung des Entrainments in dieser Arbeit. In einem ersten Schritt wird das kinematische Entrainment des inneren Zylinders (Abb. 4.3) in Verbindung mit einem Profil der Vertikalgeschwindigkeit bestimmt. Diese Geschwindigkeiten sind zugleich eine Abschätzung der Vertikalbewegung im Zellinnern. Anschließend wird die resultierende Luftmasse über das turbulente Entrainment weiter verdünnt. Im Gegensatz zu den Plume-Modellen, die ausschließlich Gl. 4.13 verwenden, unterliegt die Luft im äußeren Bereich beiden Arten von Entrainment. Der Flächenzuwachs mit der Höhe (Term 1 in Gl. 4.6) wird aufgrund der Annahmen ausschließlich durch das turbulente Entrainment verursacht. Daraus resultiert eine mit der Höhe lineare Vergrößerung des Wolkenradius⁷.

4.2.3. Vertikale Integration

Zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit, der Temperatur und des Kondensates mit dem Entrainmentmodell für kinematisches und turbulentes Entrainment werden noch einige Gleichungen benötigt. Die Bilanz einer beliebigen intensiven (massenunabhängigen) Größe A für ein Plume-Modell mit der Entrainmentrate μ ist

$$w \frac{dA}{dz} = \left(\frac{dA}{dt} \right)_{Q/S} - w \mu (A - A') \quad (4.14)$$

(Siehe beispielsweise Holton, 1992; Houze, 1993). Größen mit Apostroph beziehen sich hier und im Folgenden auf die Umgebung der Wolke, die anderen auf die Wolke selbst. Das Vertikalprofil der Größe A in der Wolke wird beeinflusst von ihren Quellen/Senken (Index Q/S) im Innern der Wolke und über das Entrainment von der Differenz der Größe A zwischen Wolkeninnerem und der Umgebung. Für $A = w$ und $A' = 0$ folgt

$$w \frac{dw}{dz} = \left(\frac{dw}{dt} \right)_{Q/S} - w \mu w \quad (4.15)$$

Die Quelle von w innerhalb der Wolke ist unter Berücksichtigung des Kondensatmischungsverhältnisses m

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{Q/S} = g \left[\frac{T}{T'} - (1+m) \right] \quad (4.16)$$

(Rogers, 1979; Doms und Herbert, 1985), wobei T die Temperatur in der Wolke und T' diejenige in der Umgebung ist. Für die Vertikalbeschleunigung bei Entrainment ergibt sich durch Einsetzen von Gl. 4.16 in Gl. 4.15

$$\frac{dw}{dt} = g \left[\frac{T}{T'} - (1+m) \right] - \mu w^2 . \quad (4.17)$$

Das Entrainment drückt sich in einer Verringerung der Vertikalgeschwindigkeit um den Faktor μw^2 aus. Wollte man die Verdrängung von Umgebungsluft am Aufwind-Oberrand berücksichtigen, so müßte vor beide Terme in Gl. 4.17 ein Abschwächungsfaktor angesetzt werden. Entsprechend anders sieht Gl. 4.17 für ein Bubble-Modell aus (Pruppacher und Klett, 1997). Beim Plume-Modell wird jedoch keine Umgebungsluft verdrängt, da von einem stetigen Endzustand ausgegangen wird. In der Realität dürfte der Effekt zu Beginn der Wolkenbildung wichtig sein, dann aber unwichtiger werden. Die Vertikalgeschwindigkeit wird während der numerischen Lösung der Gleichungen mit

$$w_z = \sqrt{(w_{z-1})^2 + 2 \frac{dw}{dt} \Delta z} \quad (4.18)$$

berechnet. Dabei ist w_z die Geschwindigkeit am Oberrand einer Schicht der Dicke Δz und w_{z-1} die Geschwindigkeit an ihrem Unterrand. Die mit Gl. 4.17 zu berechnende Beschleunigung wird als konstant innerhalb der Schicht Δz angenommen.

Zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit werden noch ein paar andere Gleichungen benötigt. Der vertikale Temperaturgradient einer Plume bei Sättigung ist

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{g + \mu [L(q - q') + c_p(T - T')]}{c_p + L(dq/dT)} , \quad (4.19)$$

wie beispielsweise in Pruppacher und Klett (1997) und in etwas abgewandelter Form bereits in Stommel (1947) zu finden ist. L ist die Kondensationswärme des Wassers und q die spezifische Feuchte. Größen mit Apostroph beziehen sich auf die Umgebung, diejenigen ohne Apostroph auf die Wolke. Gl.4.19 gilt unter der Annahme, daß die Luft in der Wolke permanent gesättigt ist. In die ungesättigt eingemischte Luft muß ein Teil

der Feuchtigkeit verdunsten, welche beim feuchtadiabatischen Aufstieg in der Wolke frei wird. Die dazu benötigte Wärme berücksichtigt der Term $L(q - q')$. Außerdem muß die eingemischte Luft auf die Temperatur im Innern gebracht werden, was der Term $c_p(T - T')$ ausdrückt. Der Term dq/dT beschreibt die Änderung der spezifischen Feuchte innerhalb der aufsteigenden gesättigten Luft durch Kondensation.

Das Problem dabei ist, daß die spezifische Feuchte q von der Temperatur und vom Druck abhängt, beides variable Größen innerhalb des Luftpaketes. Deshalb wird Gl. 4.19 iterativ gelöst. Solange keine Sättigung im Aufwindschlauch eintritt, gilt die vereinfachte Gleichung:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} - \mu (T - T') \quad (4.20)$$

Gegenüber Gl. 4.19 entfällt der Term $L(q - q')$ und dq/dT ist null, da keine Feuchtigkeit durch Sättigung verloren geht. Für $\mu = 0$ degeneriert Gl. 4.20 zu einer Gleichung für den trockenadiabatischen Temperaturgradienten und Gl. 4.19 gibt den pseudoadiabatischen Gradienten an.

Als weitere Variable wird die spezifische Feuchte q_{ges} eingeführt. Sie gibt an, wieviel H₂O-Masse (kondensiert und gasförmig) in der Luft enthalten wäre, wenn das Kondensat im ursprünglichen Luftpaket bliebe. Solange q_{ges} kleiner als die spezifische Sättigungsfeuchte des Wasserdampfes verbleibt, hat keine Sättigung stattgefunden. Wenn man in Gl. 4.14 für A die spezifische Feuchte des gesamten H₂O setzt, folgt:

$$\frac{dq_{ges}}{dz} = -\mu (q_{ges} - q') \quad (4.21)$$

Da in der Umgebung keine Sättigung stattfindet, ist die spezifische Feuchte der gesamten H₂O-Masse q'_{ges} identisch mit der spezifischen Feuchte des Wasserdampfes q' . Die gesamte H₂O-Masse in der Wolke q_{ges} nimmt, wie zu erwarten, aufgrund des Entrainments mit der Höhe ab. Das Kondensatmischungsverhältnis wird ähnlich wie beim Wolkenwasser ohne Entrainment (Gl. 4.3) mit

$$m(z) = q_{ges}(z) - q(z)$$

berechnet und in Gl.4.17 benötigt. Dabei können die spezifischen Feuchten $q(z)$ des Wasserdampfes innerhalb der Wolke mit den Temperaturen des gesättigten Aufstieges (Gl. 4.19) bestimmt wird.

Zuerst wird das kinematische Entrainment (Gl. 4.8) in Verbindung mit den Vertikalprofilen des Wolkenkernes berechnet. Dazu werden die Gleichungen numerisch von unten nach oben gelöst und für das Entrainment $\mu = \mu_{kin}$ eingesetzt. Wenn der vom Vorzeichen her negative Expansionsterm einen größeren Betrag als der Beschleunigungsterm hat, ist μ_{kin} negativ. Es kommt zu Detrainment, welches jedoch nicht berücksichtigt werden muß, weil es die massengemittelten Werte der Variablen in der Wolke nicht beeinflusst (Houze, 1993). Da die modifizierten Radiosondenaufstiege (Abschnitt 3.2.1 und 3.2.2) verwendet werden, bleibt die spezifische Feuchte q_{ges} trotz Entrainments in den untersten 1000 m konstant. Im Entrainmentmodell startet die Luft mit 2 K Temperaturüberschuß gegenüber der Umgebung und kühlt in den unteren 1000 m mit dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten ab. Stärkere Abkühlungsraten durch Entrainment werden nicht berücksichtigt, so daß der Temperaturüberschuß von 2 K in der Grenzschicht erhalten bleibt. Diese Annahmen sind als Startbedingung notwendig, damit sich hinreichend starke Vertikalgeschwindigkeiten zur Überwindung etwaiger konvektiver Hemmung einstellen. Bei der Beschleunigungsberechnung mit Gl. 4.17 wird auch in den untersten 1000 m berücksichtigt, daß eingemischte Luft beschleunigt werden muß.

Nach Berechnung des kinematischen Entrainments wird das turbulente Entrainment berechnet. Der Einfachheit halber wird davon ausgegangen, daß sich die Luft innerhalb der konvektiven Zelle nach jedem Entrainmentprozeß sofort komplett durchmischt. An dieser Stelle wird also nicht berücksichtigt, daß es laut Modellvorstellung einen inneren Kern gibt, der vom turbulenten Entrainment verschont bleibt. Außerdem wird angenommen, daß die Luft in der Zellohülle ursprünglich innerhalb des Kernes aufgestiegen ist und somit dem dortigen kinematischen Entrainment unterlag. Deshalb wird die Entrainmentrate

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_{kin} + \mu_{turb} \\ &= \left(\frac{\gamma}{T_0} - \frac{g}{R T_0} \right) \frac{1}{1 - \frac{\gamma}{T_0} z} + \frac{1}{w} \frac{dw}{dz} + \frac{C}{a + \frac{1}{2} C (z - z_0)} \end{aligned} \quad (4.22)$$

verwendet. Zur Bestimmung des Kondensates der ganzen Wolke werden die Gleichungen neuerlich numerisch von unten nach oben gelöst, wobei nur T , q_{ges} und das Kondensat berechnet werden. Die Vertikalbeschleunigung (4.17) wird nicht mehr benötigt und die Entrainmentrate ist bekannt. Die berechneten Größen stellen Mittelwerte über horizontale Querschnitte der ganzen Wolke dar. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Entrainmentrechnung für den 5.8.03 vorgestellt.

4.2.4. Vertikalprofile in Wolken unter Entrainment

Abb. 4.4 zeigt in ihrem linken Teil vertikale Temperaturprofile. Ein ohne Entrainment und anfangs mit 2 K Temperaturüberschuß adiabatisch aufsteigendes Luftpaket (blaue Linie) weist bis oberhalb 12.1 km höhere Temperaturen als die Umgebungsluft auf (grüne Linie). Die unter kinematischem Entrainment in einem Zellkern aufsteigende Luft (rote Linie) kühlt schneller ab, erreicht später das HKN und verbleibt nur bis 11.5 km Höhe wärmer als die Umgebung. Im rechten Bild bezeichnet die blaue Linie eine obere Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeit und beschreibt ein Luftpaket, des-

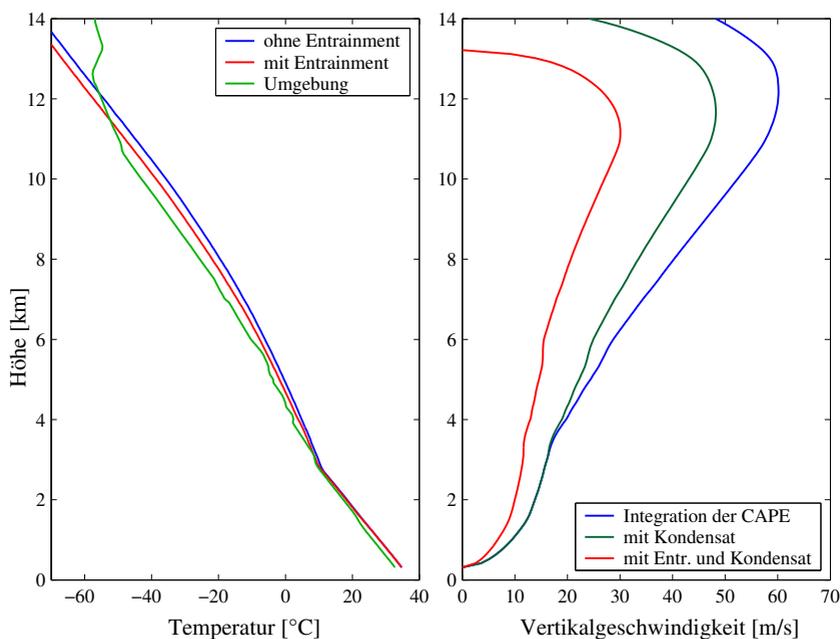


Abbildung 4.4.: Temperatur in Abhängigkeit von der Höhe am 5.8.03 (linkes Bild). Trocken- bzw. ab dem HKN feuchtadiabatischer Aufstieg (blaue Linie), Temperaturprofil innerhalb des Kernbereichs einer Gewitterzelle mit kinematischem Entrainment (rote Linie) und Temperatur in der Umgebung (grüne Linie). Vertikalgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Höhe am 5.8.03 (rechtes Bild). Berechnung mit Gl. 4.16 für $m = 0$ und für die trocken- bzw. feuchtadiabatischen Temperaturen (blaue Linie), Berechnung wie vorher, aber unter Berücksichtigung des feuchtadiabatischen Wolkenwassers aus Abschnitt 4.1 (dunkelgrüne Linie) und Geschwindigkeitswerte innerhalb des Zellkernes mit kinematischem Entrainment nach Gl. 4.17 (rote Linie).

sen Temperatur links ebenfalls blau dargestellt ist. Die Geschwindigkeit berechnet sich aus $w(z) = \sqrt{2 \text{CAPE}(z)}$, also über die CAPE bis zum Höhengiveau z . Sie erreicht in 12 km Höhe ihr extremes Maximum von 60 m/s. In konvektiven Zellen jedoch ist die Vertikalgeschwindigkeit aufgrund der Wasser-/Eisladung geringer, was in der dunkelgrünen Linie Berücksichtigung findet. Ab dem HKN in 2700 m Höhe macht sich das Gewicht des Kondensats bemerkbar, und als Maximum werden nur noch 80% der Geschwindigkeit der zuvor genannten Abschätzung erreicht. Wie schon im linken Bild ist das Ergebnis des Entrainmentmodells durch eine rote Linie dargestellt. Unter Berücksichtigung von kinematischem Entrainment und Kondensat erreicht die Vertikalgeschwindigkeit im Zellkern mit dem Maximum von 30 m/s genau die Hälfte der oberen Abschätzung. Bluestein (1993) weist darauf hin, daß die Vertikalgeschwindigkeit in numerischen Simulationen etwa halb so groß ist wie die über die CAPE berechnete, was die einfache, hier angewendete Beschreibung durch Gl. 4.17 stützt.

Abb. 4.5 zeigt links die mit der Höhe abnehmende Entrainmentrate. Einerseits hängt das turbulente Entrainment vom Kehrwert des nach oben größer werdenden Wolkenradius ab. Auf der anderen Seite hat auch das kinematische Entrainment seine größten Werte in tiefer gelegenen Schichten. In den untersten 1000 m über Grund (nicht gezeigt) ist das Entrainment sehr stark, was aufgrund der Annahme einer durchmischten Schicht aber keinen Einfluß auf die spezifische Feuchte hat. Die Entrainmentrate beläuft sich auf ca. $1.5 \times 10^{-4}/m$ und ist damit verglichen mit den anderen Fallstudien dieser Arbeit sehr hoch. Grund ist der sehr kleine Zellradius (2.3 km in 3 km Höhe) der Radar-beobachteten Zelle vom 5.8.03. Für Gewitterzellen durchschnittlicher Größe liefert das Modell Entrainmentraten um $1 \times 10^{-4}/m$, also den Wert, den die Originalversion des Tiedtkeschemas (Tiedtke, 1989) als Konstante über alle Höhengiveaus verwendet. Gregory (2001) erhält mit seiner Parametrisierung des dynamischen Entrainments in hochreichender Kaltluftkonvektion Werte um $2 \times 10^{-4}/m$.

Im Gegensatz dazu ist das Entrainment bei flacher Konvektion deutlich stärker. Beispielsweise schlagen Siebesma und Cuijpers (1995) Entrainmentraten von $25 \times 10^{-4}/m$ nahe der Wolkenbasis und $15 \times 10^{-4}/m$ nahe dem Oberrand vor, während Bretherton und Pincus (1995) eine Entrainmentrate von $15 \times 10^{-4}/m$ annehmen.

Im rechten Teil von Abb. 4.5 ist die Massendichte des Kondensats nach verschiedenen Berechnungsmethoden dargestellt. Die blaue Linie zeigt die Massendichte des Kondensats bei feuchtadiabatischer Hebung, wie in Abschnitt 4.1 berechnet. Etwas geringere Werte ergeben sich nun für den Kernbereich konvektiver Zellen unter Berücksichtigung

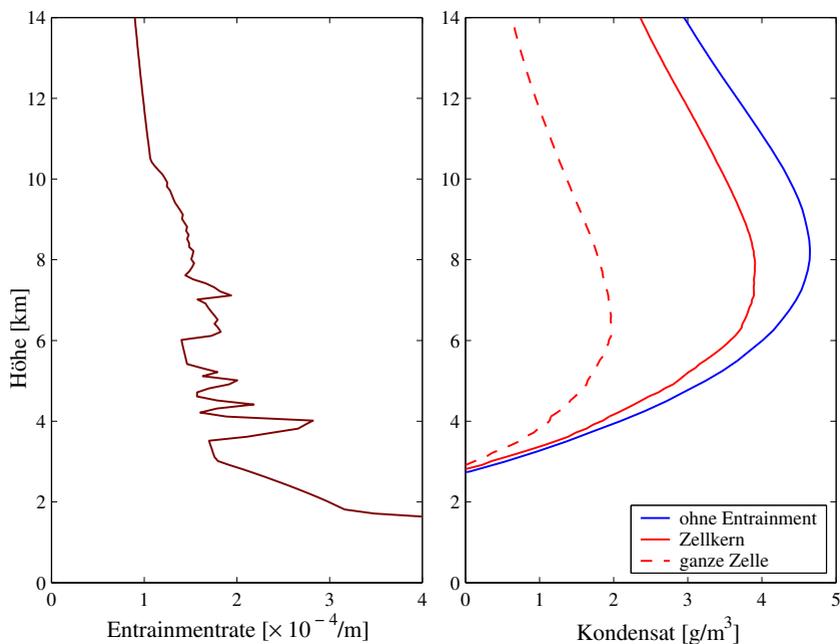


Abbildung 4.5.: Entrainmentrate des dynamischen und turbulenten Entrainments für die gesamte konvektive Zelle (Gl. 4.22) vom 5.8.03 in Abhängigkeit von der Höhe (linkes Bild). Kondensat in Abhängigkeit von der Höhe am 5.8.03 (rechtes Bild) bei feuchtadiabatischer Hebung (blaue Linie, siehe auch Abb. 4.1), Werte für den Kernbereich der Gewitterzelle mit kinematischem Entrainment (rote durchgezogene Linie) und Werte der gesamten Zelle mit beiden Arten des Entrainments (rote gestrichelte Linie).

von kinematischem Entrainment (rote ausgezogene Linie). Das Mittel über die ganze Gewitterzelle, bei dessen Berechnung kinematisches und turbulentes Entrainment betrachtet wurde, zeigt in den meisten Höhenschichten jedoch nicht einmal mehr die Hälfte der Kondensatmasse (rote gestrichelte Linie). Daran sieht man, daß die Luftverdünnung wesentlich vom turbulenten Entrainment bewerkstelligt wird.

Während in Abschnitt 4.1 die über feuchtadiabatische Hebung berechneten Kondensatmassendichte (blaue Linie) zur Abschätzung des Wolkenwassers innerhalb konvektiver Zellen verwendet wurde, kann nun die durch Entrainment verringerte Kondensatmasse (rote gestrichelte Linie) zu einer genaueren Abschätzung genutzt werden. Das

Wolkenwasser mit Entrainment wird, wie in Abschnitt 4.1 für das Wolkenwasser ohne Entrainment erklärt, berechnet, indem das Volumen der Gewitterzellen ausgewertet wird. Als Ergebnis resultiert eine verfeinerte Abschätzung der Wolkengesamtmasse (Abb. 4.6),

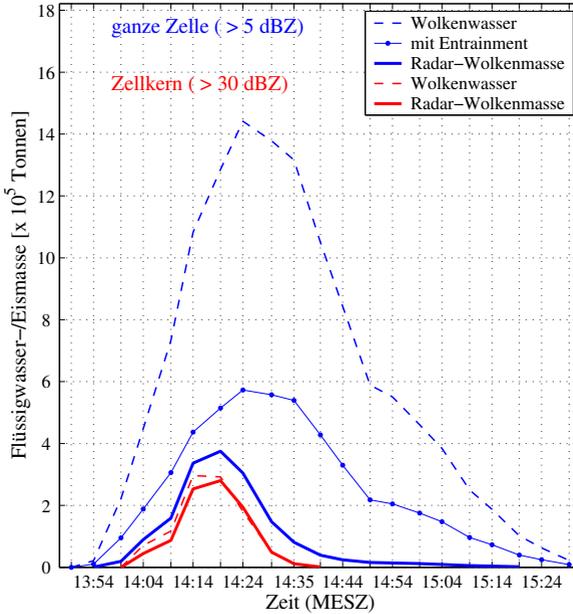


Abbildung 4.6.: Wie Abb. 4.2, aber inklusive dem Wolkenwasser mit Entrainment für die ganze Zelle (blaue durchgezogene Linie mit Punktmarkierungen).

welche nun neuerlich mit der Masse nach den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen verglichen werden kann. Dem Maximum der anhand der Reflektivitäten bestimmten Masse von 3.8×10^5 Tonnen um 14:20 MESZ steht nun das Wolkenwasser von 5.1×10^5 Tonnen gegenüber. Angesichts der Tatsache, daß beide Methoden der Massenbestimmung nur grobe Abschätzungen darstellen, ist die Übereinstimmung als gut zu bezeichnen. Sie wird noch besser, wenn man bedenkt, daß die mit Hilfe der Reflektivitäten berechnete Masse um den zum Massenmaximum bereits ausgefallenen Niederschlag verringert ist und daß ein C-Band Radar keine Wolkentropfen erfassen kann (siehe Kapitel 5, Abb. 5.6). Nachdem das Maximum der über die Reflektivitäten bestimmten Masse erreicht wird

(14:20 MESZ), nimmt die Differenz zwischen dieser Masse und dem Wolkenwasser mit Entrainment zu. Ein Grund hierfür ist, daß immer mehr Niederschlag aus der Wolke ausfällt und dies bei der Berechnung des Wolkenwassers unberücksichtigt bleibt. Außerdem handelt es sich während der Zerfallsphase der Zelle nicht mehr um eine stetige Plume, weshalb in der realen Gewitterzelle keine Masse mehr nachgeliefert wird.

Die Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeit im Kernbereich konvektiver Zellen wird in dieser Arbeit nicht zur Bestimmung von vertikalen Massenflüssen verwendet, weil dieser Wert und die des zusätzlich noch benötigten Durchmessers der Aufwindschläuche mit großen Unsicherheiten verbunden sind. Trotzdem ist ein Vergleich zwischen den Vertikalgeschwindigkeiten des Entrainmentmodells und denen aus KAMM2 interessant (Abb. 4.7). An dieser Stelle sei angemerkt, daß in KAMM2 ein Teil des Entrainments berücksichtigt wird, weil es sich um einen skaligen Prozeß handelt. Gemeint ist das dynamische Entrainment (Abschnitt 4.2), welches im Entrainmentmodell vereinfacht als kinematisches Entrainment beschrieben wird. Außerdem berücksichtigt KAMM2 turbulentes Entrainment, da die Turbulenzparametrisierung dreidimensional gerechnet wird und damit auch horizontale turbulente Flüsse erlaubt. Zum Vergleich der Vertikalgeschwindigkeiten wurden aus den 30 Simulationen 6 beliebig ausgewählt und das Entrainmentmodell jeweils auf dieselben Radiosondenaufstiege angewandt, mit denen KAMM2 initialisiert wurde. Die höhenabhängigen Vertikalgeschwindigkeiten des Entrainmentmodells sind für den inneren Zellbereich gültig und damit als Maximalwerte verschiedener Horizontalschnitte durch die Wolke in den entsprechenden Höhen anzusehen. Daher erscheint ein Vergleich mit den Maximalgeschwindigkeiten aus Schichten gleicher Höhe der mit KAMM2 berechneten Gewitter angebracht. Bei der Auswertung der KAMM2-Geschwindigkeiten wurden alle Zeitschritte der Simulationen berücksichtigt.

Abb. 4.7 enthält die Ergebnisse für die 6 ausgesuchten Fälle. Zu den in der oberen Reihe dargestellten Rechnungen existieren Radarmessungen von real aufgetretenen Zellen, während für die in der unteren Reihe gezeigten Fälle keine Radarmessungen vorliegen.

Unter den Umgebungsbedingungen des 30.7.02 ist die maximale Vertikalgeschwindigkeit unterhalb von 8 km nach beiden Modellen ähnlich mit bis über 30 m/s. Oberhalb kommen in der mit KAMM2 berechneten Gewitterzelle keine so hohen Werte mehr vor, während das Entrainmentmodell die Werte erst bei 12 km zurückgehen läßt. Die mit KAMM2 simulierte Zelle ist 11 km hoch, während das Entrainmentmodell die Luft bis in 13 km Höhe steigen läßt. Letzterer Wert wird auch von einem Teil der Radarbeobachteten Zellen an jenem Tag erreicht. Für den 19.6.02 sind die Vertikalgeschwindig-

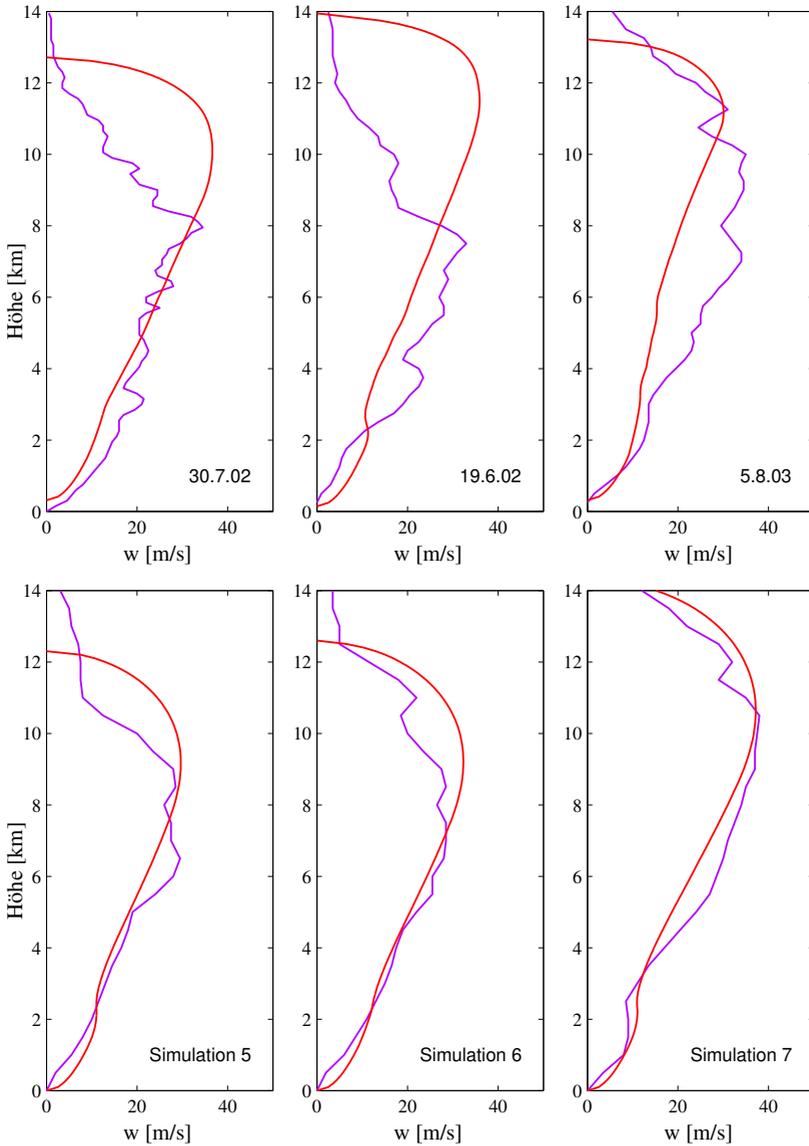


Abbildung 4.7.: Vertikalgeschwindigkeiten des Entrainmentmodells (rote Linien) und mit KAMM2 berechnete (lila Linien) als Funktion der Höhe. Die Umgebungsbedingungen wurden jeweils mit demselben Radiosondenaufstieg festgelegt.

keiten am unterschiedlichsten. Unterhalb von 8 km Höhe zeigen die KAMM2-Ergebnisse etwas höhere Werte, während in höheren Schichten das Entrainmentmodell wesentlich größere Vertikalgeschwindigkeiten liefert. Auch in diesem Fall steigt die Luft im Entrainmentmodell etwa 2 km höher auf als in KAMM2, wobei die Radarbeobachtung die Obergrenze des Entrainmentmodells von 14 km bestätigt. Wenn man sich die mit KAMM2 simulierte Wolke 2 km höher denkt, verschwindet der Geschwindigkeitsunterschied im oberen Wolkenbereich allerdings nicht. Am 5.8.03 sind die mit KAMM2 berechneten Geschwindigkeiten bis in 10 km Höhe größer als die des Entrainmentmodells. In größeren Höhen sind sie in diesem Falle ähnlich, wie auch die Zellhöhe, die in beiden Modellen 13 km beträgt. Dafür ist die Radar-beobachtete Zelle jenes Tages nur 12 km hoch.

Die unteren drei Vergleiche beziehen sich auf Umgebungsbedingungen, zu denen es keine Radarbeobachtungen gibt. Sie haben die Gemeinsamkeit, daß die Zellhöhe in KAMM2 mit dem Niveau $w = 0$ des Entrainmentmodells übereinstimmt, was den Vergleich vereinfacht. Auch dort ist der Trend zu erkennen, daß die Geschwindigkeiten bis etwa 8 km Höhe ähnlich groß sind, während das Entrainmentmodell darüber die höheren Werte liefert. Möglicherweise zeigt sich dort eine Schwäche des Entrainmentmodells, daß nämlich das Verdrängen von Umgebungsluft durch die ersten aufsteigenden Luftpakete nicht berücksichtigt wird.

Ein durchschnittlicher Wert der maximalen Aufwindgeschwindigkeit in Gewitterzellen, welche unter für Südwestdeutschland typischen Bedingungen entstehen, ist sowohl nach KAMM2 als auch nach der Abschätzung des Entrainmentmodells 30 m/s. In den USA wurden einige Untersuchungen an realen Gewitterzellen durchgeführt, bei denen die Vertikalgeschwindigkeit innerhalb der konvektiven Zellen mit Flugzeugen gemessen wurde. In mehreren Fallstudien wurden maximale Aufwinde um 20 m/s gefunden (Musil et al., 1973, 1976; Sand, 1976; Wiggert et al., 1982), in anderen um 30 m/s (Byers und Braham, 1949; Wiggert et al., 1982). Bei heftigen Gewittern konnten Werte bis zu 40 m/s gemessen werden (Heymsfield und Hjelmfelt, 1981; Musil et al., 1982).

Im folgenden Kapitel wird exemplarisch für den 5.8.03 das Massenbudget einer konvektiven Zelle anhand von Radardaten erstellt. Die Ergebnisse von 11 weiteren Fallstudien befinden sich im Anhang A.

5. Die Masse in Radar-beobachteten Gewitterzellen

In diesem Kapitel werden die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen auf reale Radardaten übertragen, um das Massenbudget konvektiver Zellen zu bestimmen. Natürlich wäre es sehr wertvoll, wenn man die von KAMM2 produzierten Größenspektren der Hydrometeore und damit die Gültigkeit der Z/W-Beziehungen durch geeignete In-situ-Messungen hätte stützen können. Entsprechende Messungen wurden während VERTIKATOR allerdings nicht durchgeführt. Doch selbst die Daten anderer Meßkampagnen, bei denen Größenspektren innerhalb von Wolken gemessen wurden, wären unzureichend zur Modellvalidierung, da man gleichzeitige Messungen im gesamten Volumen einer konvektiven Zelle bräuchte, was selbst bei sehr großem meßtechnischen Aufwand unmöglich ist. Deshalb wird vorausgesetzt, daß die Modellergebnisse realistisch sind. Dafür spricht, daß die fundamentalen wolkenmikrophysikalischen Prozesse in KAMM2 explizit behandelt werden. In ähnlicher Weise argumentieren Sassen und Wang (2002), die anhand von Modellrechnungen Z/W-Beziehungen für Cirren untersuchten.

Insgesamt wurden 12 Radar-beobachtete Zellen in einer Entfernung von 20 bis 50 km vom Radar betrachtet. Wie in Abschnitt 2.1.3 erklärt wurde, ist das der Entfernungsbereich, in dem man die Zellen bereits in ihrer ganzen Höhe sehen kann und die Auflösung der Daten trotzdem noch recht hoch ist. Zur Erstellung des Massenbudgets wird ein mitbewegtes Koordinatensystem und eine Z/R-Beziehung benötigt.

5.1. Ein mitbewegtes Bezugssystem

Das Massenbudget wird jeweils für einen Teilausschnitt des Radargebietes erstellt, der optimalerweise nur eine konvektive Zelle enthalten sollte. Sobald im Umkreis der ausgewählten Zelle andere Zellen existieren, muß der Teilausschnitt entsprechend kleiner gewählt werden, um die anderen Zellen auszugrenzen. An Tagen mit wandernden Zellen würde die betrachtete Zelle dann recht schnell aus dem Teilausschnitt herauswandern, so daß ein mitbewegtes Koordinatensystem zur Zellverfolgung gebraucht wird.

Wie in Abschnitt 2.3.2 erwähnt, arbeitet ein Teil der sog. Retrievals mit einem be-

wegen Koordinatensystem, 'moving frame of reference' genannt (Gal-Chen und Zhang, 1993; Zhang und Gal-Chen, 1996; Liou, 1999; Weygandt et al., 2002). Die Radarreflektivität besitzt Strukturen, welche über längere Zeit erhalten bleiben, während sie sich mit der Strömung mitbewegen. In diesem Zusammenhang spricht man auch von 'Lagrange-Advektion' (Germann und Zawadzki, 2002). Bereits Gal-Chen (1982) schlug vor, die mittlere Advektionsgeschwindigkeit der Radarreflektivität als Geschwindigkeit eines bewegten Koordinatensystems zu definieren. Unter der Annahme, daß die Reflektivität längs der Trajektorie erhalten bleibt bzw. nur geringe zeitliche Änderungen aufweist, können die Advektionsgeschwindigkeiten u und v bestimmt werden, indem die individuellen zeitlichen Änderungen dZ/dt minimiert werden. Damit lautet die Kostenfunktion

$$K = \int_{\text{Raum, Zeit}} \alpha \left[\frac{\partial Z}{\partial t} + u \frac{\partial Z}{\partial x} + v \frac{\partial Z}{\partial y} + (w + w_t) \frac{\partial Z}{\partial z} \right]^2 dx dy dz dt \quad (5.1)$$

(Z in dBZ). Betrachtet wird eine Abfolge von Radarbildern, aufgenommen im Abstand von mehreren Minuten. Das Quadrat der individuellen Reflektivitätsänderung (eckige Klammer) wird über alle Radarpixel und Zeitschritte summiert. Die zu allen Zeitschritten und an allen Gitterpunkten konstant angesetzten Geschwindigkeiten u und v werden so variiert, daß K minimal wird. Der Gewichtungsfaktor α soll den Beitrag sich rasch entwickelnder Zellen, innerhalb derer die Erhaltung der Reflektivität erheblich verletzt wird, abschwächen und wird umgekehrt proportional zu $\partial Z/\partial t$ angesetzt. Außerdem wird die Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore relativ zur Luft w_t verwendet. Die Minimierung der Kostenfunktion erfolgt durch Lösung eines algebraischen Gleichungssystems in mehreren Iterationen, da die zeitliche Ableitung $\partial Z/\partial t$ numerisch nur sehr ungenau bestimmt werden kann, solange sich die Reflektivitätsmuster während der großen Zeitschritte zwischen den Radarbildern bewegen.

In dieser Arbeit wird der 'moving frame' anders berechnet. Ein wesentlicher Unterschied zu den genannten Retrievals ist, daß nicht eine einzige horizontale Verlagerung für alle Zeitschritte berechnet wird. Statt dessen wird für jedes Zeitintervall zwischen zwei Radarbildern eine eigene Geschwindigkeit berechnet. Außerdem werden die individuellen Ableitungen dZ/dt anders bestimmt (siehe unten) und die vereinfachte Kostenfunktion

$$K = \int_{\text{Raum, Zeit}} \left| \frac{\partial Z}{\partial t} + u \frac{\partial Z}{\partial x} + v \frac{\partial Z}{\partial y} \right| dx dy dz dt \quad (5.2)$$

verwendet (Z in mm^6/m^3). Zuerst werden alle beteiligten Radarbilder auf das regelmäßige Gitter der kartesischen Koordinaten (Abschnitt 2.1.3) mit der horizontalen Auflösung von 500 m interpoliert. In einem Radarbild kann interaktiv ein Teilbereich (der später bewegliche Rahmen) ausgewählt werden, der die zu untersuchenden konvektiven Zellen enthält. Dann werden anhand dieses Radarbildes B_1 und des nachfolgenden Bildes B_2 eine Reihe von Vorschlägen für die Geschwindigkeiten u und v gemacht. Zu diesen Geschwindigkeiten gehören Wegstrecken, denen innerhalb des Zeitintervalls zwischen den beiden Bildern ganzzahlige Vielfache der Gitterweite von 500 m entsprechen. Wenn die Radarbilder beispielsweise 4 Minuten 10 Sekunden auseinander liegen, sind die vorgeschlagenen Geschwindigkeiten $n \cdot 500 \text{ m}/250 \text{ s}$, also ..., -6, -4, -2, 0, 2, 4, 6, ... m/s . Für diese diskreten Geschwindigkeiten ergeben sich die individuellen Ableitungen dZ/dt einfach aus den Reflektivitätsdifferenzen der beiden Radarbilder bei gegenseitiger Verschiebung um die dazugehörigen Vielfachen der Gitterweite. Die Kostenfunktion ist die Summe dieser Beträge über alle Gitterpunkte des gewählten Teilausschnittes. Sie wird für alle Verschiebungen der beiden Radarbilder berechnet, denen Advektionsgeschwindigkeiten unter 100 km/h entsprechen. Innerhalb von 250 s ist die zurückgelegte Strecke bei dieser Geschwindigkeit 6.9 km, so daß alle Verschiebungen um ± 13 Gitterpunkte in x- und y-Richtung (insgesamt $27 \times 27 = 729$) berechnet werden. Die Verschiebung der geringsten Kostenfunktion dient als 'first guess' der Rahmengeschwindigkeit zwischen den Bildern B_1 und B_2 .

Mit diesem 'first guess' wird die Berechnung wiederholt, wobei dann eine verfeinerte Advektionsgeschwindigkeit unter Auswertung von 4 Radarbildern gesucht wird. Für jede Verschiebung zwischen den Radarbildern B_1 und B_2 wird die Position des Rahmens im Bild vorher (B_0) und nachher (B_3) gesucht. Neben den Differenzen zwischen Bild B_1 und B_2 werden die Differenzen zwischen B_0 und B_1 sowie B_2 und B_3 berechnet und die Beträge der Differenzen über alle Gitterpunkte des gewählten Rahmens summiert. Durch die Summierung der Differenzen aus 3 Zeitintervallen wird das erweiterte Zeitintervall zwischen Bild B_0 und B_3 ausgewertet. Es ist zu beachten, daß bei wechselnden Zeitintervallen zwischen den Bildern die Gitterpunkte von Bild B_0 und B_1 sowie B_2 und B_3 nicht genau übereinander zu liegen kommen müssen, weshalb teilweise interpoliert werden muß. Auf diese Art wird die Kostenfunktion, ausgehend vom 'first guess', für die eingeschränkte Anzahl von $21 \times 21 = 441$ Verschiebungen berechnet. Damit darf die endgültige Verschiebung um höchstens 5 km vom 'first guess' abweichen. Abb. 5.1 zeigt ein Beispiel für die Kostenfunktion an einem Tag mit schnell ziehenden konvektiven Zel-

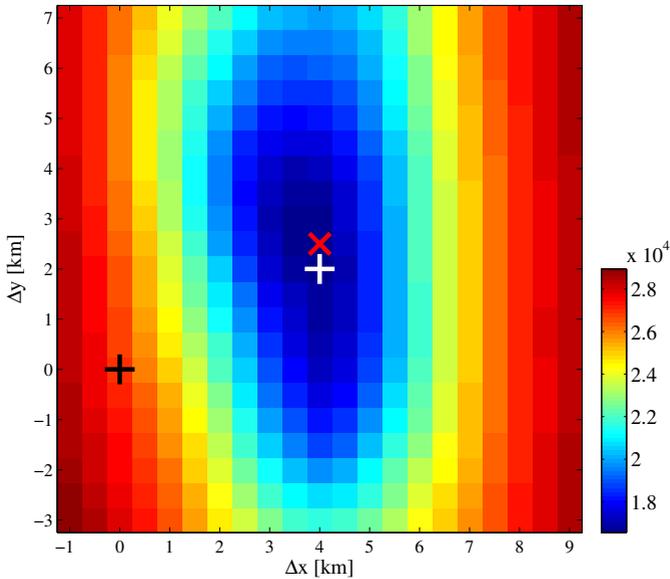


Abbildung 5.1.: Mittlere Differenz der Reflektivität [in mm^6/m^3] in Abhängigkeit der Verschiebungen Δx und Δy zwischen den Radarbildern des 20.6.02 um 15:27 und 15:32 MESZ. In die Berechnung wurden außerdem die Radarbilder von 15:23 und 15:36 einbezogen (siehe Text).

len. Die Werte der Kostenfunktion wurden durch die Anzahl der Gitterpunkte innerhalb des Rahmens und durch 3 dividiert und in Abhängigkeit der Verschiebungen zwischen den beiden mittleren Radarbildern B_1 und B_2 dargestellt. Bei wechselnden Zeitintervallen unterscheiden sich die dazugehörigen Verschiebungen zwischen den Bildern B_0 und B_1 sowie B_2 und B_3 davon. Das schwarze Kreuz markiert die Nullverschiebung, während das weiße Kreuz den 'first guess' anzeigt. Mit einem roten 'x' wurde die endgültige Verschiebung zwischen 15:27 und 15:32 MESZ markiert, für welche die Kostenfunktion ein Minimum erreicht. Ihr entsprechen bei der Zeitdifferenz $\Delta t = 273 \text{ s}$ die Advektionsgeschwindigkeiten $u = 14.65$ und $v = 9.16 \text{ m/s}$.

Im nächsten Schritt wird die Rahmengeschwindigkeit zwischen den Bildern B_2 und B_3 gesucht, wobei die Bilder B_1 und B_4 in die Suche einbezogen werden. Die zuvor berechnete Geschwindigkeit dient nun als 'first guess'. Auf diese Art wird die Radarbildserie bis zu ihrem Ende, oder bis der Rahmen das Radargebiet verläßt, abgearbeitet.

Zuletzt wird, ausgehend vom anfangs ausgewählten Radarbild, die Suche in umgekehrter zeitlicher Abfolge bis zum Anfang der Radarbildserie fortgesetzt.

Mit der beschriebenen Methode kann die Verschiebung des Rahmens zwischen 2 Radarbildern nur ganzzahlige Vielfache der Gitterdistanz von 500 m ausmachen. Die größtmögliche Abweichung von einer theoretisch optimalen Verschiebung ist damit 250 m, was beim Zeitintervall von 250 s beispielsweise einer Geschwindigkeitsabweichung von 1 m/s entspricht. Da nur bestimmte Geschwindigkeitswerte angenommen werden können, empfiehlt sich eine Glättung der Ergebnisse (Abb. 5.2). Die blaue durch-

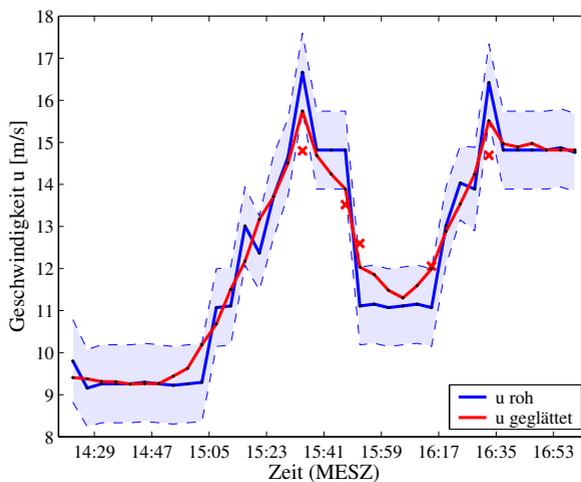


Abbildung 5.2.: Geschwindigkeit u (m/s) des mitbewegten Koordinatensystems am 20.6.02 in Abhängigkeit der Zeit. Rohwerte nach Suche der Verschiebungen minimaler Reflektivitätsänderungen (blaue Linie) und geglättete Werte (rote Linie). Nähere Details siehe Text.

gezogene Linie zeigt die Rohwerte der Geschwindigkeit u eines Rahmens innerhalb der Radarbildserie des 20.6.02. Mit blau gestrichelten Linien wurde der Bereich der größtmöglichen Abweichung von diesen Geschwindigkeiten markiert. Zuerst wird ein Glättungsoperator auf die Rohwerte der Rahmengeschwindigkeit angewendet. Die daraus resultierenden Werte dienen als endgültige Rahmengeschwindigkeit (rote Linie), wenn sie sich innerhalb des Bereichs größtmöglicher Abweichungen befinden. Ansonsten wird die nächstgelegene Bereichsgrenze verwendet. Nach der Glättung nicht als endgültige Ge-

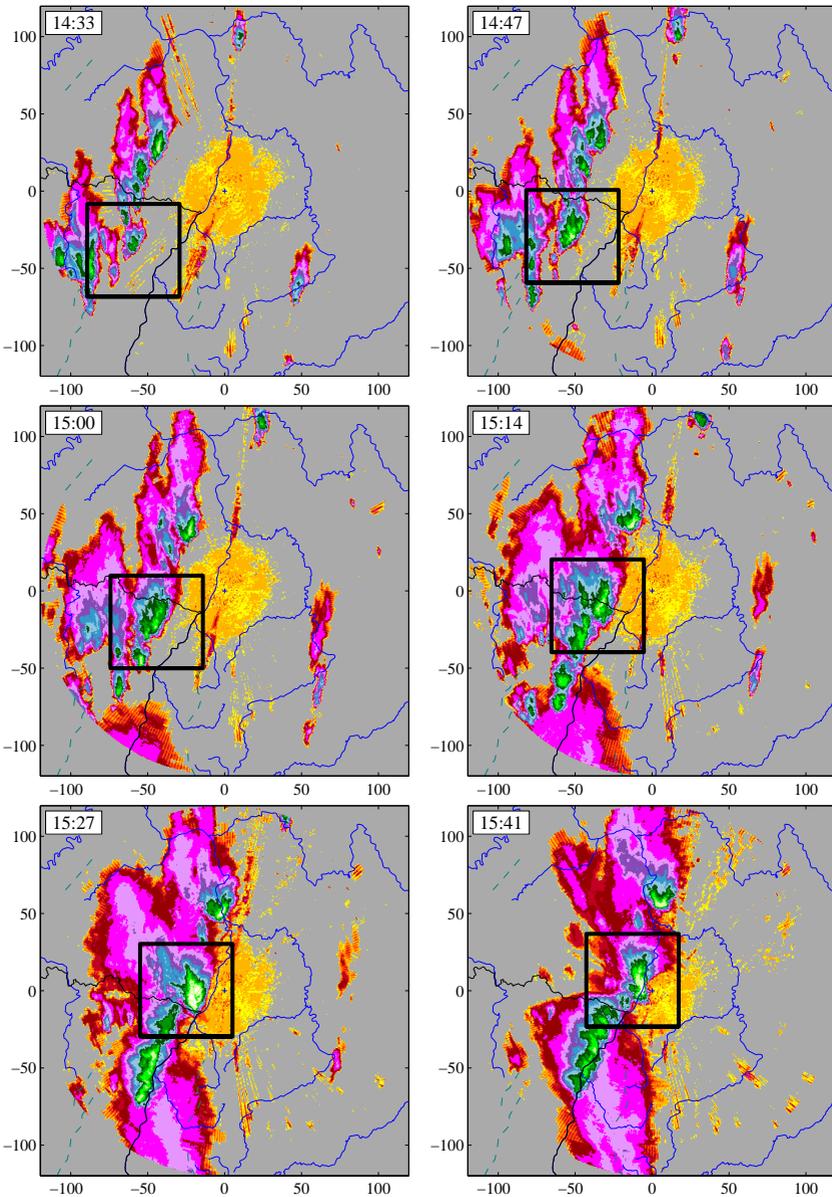


Abbildung 5.3.: MAXCAPPI-Grundrisse der Radarreflektivität in dBZ vom 20.6.02. Die Position des mitbewegten Bezugssystems wird durch die Box angezeigt.

schwindigkeiten verwendete Werte wurden in Abb.5.2 durch rote Kreuze gekennzeichnet.

Abb. 5.3 zeigt ein Beispiel eines mitbewegten Rahmens. Dargestellt ist jedes dritte Radarbild der Serie vom 20.6.02 zwischen 14:33 und 15:41 MESZ, als sich eine kräftige konvektive Zelle südwestlich des Radarstandortes bildete und relativ rasch näherte. Der Rahmen wurde im Radarbild von 14:33 MESZ so gewählt, daß sich die entwickelnde Zelle ungefähr in seiner Mitte befand. Bis 15:41 MESZ hat das System bei einer mittleren Geschwindigkeit von 57 km/h etwa 65 km zurückgelegt und konnte durch den schwarz markierten Rahmen verfolgt werden.

Die neue Methode zur Berechnung mitbewegter Koordinatensysteme arbeitet mit Differenzen zeitlich benachbarter Radarbilder, statt ein Gleichungssystem mit zahlreichen numerischen Ableitungen zu lösen. In der Kostenfunktion werden Beträge der Reflektivität in mm^6/m^3 statt Quadrate der dBZ-Werte verwendet. Damit bekommen intensive Zellkerne ein noch stärkeres Gewicht. Testrechnungen mit schwächerer Gewichtung hoher Reflektivitäten zeigten, daß in Fällen großer Differenzen zwischen Zellkern- und Amboßverlagerung die Zellkerne nicht stationär gehalten werden konnten. Es ist wichtig, immer mindestens 4 Radarbilder, also 3 Differenzen auszuwerten, um Fehlzuordnungen zu vermeiden. Bei Betrachtung von nur 2 aufeinanderfolgenden Radarbildern kann im Zeitintervall dazwischen die Zelle des ersten Bildes absterben und daneben eine neue entstehen. Der Algorithmus würde unter Umständen diese beiden Zellen einander zuordnen. Bei der Auswertung von 3 Differenzen bleibt diese Fehlzuordnung in der Minderheit. Erfahrungen bezüglich der Rahmengröße zeigten, daß das ausgewählte Gebiet eine Mindestgröße haben sollte, damit sich darin genügend Strukturen befinden. Mit der Kantenlänge von 60 km (ein Viertel des Radargebietes) wurden gute Ergebnisse erzielt.

Zur weiteren Bearbeitung wurden die Radardaten innerhalb der mitbewegten Koordinatensysteme mit der Auflösung von 250 m neu interpoliert.

5.2. Eine Z/R-Beziehung

In diesem Abschnitt wird unter Verwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehung für die Regenregion und eines Gesetzes für die Fallgeschwindigkeit von Regentropfen eine Z/R-Beziehung aufgestellt. Diese wird in weiterer Folge zur Abschätzung der Masse verwendet, welche aus den beobachteten konvektiven Wolken in Form von Niederschlag herausfiel.

5.2.1. Berechnungsmethode

Unter der Annahme eines exponentiellen Tropfenspektrums nach Marshall und Palmer (1948) werden die Gleichungen für die Radarreflektivität (Gl. 2.9) und den Flüssigwassergehalt integriert. Für die Reflektivität folgt

$$Z = \int_0^{\infty} D^6 n(D) dD = N_0 \frac{\Gamma(7)}{\lambda^7} \quad \text{mit} \quad n(D) = N_0 e^{-\lambda D}$$

und für den Wassergehalt

$$W = \frac{\rho\pi}{6} \int_0^{\infty} D^3 n(D) dD = \frac{\rho\pi}{6} N_0 \frac{\Gamma(4)}{\lambda^4} .$$

Um die für Z gebräuchliche Einheit von mm^6/m^3 zu erhalten, muß D in mm und $n(D)$ in $mm^{-1} m^{-3}$ verwendet werden. Wenn man die Dichte des Wassers ρ in der Einheit g/mm^3 einsetzt, kommt W in g/m^3 heraus. Nach Eliminierung von λ erhält man die Z/W -Beziehung

$$Z = \left(\frac{6}{\rho\pi} \right)^{7/4} \Gamma(7) \Gamma(4)^{-7/4} N_0^{-3/4} W^{7/4} = c N_0^{-3/4} W^{7/4} . \quad (5.3)$$

Wenn man wie Marshall und Palmer (1948) das konstante $N_0 = 8000 m^{-3} mm^{-1}$ verwendet, ergibt sich die Z/W -Beziehung $Z = 2.04 \times 10^4 W^{1.75}$, welche in Tab. 2.3 aufgelistet ist. Der Exponent von W ist dann $7/4$. In dieser Arbeit werden jedoch Tropfenspektren gesucht, welche die verallgemeinerte Z/W -Beziehung der Regenregion

$$Z = a W^b \quad \text{mit} \quad a = 3.47 \times 10^4 \quad \text{und} \quad b = 1.73 \quad (5.4)$$

erfüllen. Statt einem konstanten N_0 wird dazu ein von W abhängiges N_0 eingeführt. Mit einem geeigneten Ansatz und nach Gleichsetzen von Gl. 5.3 und 5.4 ergibt sich

$$N_0(W) = \left(\frac{a}{c} \right)^{-4/3} W^{7/3 - 4b/3} . \quad (5.5)$$

Der Parameter λ ist damit

$$\lambda(W) = \left(\frac{a}{c} \right)^{-1/3} \left(\frac{\rho\pi}{6} \right)^{1/4} \Gamma(4)^{1/4} W^{7/12 - b/3 - 1/4} . \quad (5.6)$$

Gl. 5.5 und 5.6 definieren die gesuchten Tropfenspektren, welche die verallgemeinerte Z/W-Beziehung der Regenregion erfüllen. Damit kann im nächsten Schritt nun die Regenrate

$$R = \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} v(D) D^3 n(D) dD \quad (5.7)$$

ausgerechnet werden. Die Tropfenfallgeschwindigkeit wird nach Kessler (1969) angesetzt:

$$v(D) = \alpha \left(\frac{D}{D_0} \right)^{\beta} \quad \text{mit } \alpha = 4.1 \text{ m/s}; \quad \beta = 1/2 \quad \text{und } D_0 = 1 \text{ mm}$$

Es ist bekannt, daß dieses Fallgesetz für Tropfen mit $D \geq 4 \text{ mm}$ höhere Fallgeschwindigkeiten angibt, als in der Natur beobachtet werden. Ein realistischeres Fallgesetz wäre das nach Rogers (1979), welches über 2 Formeln definiert ist. Trotzdem wurde das Kesslergesetz verwendet, weil es besser zu handhaben ist und gezeigt werden konnte, daß es erst ab Regenraten größer 1000 mm/h deutlich höhere Werte angibt als das Gesetz von Rogers. Nach Einsetzen des Kesslergesetzes, Integration und Verwendung von Gl. 5.5 und 5.6 folgt aus Gl. 5.7 der Volumenfluß des Niederschlages

$$R = \alpha \frac{\pi}{6} \left(\frac{\rho\pi}{6} \right)^{-\beta/4 - 1} \left(\frac{a}{c} \right)^{\beta/3} \Gamma_{(\beta+4)}^{-\beta/4 - 1} \Gamma_{(4)}^{-\beta/4 - 1} W^{b\beta/3 - \beta/3 + 1} \quad (5.8)$$

mit der Einheit $\text{mm}^3 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In dieser R/W-Beziehung kann nun der Wassergehalt W nach Gl. 5.4 durch die Reflektivität Z ersetzt werden. Damit ergibt sich eine Z/R-Beziehung für die Parameter a und b einer Z/W-Beziehung und ein exponentielles Tropfenspektrum:

$$Z = \left[\frac{6}{\pi\alpha} \left(\frac{\rho\pi}{6} \right)^{1 - \beta/3} \Gamma_{(\beta+4)}^{-1} \Gamma_{(7)}^{\beta/3} \Gamma_{(4)}^{1 - \beta/3} a^{-\beta/(3b) + 1/b} R \right]^{3b/(b\beta - \beta + 3)}$$

Einsetzen von $\alpha = 4.1 \text{ m/s}$, $\beta = 1/2$ und $\rho = 10^{-3} \text{ g/mm}^3$ führt bei gleichzeitiger Umrechnung der Niederschlagsrate R in mm/h zu

$$Z = 0.2734 \cdot 6^{b/(5+b)} a^{5/(5+b)} R^{6b/(5+b)} \quad (5.9)$$

Mit den Werten für die Parameter $a = 3.47 \times 10^4$ und $b = 1.73$ aus der verallgemeinerten Z/W-Beziehung der Regenregion (Gl. 3.4) nimmt die neue Z/R-Beziehung schließlich

ihre endgültige Gestalt

$$Z = 319 R^{1.54} \quad (5.10)$$

mit Z in mm^6/m^3 und R in mm/h an. Diese Z/R -Beziehung wird im nächsten Abschnitt mit anderen Beziehungen aus der Literatur verglichen. Die zugrunde gelegten Tropfenspektren und die Spektren nach Marshall und Palmer (1948) wurden in Abb. 5.4 dargestellt. Dazu wurden eine Reihe von Flüssigwassergehalten zwischen 0.04 und 3.98 g/m^3 vorgegeben und mit Gl. 5.5 und 5.6 die Parameter N_0 und λ der Spektren im oberen Bild berechnet. Außerdem wurden die Flüssigwassergehalte mit Gl. 5.8 (α und β nach Kessler) in Regenraten umgerechnet. Im oberen Bild wurden dazu die Parameter a und b der verallgemeinerten Z/W -Beziehung verwendet. Die Regenraten im unteren Bild ergeben sich für die Parameter der Z/W -Beziehung nach Marshall und Palmer (1948), wobei $a = 2.04 \times 10^4$ und $b = 1.75$ (siehe Tab.2.3). Da Marshall und Palmer das λ der Exponentialverteilung in Abhängigkeit von der Regenrate angeben, wurden die Regenraten zur Berechnung ihrer Tropfenspektren benötigt.

Während der Parameter N_0 bei Marshall und Palmer den konstanten Wert von $8000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$ hat, schwankt er in dieser Arbeit für die gezeigten Wassergehalte zwischen 3600 und $4100 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$ mit den größeren Anzahlen bei den hohen Wassergehalten. Damit enthalten die Spektren zur verallgemeinerten Z/R -Beziehung etwa halb so viele kleine Tropfen wie die nach Marshall und Palmer. In beiden Fällen hängt die Anzahl sehr kleiner Tropfen kaum von den Wassergehalten ab. Eine Steigerung des Wassergehaltes ist mit einer Zunahme der Anzahl großer Tropfen verbunden. Bei allen Wassergehalten besitzen die Spektren der verallgemeinerten Z/R -Beziehung mehr große Tropfen als die von Marshall und Palmer. Bei 3.98 g/m^3 sind es beispielsweise im ersten Fall 5.0 und im zweiten Fall 2.8 Tropfen des Durchmessers 5 mm pro m^3 und mm .

Die Großtropfigkeit der Spektren zur verallgemeinerten Z/R -Beziehung resultiert daraus, daß sie anhand einer für Konvektion gültigen Z/W -Beziehung berechnet wurden. KAMM2 erzeugt in konvektiven Zellen im Mittel großtropfige Spektren, die bei gegebenem Wassergehalt vergleichsweise hohe Reflektivitäten liefern. Beim Wassergehalt von 3.98 g/m^3 sind es 55.8 dBZ , während die Z/W -Beziehung nach Marshall und Palmer 53.6 dBZ angibt. Die Niederschlagsraten zu den relativ großtropfigen Spektren der verallgemeinerten Z/R -Beziehung sind bei gleichem Wassergehalt größer als die der Marshall-Palmer Spektren, da die Tropfenfallgeschwindigkeiten höher sind.

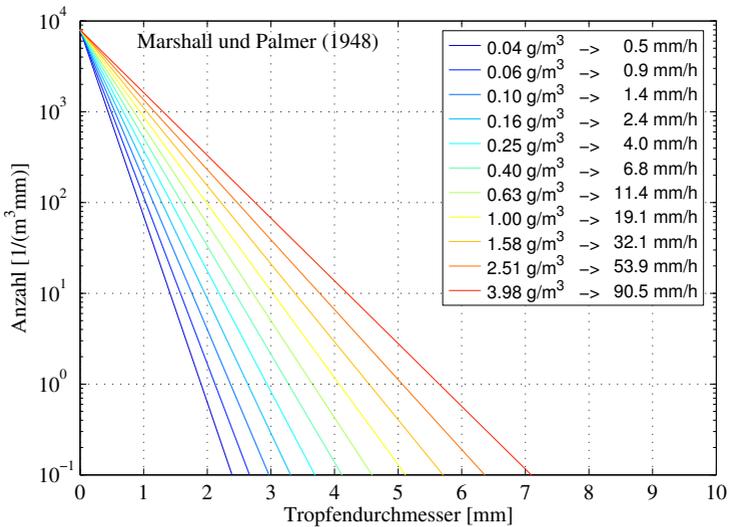
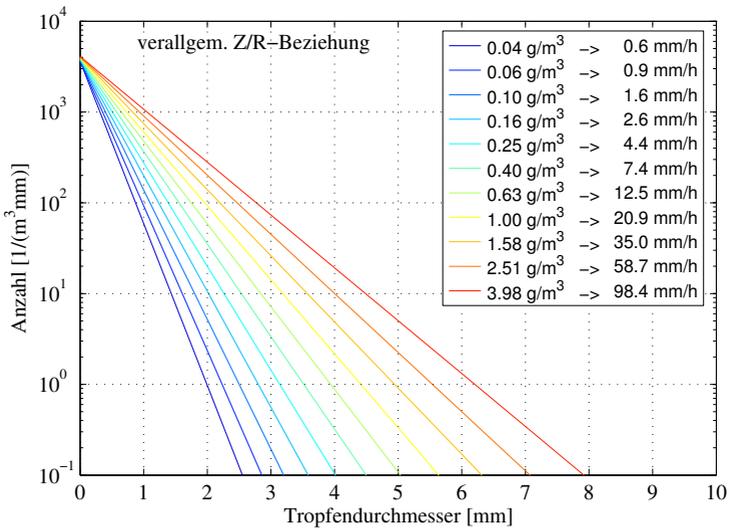


Abbildung 5.4.: Spektrale Anzahldichte von Regentropfen [$1/(m^3 mm^1)$] als Funktion des Tropfendurchmessers [mm] für verschiedene Flüssigwassergehalte (farbige Kodierung). Oben zur verallgemeinerten Z/R-Beziehung und unten nach Marshall und Palmer (1948). Dazugehörige Niederschlagsraten können der Legende entnommen werden.

5.2.2. Vergleich mit Z/R-Beziehungen der Literatur

Abb. 5.5 zeigt die verallgemeinerte Z/R-Beziehung (dicke rote Linie) und eine Auswahl von Z/R-Beziehungen aus der Literatur. Aus Gründen der Übersicht wurden nur 6 andere Z/R-Beziehungen mit der gerade neu aufgestellten verglichen, obwohl sich alleine im Buch von Battan (1973) annähernd 100 Z/R-Beziehungen finden. Am stärksten unterscheiden sich die beiden Z/R-Beziehungen für stratiformen Niederschlag nach Jones (1955) und Fujiwara (1965) von der neuen Beziehung, was darauf zurückzuführen ist, daß stratiformer Niederschlag kleintropfiger als konvektiver ist. Die Beziehung nach Marshall und Palmer (1948) neigt ebenfalls zu geringeren Reflektivitäten. Wie im letzten Abschnitt gezeigt, liegen auch ihr kleintropfigere Spektren als der verallgemeinerten Z/R-Beziehung dieser Arbeit zugrunde. Erstaunlicherweise zeigt die Beziehung nach Hood (1950) die größten Ähnlichkeiten zu der neu aufgestellten, obwohl sie nicht speziell für Konvektion gültig sein soll. Letzteres trifft auf die Beziehungen nach Fujiwara (1965) und Joss et al. (1970) zu, welche der neuen Beziehung bei Regenraten größer 10 mm/h sehr nahe kommen. Die Beziehung nach Fujiwara gilt für Gewitter in Miami,

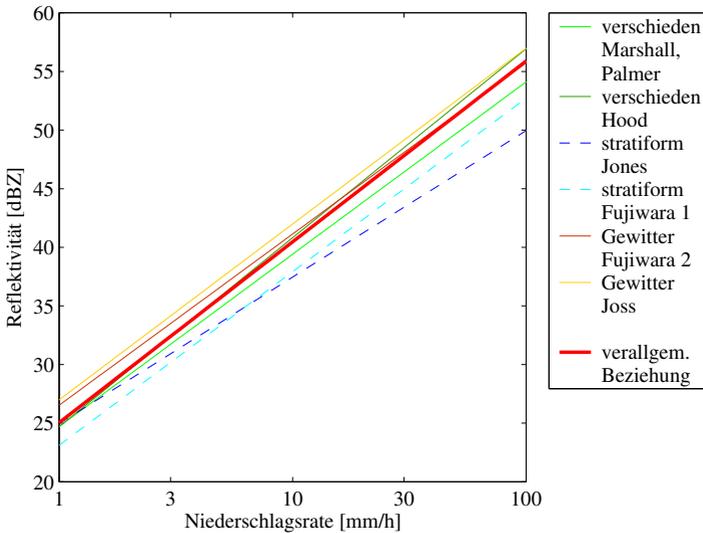


Abbildung 5.5.: Vergleich der verallgemeinerten Z/R-Beziehung (dicke Linie) mit einer Auswahl von Z/R-Beziehungen der Literatur.

Florida, während die nach Joss bei Gewittern in Locarno, Schweiz, aufgestellt wurde. Das Fazit dieser Vergleiche ist, daß die neue Z/R-Beziehung bekannten Beziehungen für Konvektion sehr ähnlich ist, besonders bei größeren Niederschlagsraten. Auch das kann als Indiz dafür geltend gemacht werden, daß KAMM2 die Größenspektren seiner Hydrometeore realistisch simuliert. In Zahlen ausgedrückt sieht man, daß der Vorfaktor der

	Hydrometeore	Referenzen
$Z = 296 R^{1.47}$	verschieden	Marshall und Palmer (1948)
$Z = 295 R^{1.612}$	verschieden	Hood (1950)
$Z = 313 R^{1.25}$	stratiform	Jones (1955)
$Z = 205 R^{1.48}$	stratiform	Fujiwara (1965)
$Z = 450 R^{1.46}$	Gewitter	Fujiwara (1965)
$Z = 500 R^{1.5}$	Gewitter	Joss et al. (1970)
$Z = 319 R^{1.54}$	Konvektion	Gl. 5.10

Tabelle 5.1.: Z/R-Beziehungen nach verschiedenen Autoren (Z in mm^6/m^3 und R in mm/h). Die Z/R-Beziehung dieser Arbeit wurde hervorgehoben.

Z/R-Beziehungen zwischen 200 und 500 schwankt, während der Exponent Werte um 1.5 annimmt (Tab. 5.1). Man beachte, daß die Z/R-Beziehung nach Marshall und Palmer nicht dem entspricht, was mit Gl. 5.9 bei Einsetzen von a und b aus ihrer Z/W-Beziehung (Tab. 2.3) herauskäme. Der Grund ist, daß Marshall und Palmer nicht das Kesslergesetz für die Fallgeschwindigkeit verwendet haben.

5.3. Massenbudget konvektiver Zellen

Im Hinblick auf das Ziel des Forschungsprojekts VERTIKATOR, der Verbesserung von Konvektionsparametrisierungen, ist es wichtig abzuschätzen, welchen Einfluß konvektive Zellen auf die großräumigen Umgebungsvariablen haben. Das in diesem Abschnitt erstellte Massenbudget soll Abschätzungen über Änderungen der Feuchteverteilung ermöglichen. Dazu wird sowohl die Masse konvektiver Zellen im Verlauf ihrer Entwicklung, als auch der daraus ausfallende Niederschlag bestimmt. Aus der Differenz wird auf die Masse geschlossen, welche nach den konvektiven Ereignissen in höheren Atmosphärenschichten zurückbleibt und dort als Feuchtequelle dient.

5.3.1. Methodik und Ergebnisse

Insgesamt wurden 12 konvektive Zellen der Jahre 2000 bis 2003 ausgewählt und in einem mitbewegten Koordinatensystem verfolgt. Um die Masse der Zellen während ihres kompletten Lebenszyklus bestimmen zu können, wurden möglichst isolierte Zellen gesucht. Wie die Radardaten zeigen, treten die meisten Gewitter als Multizellen oder in Form von mesoskaligen konvektiven Systemen auf. Dann hat man keine Möglichkeit, die Auswertungen auf eine Zelle zu beschränken, da die Übergänge zwischen den Zellen fließend sind.

Das Beispiel vom 5.8.03 (Abb. 5.6) soll die Massenbudgets erklären. Die Zellgesamtmasse wird für alle Beobachtungszeiten mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen (Radar-Wolkenmasse, blaue durchgezogene Linie) und mit dem Entrainmentmodell (Wolkenwasser mit Entrainment, blaue gestrichelte Linie) bestimmt. Zur weiteren Auswertung wird nur die Radar-Wolkenmasse verwendet, während das Wolkenwasser mit Entrainment zu Vergleichszwecken dient. Außerdem wird zu jedem Radarbild die bis dahin aus der ganzen Wolke ausgefallene Niederschlagsmasse durch Auswertung der Radarpixel eines Horizontalschnittes in 1.5 km Höhe berechnet. Stichproben zeigten, daß in dieser Höhe und in Entfernungen kleiner 50 km vom Radar Bodenechos nahezu ausgeschlossen werden können. Der Volumenfluß des Niederschlages (in $mm^3 m^{-2} s^{-1}$), berechnet mit der verallgemeinerten Z/R-Beziehung anhand der Reflektivitäten des vorherigen Radarbildes, wird über den Wolkenquerschnitt integriert. Anschließend wird mit der Zeit multipliziert, die zwischen dem vorherigen und dem aktuellen Radarbild verstrichen ist. Es wird also angenommen, daß die Niederschlagsrate zwischen 2 aufeinanderfolgenden Radarbildern durch die Reflektivitäten des ersten Bildes in 1.5 km Höhe bestimmt wird. Dafür spricht, daß Niederschlag, der mit 5 m/s aus 1.5 km herabfällt, in 5 Minuten etwa die Strecke bis zum Erdboden zurücklegt, wenn dieser nur wenig über dem Meeresniveau liegt. Die Niederschlagsmassen werden fortlaufend addiert, so daß die grüne Linie die bis zum entsprechenden Zeitpunkt abgeregnete Masse zeigt (kumulative Masse).

Der Mindestumsatz M einer Gewitterzelle ist die Summe der Radar-Wolkenmasse zur maximalen Zellausprägung M_{max} , der bis zu diesem Zeitpunkt t_{max} bereits abgeregneten Masse M_p und der für ein C-Band Radar nicht sichtbaren Masse der Wolkentropfen M_{cld} . Letztere Masse macht in Anlehnung an die Erfahrungen mit KAMM2 zur Zeit der maximalen Zellausprägung etwa 15% der in Hydrometeoren befindlichen

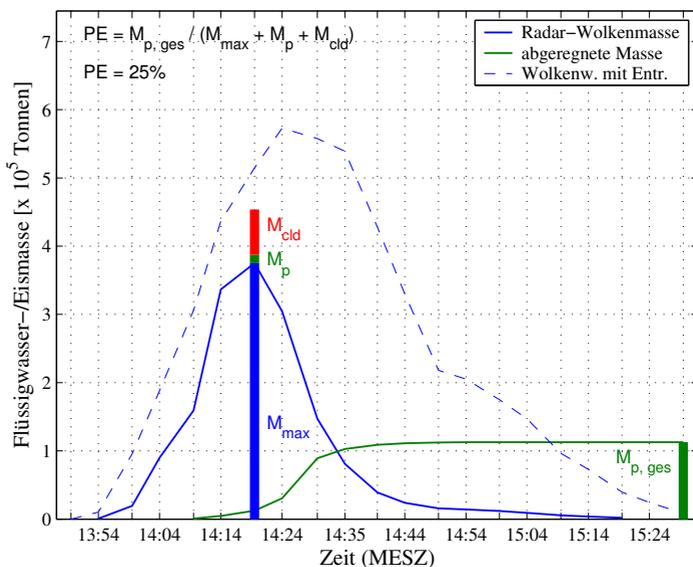


Abbildung 5.6.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 5.8.03 (Erklärungen siehe Text).

Gesamtmasse aus. Die Zelle des 5.8.03 hatte dementsprechend einen Mindestumsatz von etwa 4.5×10^5 Tonnen. Diese Masse wird mit der insgesamt abgerechneten Masse $M_{p,ges}$, am 5.8.03 etwa 1.1×10^5 Tonnen, verglichen. Die Niederschlagseffizienz $PE = M_{p,ges} / (M_{max} + M_p + M_{cld})$ ist damit etwa 25%, eine obere Abschätzung, da der H_2O -Massentransport der Zelle auf jeden Fall höher ist als der Mindestumsatz. Ein Teil des Kondensates kann beispielsweise bereits wieder verdunstet sein, ehe das Massenmaximum in der Zelle erreicht wird. Außerdem muß bedacht werden, daß ein wesentlicher Teil der transportierten Feuchtigkeit permanent in Gasform vorliegt. Wenn vor dem Gewitter im 500 hPa-Niveau beispielsweise -10°C und eine Taupunkttemperatur von -25°C herrschten, enthielt die Luft 0.7 g/m^3 Wasserdampf. Gesättigte Luft enthält bei -10°C und 500 hPa den Wasserdampf von 2.4 g/m^3 . Die Feuchtezunahme bis zur Sättigung wäre also schon beträchtlich, ohne daß sie durch einen Kondensationsvorgang angezeigt würde. Abschätzungen von Braham (1952) und Ruprecht (1971) ergaben, daß in etwa nur 60% des in ein Gewitter einströmenden Wasserdampfes kondensieren. Trotzdem ist

die Aussage möglich, daß innerhalb der Gewitterzelle des 5.8.03 mindestens die H_2O -Masse $M - M_{p,ges} = 3.4 \times 10^5$ Tonnen als Kondensat herauftransportiert wurde, die nicht am Niederschlagsprozeß teilnahm und damit als Feuchtequelle in höheren Atmosphärenschichten diente.

Nun soll ein Überblick zu den Ergebnissen der 12 untersuchten Radar-beobachteten Zellen gegeben werden. Im Anhang A befindet sich für jede Zelle eine Radarbildserie und außer für den 5.8.03 eine Abbildung zum Massenbudget nach Art von Abb. 5.6. Tab. 5.2 zeigt die wichtigsten Massen der Budgets aller 12 untersuchten konvektiven Ereignisse. Der Mindestumsatz $M = M_{max} + M_p + M_{cld}$ kleiner Gewitterzellen (oberer Teil

Datum	M	M_{entr}	M_{max}	M_p	M_{cld}	$M_{p,ges}$	PE
30.7.02	4.8×10^4	5.2×10^4	4.0×10^4	0.1×10^4	0.7×10^4	1.0×10^4	22
31.7.02	3.0×10^5	2.6×10^5	2.2×10^5	0.4×10^5	0.4×10^5	1.0×10^5	34
05.8.03	4.5×10^5	5.1×10^5	3.8×10^5	0.1×10^5	0.6×10^5	1.1×10^5	25
20.8.02	6.4×10^5	7.2×10^5	4.9×10^5	0.6×10^5	0.9×10^5	3.0×10^5	47
02.6.03	3.0×10^6	3.4×10^6	1.8×10^6	0.9×10^6	0.3×10^6	1.8×10^6	60
19.6.02	5.0×10^6	9.8×10^6	3.7×10^6	0.6×10^6	0.7×10^6	1.6×10^6	32
13.6.03	6.9×10^6	1.2×10^7	4.1×10^6	2.1×10^6	0.7×10^6	4.4×10^6	63
08.5.00	8.5×10^6	8.7×10^6	6.3×10^6	1.1×10^6	1.1×10^6	3.7×10^6	44
04.6.00	1.1×10^7	1.3×10^7	0.7×10^7	0.3×10^7	0.1×10^7	0.6×10^7	55
27.6.01	2.2×10^7	2.4×10^7	1.5×10^7	0.5×10^7	0.2×10^7	1.2×10^7	55
20.6.02	3.2×10^7	5.5×10^7	1.5×10^7	1.5×10^7	0.2×10^7	1.5×10^7	48
20.6.02	3.7×10^7	4.9×10^7	2.4×10^7	0.9×10^7	0.4×10^7	1.8×10^7	47

Tabelle 5.2.: Massen M [Tonnen] und Niederschlagseffizienz PE [Prozent] verschiedener konvektiver Zellen. Das obere Drittel der Tabelle bezieht sich auf kleine Gewitterzellen, das mittlere Drittel auf mittelgroße und das untere auf große Gewitterzellen.

der Tabelle) schwankt um 5×10^5 Tonnen, Werte, die durch die Massen des Entrainmentmodells M_{entr} zum entsprechenden Zeitpunkt t_{max} bestätigt werden. Gewitterzellen mittlerer Größe haben in Südwestdeutschland einen um eine Größenordnung höheren Mindestumsatz, während die großen Zellen (unterer Teil der Tabelle) einen Mindestumsatz von über 10^7 Tonnen haben. Bei den größeren Zellen paßt die Massenabschätzung des Entrainmentmodells nicht immer zur mit den Radarreflektivitäten bestimmten Masse. Die Spalten M_{max} , M_p , und M_{cld} zeigen die Massen, aus denen sich der Mindestumsatz M

zusammensetzt. Diese Massen, die aus den Zellen insgesamt abgeregnete Masse $M_{p,ges}$ und die Niederschlagseffizienz PE sollen anhand von Abb. 5.7 diskutiert werden.

Wie schon in Tab. 5.2 wurden die Zellen in Abb. 5.7 nach ihrem Mindestumsatz (mehrfarbige Säulen im oberen Bild) sortiert. Da zwischen der kleinsten und der größten Zelle fast 3 Größenordnungen von M liegen, mußte eine logarithmische y-Achse gewählt werden. Die Einfärbung der einzelnen Säulen soll anzeigen, wie sich der Mindestumsatz zusammensetzt. Ganz wichtig ist, daß die logarithmische y-Achse für die Massen innerhalb der Säulen nicht gültig ist. Statt dessen richtet sich die Einfärbung linear nach dem Mindestumsatz. Wenn beispielsweise die halbe Säule blau ist, besteht der Mindestumsatz M zur Hälfte aus der maximal beobachteten Zellgesamtmasse M_{max} . Da die Zahlenwerte der Massen innerhalb der Säulen nicht aus Abb. 5.7 zu entnehmen sind, wurden sie in Tab. 5.2 aufgenommen. Um diese Massen dennoch anhand der Abbildung abzuschätzen, kann man sich die rechte Ordinate mit einer linearen Skala versehen denken, die am Ursprung den Wert Null hat. Die restliche Beschriftung dieser Achse wäre allerdings für jede der 12 Säulen eine andere, wobei am Oberrand der betrachteten Säule der dazugehörige Zahlenwert des Mindestumsatzes M stünde.

Der Anteil der Masse in Wolkentropfen wurde zum Zeitpunkt des Massenmaximums in allen Fällen zu 15% der Hydrometeormasse $M_{max} + M_{cld}$ angenommen, so daß die Länge des roten Teiles der Säulen immer proportional zum blauen Teil ist. Die zum Zeitpunkt des Massenmaximums bereits ausgeregnete Masse M_p (grüner Teil der Säulen) zeigt eine Abhängigkeit von der Zellgröße. Bei der kleinsten Zelle (30.7.02) ist der Mindestumsatz 4.8×10^4 Tonnen, wobei nur 0.1×10^4 Tonnen, also 2% davon, durch die Masse M_p gebildet werden. Auch am 5.8.03 war zum Massenmaximum der Zelle erst ein geringer Anteil als Niederschlag aus der Wolke gefallen. Bei den großen Zellen wird dieser Anteil immer wichtiger. Am 20.6.02 (vorletzte Säule von rechts) besteht der Mindestumsatz zu etwa der Hälfte aus der zum Massenmaximum schon abgeregneten Masse. Der Grund dafür, daß große Zellen vor dem Erreichen ihres Massenmaximums im Verhältnis mehr Niederschlag erzeugen, ist ihre längere Entwicklungsdauer. Die kleinen Zellen des 31.7.02, des 5.8.03 und des 20.8.02 brauchten nach dem erstmaligen Erscheinen im Radarbild jeweils 25 Minuten zum Erreichen ihres Massenmaximums (siehe Abb. A.4, 5.6 und A.6). Im Gegensatz dazu brauchten die 4 größten Zellen mindestens eine Stunde wie z.B. die Zelle des 4.6.00, welche genau 1h 30min benötigte (siehe Abb. A.16).

Außerdem enthält das obere Bild von Abb. 5.7 die Massenabschätzung des Entrainmentmodells (Kurvenplot) zum Zeitpunkt t_{max} , wobei die y-Achse auch für diese Massen

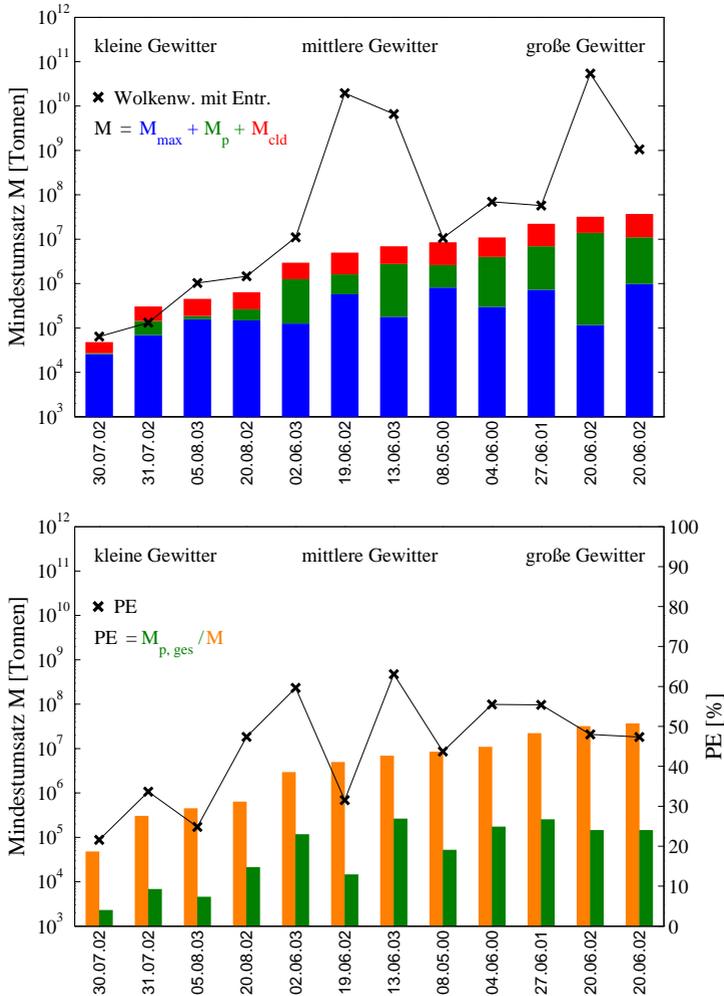


Abbildung 5.7.: Mindestumsatz M von 12 Radar-beobachteten konvektiven Zellen (mehrfarbige Säulen im oberen und orange Säulen im unteren Bild). Die Farbeinteilung der Säulen im oberen Bild deutet die Zusammensetzung des Mindestumsatzes an. Wolkenwasser mit Entrainment (Kurvenplot, oberes Bild) und insgesamt abgeregnete Masse $M_{p, \text{ges}}$ (grüne Säulen, unteres Bild). Achtung: Die logarithmische y-Achse gilt nur für den Mindestumsatz M ! Alle anderen Massen verhalten sich linear zum Mindestumsatz M des entsprechenden Einzelfalles. Das untere Bild zeigt außerdem die Niederschlags-effizienz PE (rechte y-Achse). Weitere Einzelheiten siehe Text.

nicht gilt. Statt dessen können sie linear mit dem Mindestumsatz M der entsprechenden konvektiven Zellen verglichen werden. Bei den ersten 5 Zellen stimmt der Mindestumsatz mit dem Wolkenwasser des Entrainmentmodells gut überein (genaue Zahlenwerte siehe Tab. 5.2). Selbst bei den großen Zellen des 8.5.00, 4.6.00 und 27.6.01 weicht die Masse des Entrainmentmodells um höchstens 20% vom Mindestumsatz ab. Ausnahmen bilden der 19.6.02 mit gegenüber dem Mindestumsatz um den Faktor 2 höherem Wolkenwasser sowie der 13.6.03 und der 20.6.02 mit ebenfalls vergleichsweise viel Wolkenwasser. Das Wolkenwasser wurde jeweils für den Zeitpunkt der größten aus den Reflektivitäten berechneten Masse t_{max} unter der Annahme einer sich vertikal ausbreitenden Plume berechnet. Die genannten Beispiele, in denen das Wolkenwasser deutlich höhere Werte als der Mindestumsatz erreicht, haben die Gemeinsamkeit, daß die Amben der Gewitterzellen bereits zum Zeitpunkt t_{max} durch starke Höhenwinde horizontal ausgebreitet worden waren. Am 19.6.02 beispielsweise erreichte der Amboß um 15:40 MESZ (5 Minuten vor dem Massenmaximum) von starken südwestlichen Winden in der oberen Troposphäre angetrieben etwa 50 km Länge (siehe Abb. A.11). Ähnliche Ausmaße hatte der Amboß am 13.6.03 zum Massenmaximum um 17:20 MESZ (Abb. A.13). Die Zellen vom 20.8.02, 2.6.03, 4.6.00 und 27.6.01 hatten zwar auch ausgedehntere Amben, aber erst in ihrer Zerfallsphase (siehe Anhang A), so daß die Bestimmung des Wolkenwassers davon nicht beeinflusst wurde.

Das untere Bild von Abb. 5.7 zeigt, wie schon das obere Bild, den Mindestumsatz M der 12 konvektiven Zellen bezüglich einer logarithmischen y-Achse. Neben diesen orangenen Säulen wurde die insgesamt abgeregnete Masse $M_{p,ges}$ dargestellt (grüne Säulen), wobei die y-Achse für letztere nicht gilt. Vielmehr richtet sich die Säulenhöhe der abgeregneten Masse linear nach der Säulenhöhe des Mindestumsatzes der entsprechenden Zelle (genaue Werte für $M_{p,ges}$ siehe Tab. 5.2). Der Quotient beider Massen, die Niederschlagseffizienz bezüglich des Kondensates, schwankt bei den kleinen Zellen um 25% und erreicht bei den großen über 50%. Die Niederschlagseffizienzen des 20.6.02 wurden zu gering abgeschätzt, da in beiden Fällen nicht der gesamte Niederschlag beobachtet werden konnte (siehe Anhang A).

Ferrier et al. (1996) untersuchten ebenfalls die Niederschlagseffizienz bezüglich des Kondensates in hochreichender Konvektion, indem sie zweidimensionale Simulationen auswerteten. Sie fanden, daß die Niederschlagseffizienz etwa 20 bis 35% ist, wenn die konvektiven Zellen aufgrund vertikaler Windscherung stark geneigt sind, während sie sonst bei 40 bis 50% liegt.

Bleibt als Fazit festzuhalten, daß der aus den Radarreflektivitäten bestimmte Mindestumsatz konvektiver Zellen und das anhand des Zellvolumens berechnete Wolkenwasser im allgemeinen relativ gut übereinstimmen. Bei starken Höhenwinden, erkennbar an rascher horizontaler Ausbreitung des Amboß der entsprechenden Gewitterzellen und bestätigt durch Radiosondenaufstiege, schätzt das Entrainmentmodell allerdings deutlich höhere Massen ab als die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß die in diesen Fällen große vertikale Scherung des horizontalen Windes für wesentlich mehr Entrainment sorgen könnte als im Entrainmentmodell berücksichtigt wird. Der typische Mindestumsatz (maximale Kondensatmasse zuzüglich des zu dieser Zeit ausgefallenen Niederschlages) in Gewittern über Südwestdeutschland schwankt zwischen 10^6 und 10^7 Tonnen. Davon erreichen etwa 40% als Niederschlag die Erde, während der Rest in der Atmosphäre zurückbleibt und dort als Feuchtequelle dient. Der Einfluß von konvektiven Ereignissen auf die Feuchteverteilung der Atmosphäre ist größer als es diese Abschätzungen anzeigen, da nur ein Bruchteil des transportierten Wassers als Kondensat für ein Radar sichtbar ist.

5.3.2. Fehlerabschätzung

Die Niederschlagseffizienz PE hängt von mehreren, mit Unsicherheiten behafteten Größen ab, weshalb in diesem Abschnitt ihre Ungenauigkeit abgeschätzt werden soll.

In Abschnitt 3.4.3 wurde die Unsicherheit abgeschätzt, die daraus resultiert, wenn die Zellgesamtmasse zur Zeit des Massenmaximums M_{max} mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen bestimmt wird. Dazu wurde die Masse einer der 30 Simulationen mit den verallgemeinerten Beziehungen und mit den individuellen Beziehungen zu allen 30 Simulationen berechnet. Mit Gl. 3.11 wurde der Fehler bestimmt, der bei Anwendung der verallgemeinerten Beziehungen im Mittel gemacht wird, wenn statt dessen die individuellen Beziehungen einer der Simulationen gültig sind. Für M_{max} liegt er bei 12%.

In Analogie dazu wurde der Fehler bezüglich der abgerechneten Masse anhand derselben Simulation berechnet. Dazu wurde die Niederschlagsrate mit der verallgemeinerten Z/R-Beziehung (Gl. 5.10) und mit individuellen Z/R-Beziehungen, für jede der 30 Simulationen eine, berechnet. Letztere ergeben sich mit Gl. 5.9 aus den entsprechenden individuellen Z/W-Beziehungen der Regenregion. Unter der Annahme, daß eine der 30 individuellen Z/R-Beziehungen für die ausgewählte Simulation gilt, kann die zum Massenmaximum abgerechnete Masse M_p mit der verallgemeinerten Z/R-Beziehung im Mittel auf

12% und die insgesamt abgerechnete Masse $M_{p,ges}$ auf 9% genau abgeschätzt werden.

Der Fehler bezüglich der Niederschlagseffizienz läßt sich mit den Unsicherheiten der Größen berechnen, von denen die Niederschlagseffizienz abhängt. Für den Fall, daß die Einzelfehler ungünstig voneinander abhängen, wurde eine 'gewöhnliche' Summe

$$\Delta PE = \left| \frac{\partial PE}{\partial M_{max}} \right| \Delta M_{max} + \left| \frac{\partial PE}{\partial M_p} \right| \Delta M_p + \left| \frac{\partial PE}{\partial M_{p,ges}} \right| \Delta M_{p,ges} \quad (5.11)$$

statt der 'Quadratsumme' verwendet, womit es sich um eine obere Abschätzung der Fehler handelt (Taylor, 1988). Die Niederschlagseffizienz war

$$PE = M_{p,ges} / (M_{max} + M_p + M_{cld})$$

(vgl. Abschnitt 5.3.1). Unter der Annahme, daß die Masse von Wolkentropfen 15% der Gesamtmasse ausmacht, ist

$$M_{cld} = 0.15 M_{max} / (1 - 0.15) = 0.1765 \cdot M_{max}$$

und die gewöhnliche Summe

$$\Delta PE = \frac{k M_{p,ges}}{(k M_{max} + M_p)^2} \Delta M_{max} + \frac{M_{p,ges}}{(k M_{max} + M_p)^2} \Delta M_p + \frac{1}{k M_{max} + M_p} \Delta M_{p,ges}$$

mit $k = 1.1765$. Wenn man für PE , $M_{p,ges}$, M_{max} , und M_p die Werte einsetzt, die sich mit den verallgemeinerten Beziehungen für die ausgewählte Simulation ergeben und beachtet, daß $\Delta M_{max}/M_{max} = 0.12$, $\Delta M_p/M_p = 0.12$ und $\Delta M_{p,ges}/M_{p,ges} = 0.09$, erhält man den relativen Fehler der Niederschlagseffizienz $\Delta PE/PE = 0.21$. Damit macht man bei Verwendung der verallgemeinerten Beziehungen zur Bestimmung der Niederschlagseffizienz der gewählten Simulation im Mittel einen Fehler von 21%. Mit quadratischer Summe (die Summanden von Gl. 5.11 werden vor der Summierung quadriert und anschließend die Wurzel gezogen) resultiert die Unsicherheit von 14%.

Die genannte Unsicherheit der Niederschlagseffizienz von 21% (obere Abschätzung) resultiert aus den von Simulation zu Simulation schwankenden Hydrometeoreigenschaften. Da KAMM2 die realen Verhältnisse sicher nicht exakt simuliert, ist die Unsicherheit größer, wenn die Niederschlagseffizienz realer Radardaten mit den verallgemeinerten Beziehungen berechnet wird. Außerdem ist die Aufstellung jeder Z/R-Beziehung wegen der Vorgabe eines Fallgesetzes mit Unsicherheiten verbunden, die ebenfalls einen Einfluß auf

das Ergebnis haben. Auch der Anteil der für ein C-Band Radar nicht sichtbaren Wolkentropfen schwankt von Fall zu Fall, während er hier der Einfachheit halber zu 15% der Gesamtmasse angesetzt wurde.

6. Weitere Auswertungen mit dem Entrainmentmodell

Mit einem Niederschlagsradar lassen sich in der Entwicklung befindliche konvektive Zellen erst relativ spät beobachten, weil die Rückstreuleistung von Wolkenpartikeln ($D \leq 0.1$ mm) sehr klein ausfällt und meist unterhalb der minimal detektierbaren Leistung des Empfängers liegt. Vertikaltransporte während der frühen Entwicklungsphase können anhand der Radardaten also nicht bestimmt werden, weil das entstehende Gewitter zu dieser Zeit nur wenig große Hydrometeore enthält. Prinzipiell besteht erst dann die Chance, Radardaten in Hinblick auf Transportprozesse auszuwerten, wenn im Lauf der Niederschlagsbildung große Hydrometeore (Regentropfen, große Eiskristalle) vorhanden sind. Neben der Tatsache, daß man dann bereits einen großen Teil der Impuls- und Massenflüsse verpaßt hat, ergeben sich die in Abschnitt 2.3.2 genannten Schwierigkeiten.

Eine voll ausgereifte Gewitterzelle ist mit einem Radar gut zu beobachten. Anhand der Reflektivitäten läßt sich die Wolkengesamtmasse (Flüssigwasser und Eis) berechnen (Kapitel 3). Unabhängig davon kann die Gesamtmasse in konvektiven Zellen mit Hilfe des beobachteten Wolkenvolumens und eines Entrainmentmodells abgeschätzt werden (Kapitel 4). Beide Methoden der Massenabschätzung führen besonders bei kleinen Gewitterzellen zu vergleichbaren Werten, wenn man berücksichtigt, daß die mit den Radarreflektivitäten bestimmte Masse um den bereits ausgefallenen Niederschlag verringert ist und keine Wolkentropfen erfaßt werden. Aus der guten Übereinstimmung der Massen kann geschlossen werden, daß die im Entrainmentmodell stark vereinfacht dargestellten Transportprozesse und Mischungsvorgänge in der Realität in ähnlicher Weise stattfinden. Das Entrainmentmodell erlaubt Aussagen darüber, welcher Anteil der Masse (im Gegensatz zu vorher ist nun die Masse der Luft gemeint) in bestimmten Höhenniveaus von außen eingemischt wird. Deshalb wird letzteres in diesem Kapitel genutzt, um die Herkunft der Luft innerhalb der ausgereiften Gewitterzelle abzuschätzen. Das Entrainmentmodell basiert auf der Annahme, daß die Luft unter seitlicher Lufteinmischung aus der Grenzschicht herauftransportiert wird. Browning et al. (1976) fanden, daß diese Annahme für das von ihnen untersuchte Multizellengewitter stimmte.

Im Folgenden dient weiterhin der Einzelfall des 5.8.03 als Beispiel, da es sich um ein

isoliertes Wärmegewitter handelte, welches bei zunächst geringer Bewölkung aus einer nachmittäglichen durchmischten Grenzschicht heraus entstand. Über die Herkunft der Luft in verschiedenen Höhen wird darauf geschlossen, welche Massenverlagerungen bei der Zellentstehung stattgefunden haben (Abschnitt 6.1).

Die Auswertungen in Abschnitt 6.2 basieren auf der Annahme, daß der horizontale Impuls der transportierten Luftpakete während der Zellentwicklung noch weitgehend erhalten bleibt und erst nach Auflösung der Gewitterzelle und Mischung der beteiligten Luftmasse mit der Umgebungsluft abgegeben wird. Mit dieser Annahme kann auf die Änderung des Horizontalwindes nach Auflösung der Gewitterzelle geschlossen werden.

6.1. Massenherkunft in verschiedenen Höhen

In Kapitel 4 wurde die höhenabhängige Entrainmentrate für eine Plume berechnet, welche die Radar-beobachtete Gewitterzelle des 5.8.03 beschreiben soll (Abb. 4.5). Der Zelleradius und die Umgebungsbedingungen entstammen der Radarbeobachtung bzw. dem Radiosondenaufstieg dieses Tages. Zur weiteren Auswertung werden Schichten von 100 m Dicke betrachtet, innerhalb derer die Entrainmentrate als konstant angenommen wird. Die Schicht zwischen 4000 und 4100 m Höhe hat beispielsweise die Entrainmentrate von $2.4 \times 10^4 m^{-1}$, während die Entrainmentrate zwischen 4100 und 4200 m Höhe $1.8 \times 10^4 m^{-1}$ beträgt. Diese Werte stellen also Mittel über die entsprechenden Schichten dar. Laut Definition ist die Entrainmentrate gegeben durch

$$\mu = \frac{1}{M} \frac{dM}{dz} .$$

(Siehe auch Gl. 4.4). Wenn man nun eine Schicht mit dem Massenfluß M_1 an ihrem Unterrand und M_2 an ihrem Oberrand betrachtet, so ergibt sich bei konstanter Entrainmentrate innerhalb der Schicht

$$\frac{M_1}{M_2} = e^{-\mu \Delta z} .$$

Aus Kontinuitätsgründen vergrößert sich der Massenfluß im Plume-Modell mit der Höhe um den von der Seite eingemischten Anteil. Damit gibt das Verhältnis des Massenflusses am Unterrand einer Schicht zum Massenfluß am Oberrand der Schicht den Anteil an, den die am Unterrand eingeflossene Masse am Oberrand noch ausmacht. In der Schicht zwischen 4000 und 4100 m mit der Entrainmentrate $2.4 \times 10^4 m^{-1}$ ist das Verhältnis M_1

zu M_2 beispielsweise 0.976. Also stammen 97.6 % der Masse in 4100 m Höhe aus Höhenniveaus unterhalb 4000 m. Aus diesem Verhältnis geht auch der Massenanteil hervor, welcher in der betrachteten Schicht zwischen 4000 und 4100 m Höhe eingemischt wurde, nämlich die restlichen 2.4 %. Analog ergibt sich, daß in 4200 m Höhe 98.2 % der Masse aus Höhenniveaus unterhalb 4100 m und 1.8 % aus der Schicht zwischen 4100 und 4200 m Höhe stammen.

Auf diese Art kann für den Oberrand jeder Schicht berechnet werden, welchen Anteil die Masse aus tieferen Niveaus noch ausmacht und welcher Anteil in der betreffenden Schicht eingemischt wurde. Diese Berechnung wurde für alle 100 m dicken Schichten zwischen 1000 und 14000 m Höhe durchgeführt, angefangen mit den untersten Schichten. Durch Multiplikation schon bekannter Massenanteile tieferer Niveaus mit dem Anteil, den die Masse aus tieferen Niveaus am Oberrand einer Schicht noch ausmacht, kann für den Oberrand jeder Schicht detailliert angegeben werden, wie sich dort die Masse zusammensetzt. In 4200 m Höhe stammen beispielsweise 95.9 % der Masse aus Höhenniveaus unter 4000 m, 2.3 % aus der Schicht zwischen 4000 und 4100 m und 1.8 % aus der Schicht zwischen 4100 und 4200 m Höhe.

Zur weiteren Auswertung der Massenanteile wurden die für 100 m dicke Schichten berechneten Anteile auf 1000 m dicke Schichten umgerechnet. Tab. 6.1 zeigt die Mas-

	0-1 km	1-2 km	2-3 km	3-4 km	4-5 km	5-6 km	6-7 km	7-8 km	8-9 km	9-10 km
10 km	14.2	10.1	6.8	7.2	7.9	7.8	10.2	11.4	12.1	12.5
9 km	16.2	11.5	7.7	8.2	9.0	8.9	11.6	13.0	13.8	–
8 km	18.8	13.4	9.0	9.6	10.4	10.3	13.5	15.1	–	–
7 km	22.1	15.7	10.6	11.3	12.3	12.1	15.9	–	–	–
6 km	26.3	18.7	12.6	13.4	14.6	14.4	–	–	–	–
5 km	30.7	21.9	14.7	15.7	17.1	–	–	–	–	–
4 km	37.1	26.4	17.7	18.9	–	–	–	–	–	–
3 km	45.7	32.5	21.8	–	–	–	–	–	–	–
2 km	58.4	41.6	–	–	–	–	–	–	–	–
1 km	100	–	–	–	–	–	–	–	–	–

Tabelle 6.1.: Massenherkunft (obere Zeile) in verschiedenen Höhenniveaus (linke Spalte) einer Plume zur Radarbeobachtung des 5.8.03. Die Angaben sind Anteile an der Gesamtmasse in Prozent.

senherkunft in der Plume, welche die Gewitterzelle des 5.8.03 beschreibt. In 1 km Höhe (unterste Zeile der Tabelle) stammen 100 % der Masse aus der Schicht zwischen dem Erdboden und 1 km Höhe (was logischerweise so sein muß). Bereits in 2 km Höhe stammen nur noch 58 % der Masse aus dem untersten Kilometer, während die übrigen 42 % in der Höhenschicht zwischen 1 und 2 km eingemischt wurden. Bis die Luft die Höhe von 10 km erreicht, macht der Anteil der Luft aus dem untersten Kilometer nur noch 14 % aus. Trotzdem stammt der größte Massenanteil in allen Höhenniveaus aus der untersten Schicht. Ebenfalls recht groß sind die Anteile der Luft aus der Schicht zwischen 1 und 2 km Höhe, was daran liegt, daß die Entrainmentrate dort aufgrund der starken relativen Vertikalbeschleunigung und des noch vergleichsweise geringen Wolkenradius sehr hoch ist. Abb. 6.1 ist eine graphische Darstellung der Zahlenwerte in Tab. 6.1, wobei alle Höhenniveaus bis zu 14 km Höhe berücksichtigt wurden. Die horizontalen Balken zeigen die Massenanteile in einem bestimmten Höhenniveau (y-Achse), deren Summe für alle Höhenniveaus immer 100 % ist. Auch hier ist zu erkennen, daß die Massenanteile aus den beiden unteren Niveaus in allen Höhen recht groß sind. In vielen Niveaus ist die

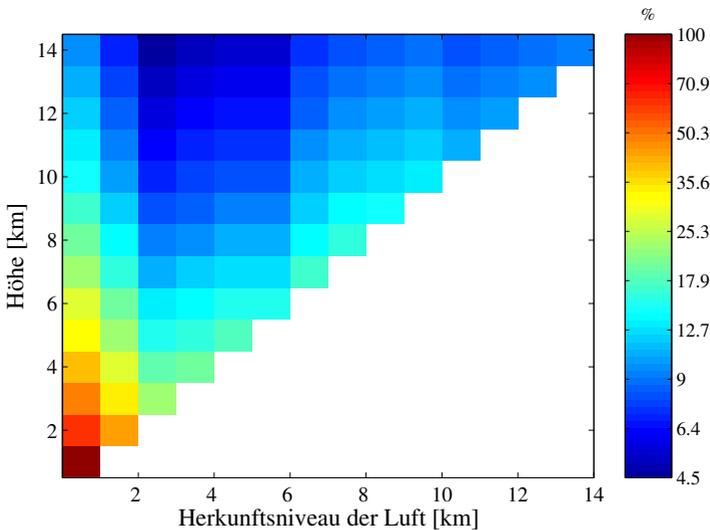


Abbildung 6.1.: Massenherkunft (x-Achse) in verschiedenen Höhenniveaus (y-Achse) einer Plume zur Radarbeobachtung des 5.8.03. Die Angaben sind Anteile an der Gesamtmasse in Prozent.

Luft aus 2-3 km am geringsten vertreten, da das Entrainment dort deutlich geringer als in Bodennähe ist und die schon früh eingemischte Luft mit zunehmender Höhe immer weiter verdünnt wird. Die Quadrate entlang der Diagonalen von links unten nach rechts oben zeigen jeweils die in den letzten 1000 m eingemischte Luft. Wegen der nach oben abnehmenden Entrainmentrate werden diese Anteile umso kleiner, je höher das betrachtete Niveau liegt. Durch die vertikalen Säulen schließlich wird angezeigt, daß die Luft bei ihrem Aufstieg permanent verdünnt wird, weshalb die Massenanteile in y-Richtung generell abnehmen.

Der nächste Schritt besteht in der Übertragung der ermittelten Massenanteile auf die mit dem Radar beobachtete Gewitterzelle des 5.8.03, um absolute Massenverlagerungen abzuschätzen. Dazu wird das beobachtete Zellvolumen zum Zeitpunkt des größten Flüssigwasser/Eisgehaltes ausgewertet. Die Zellvolumina bezogen auf Höhenschichten der Dicke 1 km können Tab. 6.2 entnommen werden. In einer Plume nimmt das Volu-

1 km	2 km	3 km	4 km	5 km	6 km	7 km	8 km	9 km	10 km	11 km	12 km
3.0	3.8	3.9	3.9	3.9	3.8	3.9	4.5	5.1	4.7	2.1	0.1

Tabelle 6.2.: Zellvolumina ($\times 10^{10} \text{ m}^3$) der Radar-beobachteten Gewitterzelle des 5.8.03 um 14:20 MESZ in 1 km dicken Höhenschichten. Die Höhenangaben beziehen sich auf die Schichtmitten.

men mit der Höhe stetig zu, eine Modellvorstellung, die von den Radardaten nicht in allen Höhenschichten bestätigt wird. Letztere zeigen bis 7 km Höhe höchstens geringe Volumenzunahmen, dann jedoch eine besonders starke Zunahme zwischen 7 und 9 km, möglicherweise als Folge von Detrainmentprozessen.

Die Volumina der einzelnen Höhenschichten wurden in entsprechende Massen umgerechnet. Unter der Annahme, daß sich die Masse in der Radar-beobachteten Gewitterzelle ähnlich zusammensetzt wie in der zu dieser Fallstudie modellierten Plume, wurden die Massen der 1 km dicken Schichten in Teilmassen unterteilt, je nach Herkunft, und in Abb. 6.2 dargestellt. Die Unterteilung erfolgte anhand der Zahlenwerte aus Tab. 6.1. Auf der y-Achse von Abb. 6.2 ist die Höhe aufgetragen, in der sich die durch Kreise ange-deuteten Massen verschiedener Herkunftsniveaus in der Gewitterzelle des 5.8.03 zu ihrer maximalen Ausprägung befinden. In 1 km Höhe sind es 3.1×10^7 Tonnen Luft. Man beachte, daß die Massen der Einfachheit halber als punktförmig angenommen wurden, während sie sich eigentlich in endlichen Schichten der Dicke 1 km befinden, in deren

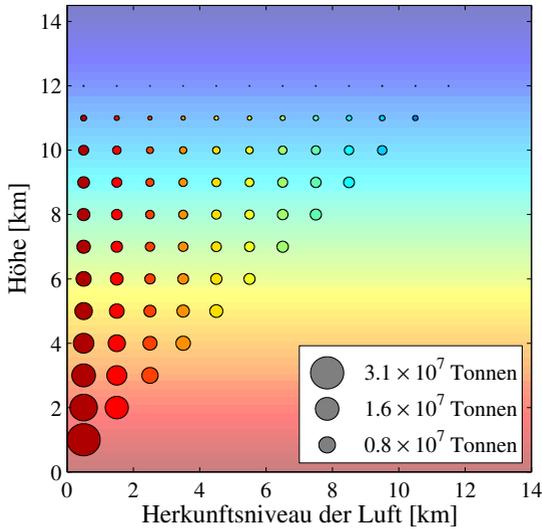


Abbildung 6.2.: Massen innerhalb der Radar-beobachteten Gewitterzelle des 5.8.03 zum Zeitpunkt der Zellreife (14:20 MESZ), berechnet mit dem beobachteten Zellvolumen und dem Entrainmentmodell. Herkunftsniveau der Masse (x-Achse) und Höhe, in der sie sich befindet (y-Achse). Die Flächen der Kreise sind proportional zu den absoluten Massen.

Mitten sich das genannte Niveau befindet. Die Masse in 1 km Höhe stammt zur Gänze aus dem Höhenniveau zwischen 0 und 1 km Höhe (x-Achse). In 2 km Höhe befinden sich 3.7×10^7 Tonnen, wovon 2.2×10^7 Tonnen aus dem untersten Kilometer und 1.5×10^7 Tonnen aus Höhen zwischen 1 und 2 km stammen. Selbst in 10 km Höhe befinden sich noch 2.0×10^7 Tonnen, die Summe über die Beiträge aus tieferen Schichten. Diese Beiträge sind durch die Kreise in der Ordinatenhöhe von 10 km angedeutet und schwanken zwischen 1.4×10^6 und 2.8×10^6 Tonnen.

Auf diese Art können eine Reihe von Massenverlagerungen zugeordnet werden. So gibt es Luftpakete aus 3 km Höhe, die in die Gewitterzelle eingemischt wurden und sich zur Zellreife in 5 km Höhe befinden oder solche, die erst in 6 km Höhe eingemischt und bis 11 km Höhe transportiert wurden. Es ist also nicht so, daß Konvektion ausschließlich Luft aus der Grenzschicht in andere Niveaus verfrachtet, selbst wenn der Massenfluß zunächst mit Grenzschichtluft startet. Stattdessen finden Massenverlagerungen zwischen den unterschiedlichsten Niveaus statt.

Die Gesamtmasse der transportierten Luft lag in der Gewitterzelle des 5.8.03 bei 2.9×10^8 Tonnen (das entspricht der Summe aller Teilmassen in Abb. 6.2). Ihr Schwerpunkt lag vor der konvektiven Umlagerung in 2.4 km Höhe und danach in 5.2 km Höhe.

Durch die Auswertung Radar-beobachteter Zellvolumina können mit Hilfe des Entrainmentmodells vertikale Verlagerungen der Luft in konvektiven Zellen abgeschätzt werden. Die Kenntnis solcher Transporte ist zur Beantwortung anderer Fragen nutzbar. Eine häufige Fragestellung ist, wie sich das Vertikalprofil skaliger Variablen nach einem konvektiven Ereignis ändert. Man könnte beispielsweise die Konzentration einer nicht reaktiven chemischen Substanz (Tracer) betrachten, indem man ein Vertikalprofil vorgibt oder mißt. Dann könnte man die Umlagerungen einer beobachteten Gewitterzelle abschätzen, wie hier für den 5.8.03 geschehen, und über die Massenverlagerungen auf Änderungen des Vertikalprofils der Substanz schließen. Die Idee, ein Plume-Modell zu solchen Berechnungen heranzuziehen, ist nicht neu. Viele Konvektionsparametrisierungen enthalten sogenannte ODEP's (one dimensional entraining plumes). Neu ist die Idee, die Stärke des vertikalen Austausches an das beobachtete Volumen konvektiver Zellen zu koppeln. Damit eignet sich die vorgestellte Methode zur nachträglichen Analyse von Radar-beobachteter Konvektion. Bei Konvektionsparametrisierungen richtet sich die Stärke der Konvektion nach der modellierten skaligen Destabilisierung (Arakawa und Schubert, 1974), der skaligen Feuchtekonvergenz (Kuo, 1974; Tiedtke, 1989) oder der im Modell erzeugten CAPE (Kain und Fritsch, 1990) und kann vorhergesagt werden.

Im nächsten Abschnitt wird nun konkret der Einfluß der Massenverlagerungen auf das vertikale Windprofil am Beispiel des 5.8.03 untersucht. Dazu werden verschiedene Verhältnisse zwischen Gebieten mit Konvektion und wolkenfreien Gebieten vorgegeben.

6.2. Modifikation des Horizontalwindes

An den meisten Gewittertagen besitzt die horizontale Windgeschwindigkeit in der Umgebung eine starke Abhängigkeit von der Höhe. In solchen Fällen ist zu erwarten, daß der vertikale Transport von horizontalem Impuls durch konvektive Zellen für Veränderungen des Profils der horizontalen Geschwindigkeiten u und v sorgt. Diese Änderungen lassen sich mit dem Entrainmentmodell abschätzen, wie im Folgenden exemplarisch für den 5.8.03 beschrieben wird. Die Annahme dabei besteht darin, daß die im letzten Abschnitt beschriebenen Massenverlagerungen zunächst ohne Änderung des horizontalen Impulses der einzelnen Luftpakete stattfinden und daß sich die Luft während des Absterbens der

Gewitterzelle komplett mit der Luftmasse einer Umgebung vorgegebener Größe mischt.

Als Ausgangswindfeld des 5.8.03 wurden die Daten der Stuttgarter Radiosonde (14 MESZ) verwendet, ein Zeitpunkt, der mit dem Beginn der Konvektion zusammenfällt. Da in diesem Abschnitt nur die grundlegende Auswirkung der konvektiven Umlagerung auf das Windprofil abgeschätzt werden soll, wurde zunächst ein Glättungsoperator angewandt, welcher die Daten innerhalb 1.5 km dicker Schichten mittelt. Dann wurde die Zusammensetzung der Masse innerhalb der zum 5.8.03 gehörenden Plume für Höhengschichten mit geringer vertikaler Distanz ausgerechnet. Diese hochaufgelösten Werte wurden auf die Höhengschichten umgerechnet, in denen die Radardaten vorliegen. Damit ist die Massenherkunft analog zu Tab. 6.1 in den Höhengschichten bekannt, deren Zellvolumina sich anhand der Radardaten bestimmen lassen. Der Horizontalwind in der konvektiven Zelle nach Mischung aller beteiligten Luftmassen ergibt sich als Summe der ursprünglichen Horizontalgeschwindigkeiten der in den einzelnen Höhen vorhandenen Luftmassen, nachdem diese mit ihren vorher berechneten Massenanteilen multipliziert worden sind (gewichtetes Mittel).

Über die Zellvolumina der beobachteten Gewitterzelle wurde, wie in Abb. 6.2 bereits gezeigt, auf die absoluten Massen in den verschiedenen Höhengniveaus innerhalb der Zelle geschlossen, wobei die vertikale Auflösung nun die der Radardaten (250 m) ist. Anhand dieser Massen kann bestimmt werden, wieviel Masse $M_k(i)$ während der Zellentwicklung durch jede Höhengschicht i geflossen ist. Um das kompensierende Absinken in der Umgebung der Gewitterzelle zu bestimmen, muß ein abgeschlossener Bereich endlicher Größe betrachtet werden. Die durchschnittliche Querschnittsfläche der beobachteten Zelle vom 5.8.03 beträgt $\bar{A}_k = 40.2 \text{ km}^2$, ein Mittel über die Höhen zwischen 0.75 und 11 km. Das Gesamtgebiet wird jetzt so groß gewählt, daß das Verhältnis dieser mittleren Fläche mit Konvektion zur Gesamtfläche $\bar{A}_k/A_{ges} = 1:20, 1:10$ oder $1:5$. Dann wird für jede Höhengschicht i der Querschnitt der Fläche ohne Konvektion $A_o(i) = A_{ges} - A_k(i)$ berechnet, wobei die höhengabhängigen Querschnittsflächen der Gewitterzelle $A_k(i)$ den Radardaten entnommen werden. Aus Kontinuitätsgründen muß in dem als abgeschlossen betrachteten Gebiet außerhalb der konvektiven Zelle genauso viel Masse nach unten geflossen sein (kompensierendes Absinken der Umgebung) wie in der Gewitterzelle nach oben transportiert wurde. Also gilt

$$\int_{z(i)}^{z(i)-a} A_o(z) \rho(z) dz = M_k(i) ,$$

wobei a die gesuchte Absinkstrecke ist, um welche sich die Luft der Umgebung, ausgehend von der Höenschicht i , nach unten verlagert hat. Der Horizontalwind in der Umgebung während der Zellreife ergibt sich anhand der Absinkstrecken a aus der Annahme, daß die absinkende Luft ihren Impuls beibehält.

Zuletzt werden die Luftmassen innerhalb und außerhalb der konvektiven Zelle gedanklich komplett vermischt. Es wird davon ausgegangen, daß es nach Auflösung der Gewitterzelle keine horizontalen Gradienten der Horizontalgeschwindigkeit mehr gibt, wenn genügend Zeit verstrichen ist. Nach massengewichteter Mittelung der beteiligten Horizontalgeschwindigkeiten in den einzelnen Höhenniveaus ergibt sich eine Abschätzung für das durch die konvektive Zelle des 5.8.03 beeinflusste Windprofil.

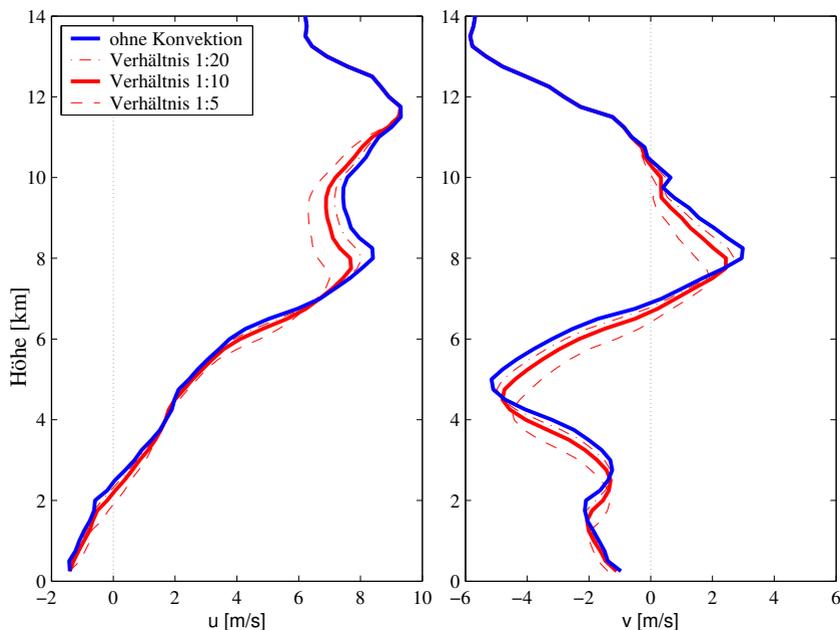


Abbildung 6.3.: Horizontale Windgeschwindigkeitskomponenten u (links) und v (rechts), gemessen mit der Radiosonde von Stuttgart am 5.8.03 um 14 MESZ (blaue Linien). Entsprechende durch das konvektive Ereignis des 5.8.03 beeinflusste Geschwindigkeiten, abgeschätzt mit dem beobachteten Radarvolumen und dem Entrainmentmodell unter Vorgabe verschiedener Verhältnisse zwischen mit Konvektion bedeckter Fläche und betrachter Gesamtfläche (rote Linien).

Abb. 6.3 zeigt das ursprüngliche Windprofil der Radiosonde von Stuttgart und drei Profile nach erfolgter konvektiver Umlagerung. In den unteren 2 km besitzt der Horizontalwind der Radiosonde Stuttgart (blaue Linie im linken Teil der Abbildung) eine leichte Ostkomponente. Oberhalb liegt eine westliche Komponente vor, erkennbar an der bis in 8 km Höhe stetigen Zunahme von u . Die roten Linien zeigen die u -Komponente nach mit dem Entrainmentmodell abgeschätzter konvektiver Umlagerung und anschließender kompletter Vermischung der beteiligten Luftmassen. Je nach Verhältnis zwischen mit Konvektion bedeckter Fläche und betrachteter Gesamtfläche (in weiterer Folge 'Gebietsverhältnis' genannt) zeigt sich der unterschiedlich starke Einfluß der Konvektion. Unterhalb von 7 km Höhe nimmt u geringfügig zu, während es zwischen 8 und 10 km Höhe zu einer erkennbaren Abnahme der u -Komponente kommt. Beim Gebietsverhältnis 1:10 beträgt die Abnahme dort fast 1 m/s. Das vertikale Profil der u -Komponente entspricht der klassischen Vorstellung der Windzunahme mit der Höhe, als Folge derer konvektive Impulstransporte zu einer Beschleunigung in der unteren Troposphäre und einer Abbremsung in der oberen Troposphäre führen. Oberhalb von 12 km Höhe bleibt das Windprofil unverändert, da die beobachtete Gewitterzelle des 5.8.03 nur bis 12 km hinauf reicht.

Das ursprüngliche Profil der v -Komponente (blaue Linie im rechten Teil der Abbildung) weist mehrere Extrema auf. Beispielsweise findet sich eine Nordkomponente mit etwa 5 m/s in 5 km Höhe und eine Südkomponente mit etwa 3 m/s in 8 km Höhe. In diesem Fall ist der Effekt der Konvektion im wesentlichen der, daß es zu einer Glättung des Windgeschwindigkeitsprofils kommt (angezeigt durch die roten Linien).

Eine andere Möglichkeit, die Änderungen der Umgebungsbedingungen durch die konvektiven Umlagerungen zu verdeutlichen, ist die Auswertung des horizontalen Massenflusses. Die Darstellung der Änderung des Massenflusses nach Abb. 6.4 hat den Vorteil, daß die Höhenabhängigkeit der Dichte berücksichtigt wird und die Summe aller Änderungen Null ergibt. Unterhalb von 7 km nimmt der Massenfluß in x -Richtung allgemein zu, während er oberhalb abnimmt. In y -Richtung wechseln Bereiche mit einer Zunahme und solche mit einer Abnahme des Massenflusses einander ab. In beiden Fällen sind die roten Flächen, welche die Zunahme des Massenflusses andeuten, in ihrer Summe gleich groß wie die blauen Flächen der Abnahme des Massenflusses.

Diese Änderungen können wie folgt interpretiert werden: Nach Voraussetzung finden sie in einer begrenzten Umgebung statt, in welcher die beobachtete konvektive Zelle den über das Gebietsverhältnis angegebenen Bruchteil des Raumes einnimmt. Da die An-

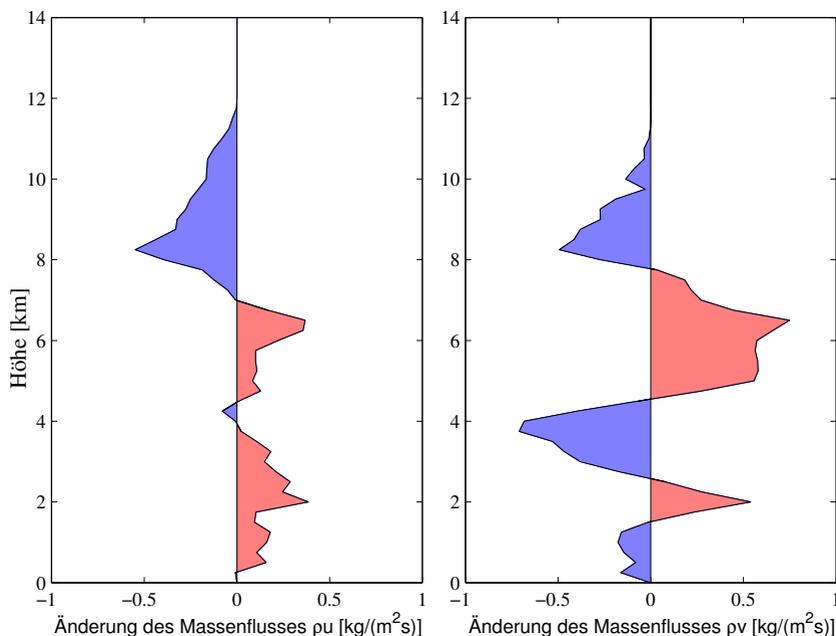


Abbildung 6.4.: Änderung des Massenflusses p_u (links) und p_v (rechts) durch die Gewitterzelle des 5.8.03 bei einem Gebietsverhältnis von 1:10. Die Berechnung erfolgte mit dem beobachteten Radarvolumen und dem Entrainmentmodell.

nahme aber unrealistisch ist, daß sich die Luft in dieser Umgebung komplett vermischt, während sie keinen Kontakt zur weiteren Umgebung hat, ist eine andere Interpretation sinnvoller: Die modifizierten Windprofile sind zu erwarten, wenn verbreitete Konvektion stattfindet, deren einzelne Zellen ähnlich aufgebaut sind wie die ausgewertete. Das Gebietsverhältnis bezieht sich dann auf eine Vielzahl von konvektiven Zellen und deren Zwischenräume. Eine mögliche Anwendung der vorgestellten Methode wäre die Auswertung von Radardaten größerer Gebiete, z.B. des Radarverbundes des Deutschen Wetterdienstes. Man könnte für bestimmte konvektive Tage versuchen, das Gebietsverhältnis und die Massenverlagerung einer oder mehrerer typischer Zellen abzuschätzen und damit auf großräumigere Änderungen der Horizontalgeschwindigkeiten schließen. Abwinde innerhalb der konvektiven Zellen werden mit dieser Methode nicht berücksichtigt.

7. Konzeptionelle Windfelder aus den Radialgeschwindigkeiten

Mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmessung eines Radars kann nur auf Eigenschaften des dreidimensionalen Windfeldes geschlossen werden, wenn man geeignete Annahmen einfließen läßt (Abschnitt 2.3.2). In diesem Kapitel wird das Problem zunächst dadurch vereinfacht, daß die Auswertung der Geschwindigkeitsdaten auf 2 Dimensionen beschränkt wird. Das macht in den Fällen Sinn, in denen die Blickrichtung des Radars mit der Ausbreitungsrichtung der Gewitter übereinstimmt. In dieser Ebene finden die wichtigsten Horizontalbewegungen statt, weshalb das zweidimensionale Windfeld besonders bei langlebigen Gewittern höheren mesoskaligen Organisationsgrades immer wieder ähnliche Strukturen annimmt. Aus Flugzeugmessungen, Beobachtungen mit mehreren Doppler Radars und Simulationen weiß man, daß sich die Aufwindgebiete auf der Vorderseite der Systeme befinden. Bei Multizellen kann es sich um einen in der Intensität schwankenden Aufwind handeln, während er bei Superzellen und Squall-lines über längere Zeiträume relativ konstant ist. Typischerweise beschreibt die in Bodennähe ins Gewitter einströmende Luft relativ zum System zunächst eine beinahe horizontale Bewegung. Mit zunehmender Höhe ist der Aufwind deutlich steiler ausgerichtet und im Amboßbereich durch starke Divergenzen gekennzeichnet. Auf der Rückseite des Systems und im Zellkern kommt es zu Abwinden, die sich bei Erreichen des Bodens zu den Seiten hin als Böenfront ausbreiten. Der Teil der Böenfront, der sich in Ausbreitungsrichtung des Gewitters fortpflanzt, befindet sich meistens unterhalb des stärksten Aufwindes. Diese Strukturen besitzen sowohl Multizellen (siehe Abb. 2.8) als auch Superzellen (Abb. 2.9).

Ein entsprechendes konzeptionelles Modell für Multizellen findet sich, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, in der Arbeit von Browning et al. (1976). Ähnliche Strömungsmuster fanden Höller et al. (1994) in einem Radar-beobachteten Hagelgewitter, welches Multi- und Superzeleigenschaften besaß. Das gängige Modell einer Superzelle (siehe Abschnitt 2.2.3) basiert auf Browning und Foote (1976). Squall-lines und mesoskalige konvektive Systeme, die aus Multi- und Superzellen bestehen können, enthalten ebenfalls

die beschriebene Zirkulation, wie Zipser et al. (1981) durch Flugzeugmessungen, Thorpe et al. (1982) durch zweidimensionale Modellsimulationen und Houze et al. (1989) anhand von Radardaten zeigten.

Solche konzeptionellen Modelle wurden in Parametrisierungen (Moncrieff, 1992) und bei der Datenauswertung (Mecikalski, 2003) verwendet. Im Folgenden wird eine Methode vorgestellt, die solche konzeptionellen Windfelder zur Interpretation von Radialgeschwindigkeitsmessungen nutzt. Die entscheidende Annahme ist, daß die untersuchten Windfelder Ähnlichkeiten mit den gerade beschriebenen haben.

7.1. Methodik

Die Methode kann nur in bestimmten Beobachtungssituationen angewandt werden, weshalb der Datenauswahl eine besondere Bedeutung zukommt. Eine Bedingung ist, daß sich der Radarstandort innerhalb der Ebene der untersuchten Vertikalschnitte befindet. Nur dann stellt die gemessene Radialgeschwindigkeit eine Komponente des zweidimensionalen Windfeldes innerhalb der Schnittebene dar. Weil die Orientierung der Schnittebene außerdem mit der Ausbreitungsrichtung der Gewitter übereinstimmen sollte, eignen sich Radarbeobachtungen organisierter Gewittersysteme, die genau über den Radarstandort hinwegziehen, am besten. Der Augenblick, in dem das Gewitter den Radarstandort fast erreicht hat, bietet den Vorteil, daß die Radialkomponenten einen zwar immer noch eher geringen, aber dennoch größtmöglichen Anteil der Vertikalbewegung enthalten. Sich annähernde Systeme sind bei gleicher Entfernung zum Radar besser geeignet als abziehende Systeme, weil die Auf- und Abwinde üblicherweise mit zunehmender Höhe zur Rückseite des Systems hin geneigt sind. Diese Neigung vergrößert den Anteil der Bewegungen in Radialrichtung, wenn man das System mit einem auf der Vorderseite postierten Radar beobachtet. Da die Fallstudie des 20.6.02 alle diese Bedingungen erfüllt, wurde sie nicht nur zur Erklärung der Methode, sondern auch zur weiteren Auswertung ihrer konzeptionellen Windfelder herangezogen. Im Anhang B befinden sich konzeptionelle Windfelder anderer Gewitterzellen.

Die Auswertung der Radialgeschwindigkeiten erfolgt innerhalb mitbewegter Koordinatensysteme (Abschnitt 5.1), so daß die Translationsgeschwindigkeit der Gewitterzellen bekannt ist. Im ersten Schritt werden die Rohdaten der Radialgeschwindigkeit von dem Anteil der Verlagerungsgeschwindigkeit des Systems befreit, den das Radar in Abhängigkeit vom Ort detektiert hat. Bei einer Gewitterzelle, die von West nach Ost wandert,

müssen die Geschwindigkeiten genau nördlich und südlich des Radars z.B. nicht korrigiert werden, die im Westen und Osten jedoch um den vollen Betrag der Verlagerungsgeschwindigkeit. Nach dieser Korrektur beziehen sich die Radialgeschwindigkeiten auf Relativbewegungen zum System. Erst diese Daten können mit den konzeptionellen Modellen der Literatur verglichen werden, welche generell Relativbewegungen beschreiben.

Im nächsten Schritt werden die Radialgeschwindigkeiten auf ein regelmäßiges Gitter der Auflösung von 250 m interpoliert. Außerdem wird ein übergeordnetes Gitter der Auflösung von 1 km vorgegeben, für welches anschließend das Geschwindigkeitsfeld gesucht wird. Der Betrag der Radialgeschwindigkeiten v_r an den Punkten des übergeordneten Gitters ist bekannt. Der Winkel, den die Radialgeschwindigkeit eines Gitterpunktes mit der Horizontalen einschließt, ergibt sich aus $\alpha = \text{atan}(z/h)$. Dabei ist z die Höhe über dem Radarstandort und h die Horizontaldistanz vom Radar. Als Anfangsgeschwindigkeitsfeld werden Vektoren der Radialgeschwindigkeit in den ausgewählten Vertikal-schnitt der Radialgeschwindigkeiten eingetragen (rote Pfeile in Abb. 7.2). Der Anwender kann einzelne Pfeile markieren und drehen. Er gibt einen Winkel δ vor, um den die Richtung des konzeptionellen Windfeldes an der gewählten Position von der Radialrichtung abweichen soll. Der Betrag des neu ausgerichteten Geschwindigkeitsvektors wird so geändert, daß die für das Radar sichtbare Radialkomponente erhalten bleibt. Er ist gegeben durch $v = v_r / \cos(\delta)$. Je nach Vorgabe des Winkels δ resultieren sehr unterschiedliche

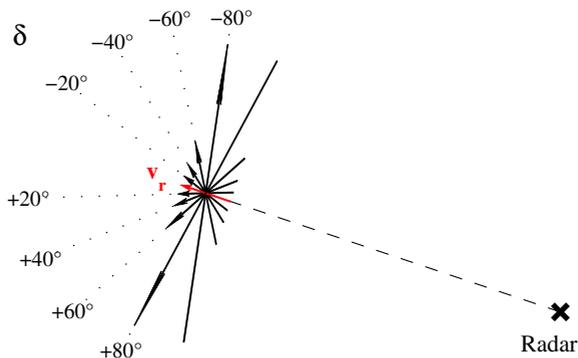


Abbildung 7.1.: Demonstration der möglichen zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren bei verschiedenen Abweichungen δ (in Grad) der tatsächlichen Windrichtung von der Radialrichtung.

Geschwindigkeitsvektoren (Abb. 7.1). Geringe Drehungen ändern den Betrag der Geschwindigkeit kaum, während Drehungen um mehr als 60° zu sehr großen Änderungen führen. Bei der Drehung um $\delta = 60^\circ$ verdoppelt sich die Geschwindigkeit gerade.

Zur Festlegung der Windrichtungen stehen dem Anwender die konzeptionellen Modelle zur Verfügung. Außerdem kann durch die Anzeige der Reflektivität des gewählten Vertikalschnittes zum aktuellen Zeitpunkt und benachbarter Zeitpunkte darauf geachtet werden, wie sich Reflektivitätsmuster verlagern. Wenn man Quellen und Senken der Reflektivität vernachlässigt, zeigen diese Verlagerungen das Geschwindigkeitsfeld der Hydrometeore an. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß sich das gesuchte Geschwindigkeitsfeld ebenfalls auf die Hydrometeore bezieht. Man müßte von der Vertikalkomponente erst noch die Tropfenfallgeschwindigkeit abziehen, um die Vertikalbewegung der Luft zu erhalten. Abb. 7.2 zeigt sowohl die ursprünglichen Radialgeschwindigkeiten (rote Pfeile), als auch das daraus konstruierte konzeptionelle Geschwindigkeitsfeld der Hydro-

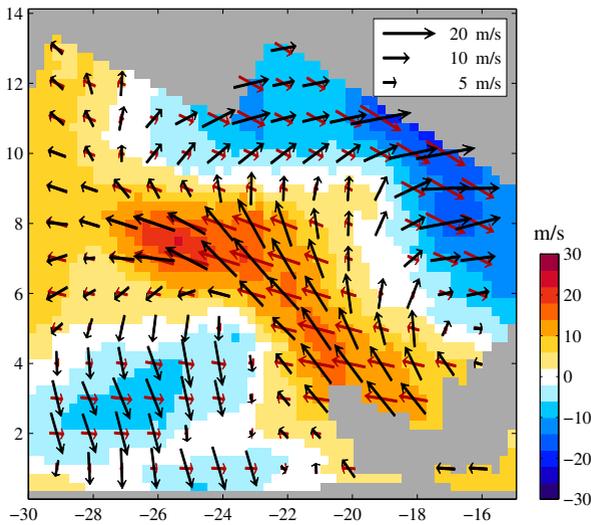


Abbildung 7.2.: West-Ost-Schnitt der Radialgeschwindigkeiten der konvektiven Zelle vom 20.6.02 um 15:23 MESZ. Rottöne beziehen sich auf Bewegungen vom Radar weg, Blautöne auf Bewegungen aufs Radar zu. Das Radar befindet sich bei den Koordinaten (0,0) in der Bildebene. Die Radialkomponenten des zweidimensionalen Windfeldes in der gezeigten Ebene werden durch rote Pfeile angezeigt, während das damit konstruierte konzeptionelle Windfeld durch schwarze Pfeile dargestellt ist.

meteore (schwarze Pfeile) für einen West-Ost-Schnitt durch die konvektive Zelle vom 20.6.02 um 15:23 MESZ. In Gebieten mit einem lokalen Maximum der Radialgeschwindigkeit ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß das Radar einen Großteil der Bewegungen erfaßt hat. Deshalb wurden die Richtungen bei $h = -26 \text{ km}$ und $z = 8 \text{ km}$ höchstens geringfügig geändert. Auch im rechten oberen Bereich der Abbildung belegt die Radialmessung hohe Geschwindigkeitswerte. Zwischen den genannten Gebieten befindet sich ein Streifen, in dem die Radialgeschwindigkeit ein Minimum besitzt und ihr Vorzeichen wechselt. In Anlehnung an die konzeptionellen Modelle ist es ein und dieselbe Luftmasse, die im Aufwindschlauch nach oben strömt und anschließend im Amboß divergiert. Deshalb müssen die Geschwindigkeiten aus Kontinuitätsgründen auch im Bereich geringer Radialkomponente hoch gewesen sein, was durch die Wahl großer Winkel δ berücksichtigt wurde. Im Niederschlagsgebiet (Ecke links unten) wurden ebenfalls recht große Winkel δ gewählt, da die Verlagerung der Reflektivitäten auf ein einigermaßen senkrecht Ausfallen des Niederschlags hindeuteten. Zwischen Aufwindgebiet und Niederschlagszone befindet sich ein weiteres Minimum der Radialkomponente. Dort wurde neuerlich in Anlehnung an die konzeptionellen Modelle angenommen, daß sich der Aufwind in einen Abwind umkehrt und der Übergang durch große Winkel δ geschaffen. An Gitterpunkten mit Radialgeschwindigkeiten, die vom Betrag her kleiner als 0.5 m/s sind, wurde keine Geschwindigkeit angegeben.

7.2. Abschätzung des vertikalen Massenflusses (20.06.02)

Am 20.6.02 überquerten in einer Squall-line organisierte Gewitter das Radargebiet von West nach Ost (siehe Abb. 5.3). Eine darin eingebettete besonders starke Zelle, bei der es sich offensichtlich um eine Multizelle mit rascher Zellabfolge handelte, zog dabei genau über den Radarstandort hinweg. Zur Konstruktion des konzeptionellen Geschwindigkeitsfeldes wurde das Windfeld des 'Raymer Hailstorms' (Abb. 2.8) und die ohnehin sehr ähnlichen Modelle für Squall-lines verwendet. Abb. 7.3 zeigt das konzeptionelle Windfeld für 3 aufeinanderfolgende Termine. In der rechten Spalte wurden die Radialgeschwindigkeiten und in der linken die Reflektivitäten des dargestellten Vertikalschnittes hinterlegt. Das linke Drittel des Ausschnittes wird von einer Zelle dominiert, deren Niederschlag während des gezeigten Zeitintervalls von 9 Minuten den Boden erreichte. Die Zelle besaß um 15:14 MESZ (nicht gezeigt) ihre größte Höhe. Danach verlagerte sich ihr Reflektivitätsmaximum nach unten. Rechts unten und in der Bildmitte befindet sich

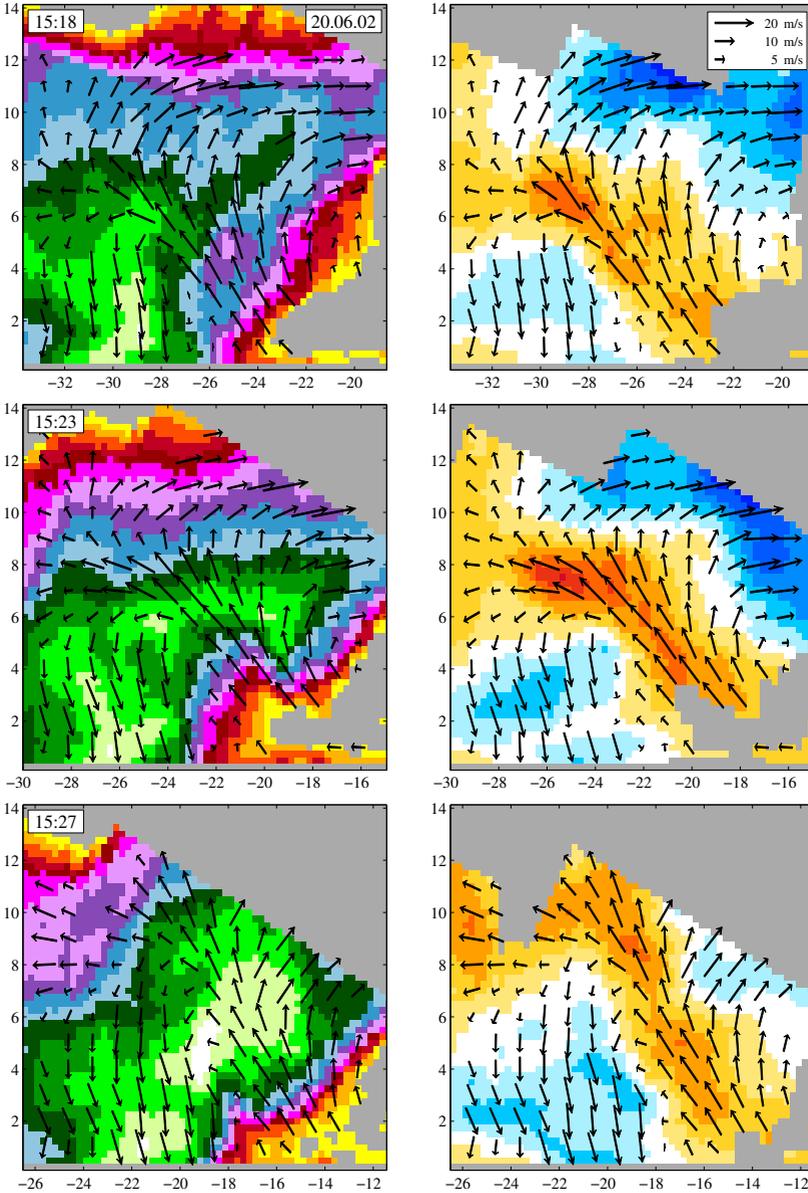


Abbildung 7.3.: Konzeptionelle Windfelder der Multizelle des 20.6.02 zwischen 15:18 und 15:27 MESZ. Vertikale West-Ost Schnitte der Reflektivität in dBZ (links) und Radialgeschwindigkeiten in m/s (rechts).

jeweils das Einströmgebiet, welches um 15:18 MESZ noch keine Reflektivitäten über 50 dBZ enthält. Die Zunahme der Reflektivitätswerte auf teilweise über 55 dBZ deutet um 15:23 MESZ auf eine Zellneuentwicklung hin. Außerdem hat sich ein in der Literatur oft beschriebenes Reflektivitätsmuster ausgebildet, das sogenannte weak echo vault (siehe Abschnitt 2.2.3), gekennzeichnet durch ein Gebiet relativ geringer Reflektivitäten im Hauptaufwindgebiet. Zu dieser Zeit ähnelt die Darstellung der von Abb. 2.9 sehr, auch wenn es sich hier eher um eine Multi- als um eine Superzelle handelt. Vier Minuten später, um 15:27 MESZ, hat sich im Aufwindgebiet eine kräftige Zelle entwickelt, belegt durch Reflektivitäten von fast 70 dBZ. Eine derart starke Entwicklung ist nur im Zusammenhang mit starken Aufwinden möglich, welche die notwendige Feuchtigkeit durch Kondensation bereitstellen. Gegen 15:40 MESZ (nicht gezeigt) erreichte der Niederschlag der neuen Zelle nach Presseberichten in Form von bis zu 5 cm großem Hagel den Erdboden unweit des Radarstandortes. Dank weiterer Tochterzellbildungen konnte die Zelle verfolgt werden, bis sie nach 17 MESZ das Radargebiet verließ.

Nicht nur, weil diese Gewitterzelle wegen ihrer Nähe zum Radar besonders gut beobachtet werden konnte, sondern auch weil sie sicher zu den kräftigsten in Südwestdeutschland möglichen Gewitterzellen gehörte, war die Abschätzung ihres Massenflusses von gesteigertem Interesse. Der vertikale Massenfluß wurde für den Zeitpunkt 15:23 MESZ abgeschätzt, als die Tochterzelle, die den Hagel erzeugte, ihre stärkste Entwicklung durchlief. Dazu wurden eine Reihe weiterer Vertikalschnitte knapp nördlich und südlich des gezeigten ausgewertet und festgestellt, daß das Geschwindigkeitsfeld dort dieselbe Struktur hatte. So konnte das Hauptaufwindgebiet, bezogen auf eine Höhenschicht in 4 km Höhe, abgegrenzt werden (siehe rote Umrandung in Abb. 7.4).

Im einzelnen zeigt Abb. 7.4 rechts oben einen Horizontalschnitt der Radialgeschwindigkeit in 4 km Höhe um 15:23 MESZ. Auf der Ostseite des Systems (im Bild rechts) befindet sich ein Band positiver Radialgeschwindigkeiten, welches darauf hindeutet, daß sich die Streuer vom Radar (rechts außerhalb des Bildes) entfernen. Anhand der Vertikalschnitte und der weiteren Zellentwicklung wurde darauf geschlossen, daß die positiven Radialgeschwindigkeiten nur im Südteil dieses Bandes mit einem intensiven Aufwindgebiet zusammen fallen. Im Gegensatz zur Darstellung der Radialgeschwindigkeiten handelt es sich bei den Reflektivitäten (links) um MAXCAPPI-Grundrisse. Damit sollte die Entwicklung der ganzen Gewitterzelle angezeigt werden. Um 15:23 MESZ liegen die Reflektivitäten im umrandeten Gebiet zwischen 55 und 60 dBZ. Diese Werte werden in etwa 6 bis 7 km Höhe erreicht (siehe Abb. 7.3 Mitte links), während die Reflektivitäten in 4 km

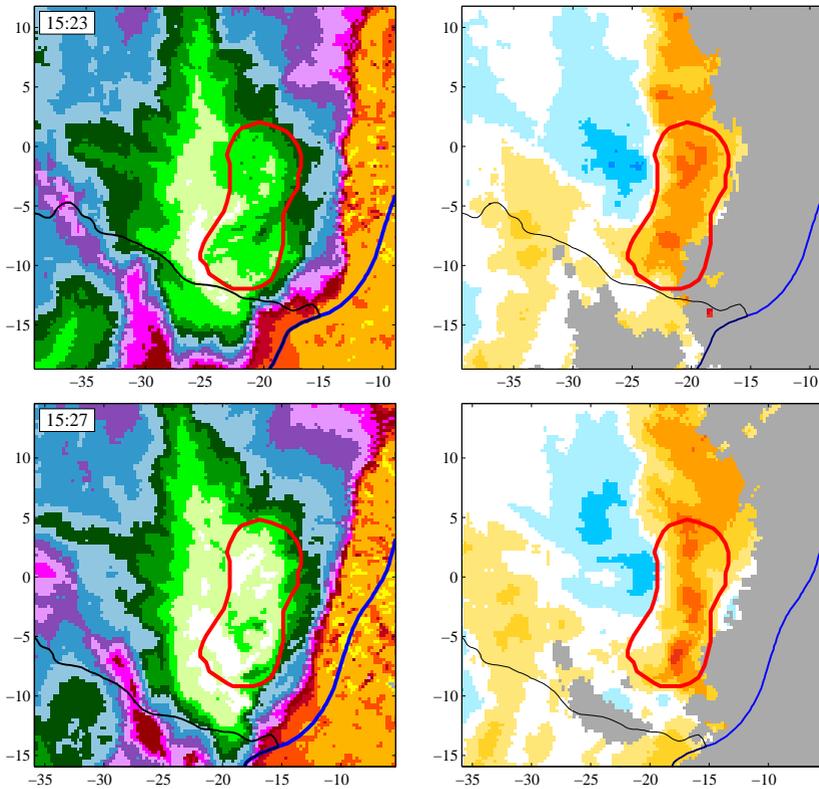


Abbildung 7.4.: Radarbilder der konvektiven Zelle vom 20.6.02 um 15:23 (oben) und 15:27 MESZ (unten). MAXCAPPI-Grundrisse der Radarreflektivität (links) und Horizontalschnitte der Radialgeschwindigkeit in 4 km Höhe (rechts). Die Einfärbung der Flächen bezieht sich auf dieselben Farbskalen wie bisher (siehe Abb. 3.2 bzw. 7.2). Das Hauptaufwindgebiet wurde rot umrandet.

Höhe erst bei 20 bis 40 dBZ liegen. Bereits 4 Minuten später haben die Reflektivitäten im umrandeten Gebiet um durchschnittlich etwa 10 dB zugenommen und liegen in 4 km Höhe über 50 dBZ (Abb. 7.3 unten links). Diese auch in 4 km Höhe hohen Reflektivitäten deuten darauf hin, daß sich dort um 15:27 MESZ bereits relativ große Hydrometeore entwickelt haben, deren Fallgeschwindigkeit sicher nicht vernachlässigbar ist. Da keine entsprechende Korrektur der Vertikalgeschwindigkeiten durchgeführt wurde, konnte nur der frühere Zeitpunkt im Hinblick auf den Massenfluß ausgewertet werden.

Die durchschnittliche Vertikalgeschwindigkeit innerhalb des Aufwindgebietes wurde in 4 km Höhe mit 15 m/s abgeschätzt, ein Wert, den das Entrainmentmodell unter den Bedingungen des 20.6.02 mit 14.5 m/s bestätigt. Nach Vorgabe des Drucks in 4 km Höhe von 634 hPa (Radiosonde Freistett; 14:03 MESZ) und der Temperatur im Zellinnern von $+3^\circ$ (Entrainmentmodell) ergibt sich der vertikale Massenfluß von $12 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$. Wenn man nun die Querschnittsfläche des Aufwindgebietes von 76.5 km^2 berücksichtigt, erhält man den Gesamtmassenfluß von etwa 10^9 kg/s . Dieser Wert soll in erster Linie eine Abschätzung der Größenordnung darstellen. Je nach Ausrichtung der Windpfeile hätte man auch mittlere Vertikalgeschwindigkeiten von 10 oder 20 m/s erhalten können, verbunden mit entsprechend anderen Werten des Massenflusses.

Unter der Annahme, daß die Gewitterzelle 20 Minuten lang (zwischen 15:15 und 15:35 MESZ) durch einen Massenfluß ähnlicher Größenordnung gespeist wurde, wären etwa 10^9 Tonnen durch die Schicht in 4 km Höhe geflossen. Das beobachtete Wolkenvolumen enthält um 15:36 MESZ oberhalb von 4 km etwa 5×10^9 Tonnen Luft. Diese Werte sind allerdings nur schwer miteinander zu vergleichen, da das Wolkenvolumen durch Entrainment und durch vor der betrachteten konvektiven Zelle existente Zellen vergrößert wurde. Außerdem konnte es nur schwer von anderen Zellen der Squall-line abgegrenzt werden. Im Vergleich dazu werteten Lafore et al. (1988) eine tropische Squall-line mit der Dual-Doppler Methode aus. Sie fanden den größten vertikalen Massenfluß, gemittelt über den konvektiven Aufwind des Systems, mit gerade einmal $1.5 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ in 4 km Höhe. Wenn man die Größe des Aufwindgebietes berücksichtigt ($30 \text{ km} \times 700 \text{ km}$) kommt man auf den vertikalen Gesamtmassenfluß von $3 \times 10^{10} \text{ kg/s}$, welcher damit etwa 30 mal so groß ist wie der Massenfluß der hier betrachteten Hagelzelle.

Die vorgestellte Methode zur Abschätzung zweidimensionaler Windfelder aus den Daten eines Doppler-Radars ist nicht eindeutig. Vielmehr liegt es im Ermessen des Anwenders, wie er die Windvektoren ausrichtet. Damit ähnelt das Vorgehen der Arbeit eines Synoptikers, der einerseits das Ergebnis eines numerischen Wettervorhersagemodells interpretiert, andererseits eigene Erfahrungen einfließen läßt. Besonders als die Modelle noch nicht so weit entwickelt waren wie heute, konnte ein Synoptiker mit seiner Interpretation die Vorhersagen deutlich verbessern. Das Gegenstück zur konzeptionellen Methode der Windfeldabschätzung sind die in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Retrievals, welche von der Erhaltung der Reflektivität ausgehen bzw. deren Quellen und Senken minimieren. Da das diskutierte Beispiel des 20.6.02 von extremen Quellprozessen der Reflektivität geprägt war, wären die Ergebnisse eines solchen Retrievals in diesem Fall sehr unsicher.

8. Schlußbetrachtungen

8.1. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Masse von flüssigem und eisförmigem Niederschlag, der sich in hochreichenden konvektiven Wolken entwickelt, durch die Analyse von Radardaten und Ergebnissen numerischer Simulationen bestimmt. Durch konzeptionelle Überlegungen wurde außerdem die Masse des Wolkenwassers abgeschätzt, welches die durch Messungen mit einem C-Band Radar nicht verfügbare Masse kleiner Wolkentröpfchen mit einschließt. Dabei wurde der Entrainmentprozeß berücksichtigt. Über die Abschätzung der Niederschlagsmasse, welche den Erdboden erreicht, ließ sich die Wolkenmasse ableiten, die nach Auflösung der Wolken in der Atmosphäre verbleibt und dort als Feuchtequelle dient. Darüber hinaus wurde der vertikale Massenfluß und die damit einhergehende Änderung des Horizontalwindes grob analysiert.

Stark konvektive Wolken zeichnen sich durch eine rasche Entwicklung aus, bei der große Massen an Wasser und Eis gebildet werden, die sich im Lauf der Lebensdauer horizontal und vertikal umverteilen und schließlich als Niederschlag den Erdboden erreichen können. Im Gegensatz zu in-situ Messungen, die nur sporadisch und mit großem Aufwand durchgeführt werden können, bieten sich Radarmessungen an, welche die komplexe zeitliche und räumliche Verteilung der Kondensatmasse solcher Wolken in großer zeitlicher und räumlicher Auflösung erfassen können. Die Radardaten liegen dann in Form von Radarreflektivitäten vor, aus denen die Wasser- und Eismasse abzuleiten ist. Dieser Aufgabe widmete sich diese Arbeit schwerpunktmäßig. In der Literatur gibt es nur sehr wenige Beziehungen zwischen der Radarreflektivität Z und dem Wassergehalt W , welche meistens nur für eine bestimmte Art von Hydrometeoren gültig sind. Da diese zur Anwendung auf Radardaten, die Reflektivitäten aus einem ausgedehnten Volumen von Gewitterwolken mit einer Mischung verschiedener Hydrometeorotypen liefern, ungeeignet sind, wurden neue Z/W -Beziehungen aufgestellt. Dazu wurden in dieser Arbeit die Massen unterschiedlicher Hydrometeorarten mit dem dreidimensionalen wolkenauflösenden numerischen Modell KAMM2 (Karlsruher Atmosphärisches Mesoskaliges Mo-

dell) berechnet. Das Modell enthält eine Zwei-Variablen-Parametrisierung, welche neben der Massendichte auch die Anzahldichte von 5 verschiedenen Hydrometeorotypen (Wolkentropfen, Wolkeneis, Schnee, Graupel und Regen) berechnet. Dieses sogenannte Zwei-Momenten-Schema ermöglicht auch die Berechnung von Radarreflektivitätswerten. Die Modelldaten haben im Gegensatz zu Flugzeug-gestützten Meßwerten den Vorteil, daß sie innerhalb der gesamten Gewitterzelle und für alle Entwicklungsstadien der Zelle zur Verfügung stehen.

Insgesamt wurden 30 konvektive Zellen mit KAMM2 simuliert, wobei das Modell mit Radiosondendaten konvektiver Ereignisse Südwestdeutschlands initialisiert wurde. Mit den numerisch berechneten Wasser- und Eisgehalten und Radarreflektivitäten wurden im nächsten Schritt Z/W-Beziehungen für die verschiedenen konvektiven Zellen aufgestellt. Dazu wurde jede der Gewitterzellen in 3 Bereiche unterteilt: Ein Bereich ist die Zone, in der alle 5 Hydrometeorotypen gleichzeitig vorkommen, die sogenannte Mischregion. Sie wird an ihrem Unterrand durch die 0° -Grenze begrenzt. Daran schließt sich unterhalb die Schmelzschicht mit einer Dicke von 1000 m an, gefolgt von einer Region, in der fast ausschließlich Regentropfen anzutreffen sind. Getrennt für jede Gewitterzelle wurden Z/W-Beziehungen für die Misch- und die Regenregion abgeleitet. Nach räumlicher und zeitlicher Mittelung liegen als Ergebnis zu jeder Simulation zwei individuelle Z/W-Beziehungen vor, eine gültig für die Misch- und eine für die Regenregion. Die individuellen Z/W-Beziehungen zu den 30 Simulationen wurden schließlich zusammengefaßt, woraus sich letzten Endes zwei verallgemeinerte Z/W-Beziehungen, ebenfalls eine für die Misch- und eine für die Regenregion, ergeben. Sie sind aufgrund der zu den Modellrechnungen vorgegebenen Umgebungsbedingungen in Gewittern über Südwestdeutschland gültig, welche sich in Warmluftmassen entwickeln. Innerhalb der Schmelzschicht wurde ein allmählicher Übergang zwischen beiden Z/W-Beziehungen konstruiert. Mit den Z/W-Beziehungen kann die Masse der Niederschlagsteilchen in konvektiven Wolken abgeschätzt werden. Die Masse kleiner Wolkentröpfchen wird dabei nicht erfaßt, da diese für ein C-Band Radar nicht sichtbar sind.

Da die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen ein zeitliches und räumliches Mittel darstellen und außerdem die Hydrometeorereigenschaften von 30 verschiedenen Gewitterwolken berücksichtigen, kann es zu erheblichen Fehleinschätzungen der Masse kommen, wenn man mit ihnen den Wassergehalt an einer bestimmten Stelle einer Gewitterwolke zu einem bestimmten Zeitpunkt berechnet. Um diese Variabilität abzuschätzen, wurde der Flüssigwasser-/Eisgehalt an jedem Gitterpunkt der 30 modellierten Gewitterzellen

mit den verallgemeinerten Z/W-Beziehungen berechnet und mit den numerisch errechneten Wassergehalten verglichen. Das Ergebnis ist, daß der Wassergehalt, der an einem einzelnen Gitterpunkt anzutreffen ist, in der Mischregion im Mittel auf 36% und in der Regenregion auf 47% genau bestimmt werden kann, wenn die verallgemeinerten Z/W-Beziehungen verwendet werden. Die Gesamtmasse einer Gewitterwolke während der Reifephase läßt sich wesentlich genauer abschätzen, nämlich mit dem mittleren relativen Fehler von 12%.

Zu den genannten Fehlern kommen bei der Anwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen auf Radardaten noch Unsicherheiten hinzu, falls die Hydrometeoreigenschaften, die mit KAMM2 simuliert werden, mit denen realer Gewitter nicht ganz übereinstimmen. Um die Allgemeingültigkeit der Z/W-Beziehungen zu prüfen, wurde eine davon unabhängige Methode der Massenabschätzung entwickelt. Es handelt sich dabei um ein eindimensionales Plume-Modell zur Abschätzung der Kondensatmasse (des Wolkenwassers) in konvektiven Wolken. Eine der Grenzschicht entstammende Luftmasse wird gedanklich adiabatisch gehoben, wobei seitliches Entrainment berücksichtigt wird. Temperatur und Feuchte der beteiligten Luftmassen werden über Radiosondendaten vorgegeben. Das Ergebnis der Entrainmentrechnung ist zunächst die Kondensatmassendichte als Funktion der Höhe, bis zu der die entsprechende Luft gehoben wird. Unter Auswertung des mit dem Radar beobachteten Volumens konvektiver Zellen läßt sich deren Gesamtvolkenwasser abschätzen. Im Gegensatz zu der Masse, die sich mit den Z/W-Beziehungen anhand der Reflektivitäten berechnen läßt, schließt das Wolkenwasser die Masse der Wolkentropfen ein, und Massenverluste durch ausfallenden Niederschlag bleiben unberücksichtigt.

Das Wolkenwasser von 12 beobachteten Gewittern zum Zeitpunkt der maximalen Zellentwicklung wurde mit der entsprechenden, aus den Reflektivitäten berechneten Wolkengesamtmasse verglichen. Zu letzterer wurde die mit einer Z/R-Beziehung abgeschätzten Masse des zur Reifephase bereits ausgefallenen Niederschlags addiert. Außerdem wurde der Anteil der mit dem verwendeten C-Band Radar nicht detektierbaren Wolkentropfen anhand der KAMM2-Rechnungen abgeschätzt und berücksichtigt. In 9 der 12 Einzelfälle weichen die verglichenen Massen um höchstens 20% voneinander ab. Die übrigen 3 Fälle mit größeren Differenzen haben die Gemeinsamkeit, daß der Amboß der Gewitterwolken durch starke Höhenwinde ausgebreitet worden war. Solche Gegebenheiten finden im Plume-Modell zur Berechnung des Wolkenwassers keine Berücksichtigung. Weitere Auswertungen zeigten, daß der typische Massenmindestumsatz (maximale Kondensat-

masse zuzüglich des zu dieser Zeit bereits ausgefallenen Niederschlags) in Gewittern über Südwestdeutschland zwischen 10^6 und 10^7 Tonnen schwankt. Davon erreichen etwa 40% in Form von Niederschlag den Erdboden, während der Rest in der Atmosphäre zurückbleibt und dort als Feuchtequelle dient.

Die Ergebnisse des Plume-Modells, insbesondere die höhenabhängige Entrainmentrate, wurden exemplarisch für den 5.8.03 eingehender ausgewertet. Damit konnten Angaben gemacht werden, aus welchen Höhenschichten die Luft in bestimmten Höhengiveaus der Wolke stammte. In 10 km Höhe beispielsweise machte der Anteil der Grenzschichtluft, mit welcher die Gewitterwolke nach Modellvorgabe gespeist wurde, nur noch 14% der Masse aus. Die auf diese Art bestimmbareren Massenverlagerungen lassen sich nutzen, um den Einfluß der konvektiven Wolke auf das Vertikalprofil verschiedener Variabler wie z.B. der Konzentration einer chemischen Substanz abzuschätzen. Unter der Annahme, daß der Horizontalimpuls aller an der Konvektion beteiligten Luftpakete zunächst erhalten bleibt und erst während der Zerfallsphase an die Umgebung abgegeben wird, wurde der Einfluß der Konvektion auf das Horizontalwindprofil der Umgebung berechnet.

Zuletzt wurden die Daten der Radar-gemessenen Radialgeschwindigkeiten einiger Einzelfälle ausgewertet, um daraus auf zweidimensionale Windfelder in vertikalen Schnittebenen durch die Gewitter zu schließen. Zur Konstruktion dieser Windfelder wurden bekannte konzeptionelle Modelle der Strömung in Gewittersystemen herangezogen. Das Ergebnis einer entsprechenden Fallstudie zu einem großen Hagelgewitter am 20.6.02 ergab, daß der vertikale Massenfluß der Luft in 4 km Höhe kurz vor der Reifephase bei 10^9 kg/s lag.

8.2. Diskussion und Ausblick

In jedem Atmosphärenmodell müssen subskalige Prozesse, die mit der gewählten Auflösung des Modells nicht explizit gerechnet werden können, parametrisiert werden. Dazu gehört im Falle der Wettervorhersage auch heute noch die hochreichende Konvektion. Deren Parametrisierung muß angeben, um welche Beträge sich die skaligen Variablen wie Temperatur, Feuchte oder Impuls ändern, während es im Modellgebiet zu Konvektion kommt. Um eine gute Konvektionsparametrisierung entwickeln zu können, muß man die entsprechenden Prozesse in realen Gewittern anhand einiger Beispiele quantifiziert haben. Diese Arbeit soll einen kleinen Beitrag dazu leisten. So wurde eine Methode entwickelt, mit der sich durch die Auswertung von Radardaten der Anteil der kondensierten

Wolkenmasse abschätzen läßt, der auch nach Auflösung einer Gewitterzelle in höheren Atmosphärenschichten zurückbleibt. Außerdem wurden die Änderungen des Horizontalwindprofils im Umfeld eines Gewitters mit einem eindimensionalen Plume-Modell berechnet. Der vertikale Massenfluß der Luft in einem anderen Gewitter konnte durch die Auswertung gemessener Radialgeschwindigkeiten abgeschätzt werden.

Das wichtigste Handwerkszeug dieser Arbeit sind Beziehungen zwischen der Radarreflektivität und der Kondensatmasse (Flüssigwasser und Eis), gültig für hochreichende Konvektion. Sie wurden mit Hilfe der Daten eines wolkenauflösenden numerischen Modells aufgestellt. Diese Methode führt zu Z/W-Beziehungen, die unter den getroffenen Annahmen gültig sind. Sie sind die beste momentan verfügbare Wahl, da das verwendete Modell die an der Niederschlagsbildung beteiligten mikrophysikalischen Prozesse nach neuestem Wissensstand behandelt und da Flugzeugmessungen innerhalb von Gewitterwolken im benötigten Umfang nicht möglich wären. Die Unsicherheiten bei der Anwendung der Beziehungen, die sich aufgrund von Fall zu Fall unterschiedlicher Hydrometeoreigenschaften ergeben, wurden behandelt. Eine andere Unsicherheit resultiert daraus, daß das zur Aufstellung der Z/W-Beziehungen verwendete Modell möglicherweise andere Hydrometeor Massen und ihre räumlich-zeitliche Verteilung berechnet, als in realen Gewittern anzutreffen sind. An dieser Stelle könnte noch vertiefende Forschung betrieben werden. Interessant wäre es zu testen, soweit das möglich ist, wie gut KAMM2 die Phase und das Größenspektrum der Hydrometeore in konvektiven Wolken simuliert. Mit entsprechenden Ergebnissen könnte besser beurteilt werden, wie gut die in dieser Arbeit aufgestellten Z/W-Beziehungen für die Berechnung von Wassergehalten in Gewitterwolken der mittleren Breiten geeignet sind. Leider wäre so eine Überprüfung nur mit großem Aufwand möglich, was im einzelnen bedeutet, daß man um In-situ-Messungen nicht herum käme. Flüge durch hochreichende Konvektion sind nur eingeschränkt möglich und nicht ungefährlich. Die zeitgleiche Vermessung aller Wolkenbereiche ist unmöglich. Zumindest im Randbereich, unterhalb der Wolkenbasis oder im Amboßbereich könnte man Messungen von Hydrometeorgrößenspektren durchführen, wie es in der Vergangenheit, meist in den USA, bereits getan wurde. Einige Beispiele wurden in Abschnitt 2.3.1 genannt. Dann könnte man die entsprechenden Einzelfälle simulieren und die modellierten Hydrometeorcharakteristika mit den gemessenen Daten vergleichen. Natürlich müßte man darauf achten, daß man Daten aus derselben Höhe, derselben Entfernung zum Zellkern und desselben Zell-Entwicklungsstadiums heranzieht. Ähnliche Vergleiche zwischen Simulationen und Flugzeugmessungen führten Vaillancourt et al. (2003) durch, um

ein Mischwolkenchema zu validieren. Allerdings handelte es sich um winterliche strati-forme Systeme auf der synoptischen Skala.

Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung der Z/W-Beziehungen wäre, ein anderes Wolkenmodell, z.B. ein spektrales Modell, zur Simulation der Gewitter zu verwenden. Man könnte dieses Alternativmodell mit denselben Umgebungsbedingungen starten wie KAMM2 und die entstehenden Hydrometeore beider Modelle miteinander vergleichen.

Statt der Anwendung der verallgemeinerten Z/W-Beziehungen auf alle konvektiven Zellen könnte man deren mesoskaligen Organisationsgrad berücksichtigen. Eine Unterteilung der 30 Simulationen in Einzel- Multi- und Superzellen hat gezeigt, daß die Z/W-Beziehung für die Regenregion vom Organisationsgrad unabhängig zu sein scheint, während sich die Z/W-Beziehung der Mischregion bei Superzellen von der entsprechenden Beziehung für Gewitter niedrigeren Organisationsgrades etwas unterscheidet. Der Grund ist, daß die Hydrometeore in Superzellen länger in der Schwebelage gehalten werden und sich daher größere Graupelpartikel entwickeln können. Bei gleichen Wassergehalten resultieren dadurch im Durchschnitt etwas höhere Reflektivitäten.

Die neue Methode der Massenabschätzung in Gewitterwolken ermöglicht Aussagen darüber, wieviel Kondensatmasse nach einem konvektiven Ereignis in höheren Atmosphärenschichten zurückbleibt und dort als Feuchtequelle dient. Neben dieser integralen Aussage könnten die Massenangaben auch bei der Abschätzung konvektiver Transporte helfen. Man könnte hochreichende Konvektionszellen mit wolkenauflösenden Modellen so simulieren, daß deren Kondensatmasse den für Südwestdeutschland typischen Werten zwischen 10^6 und 10^7 Tonnen entspricht und daß ihre Lebensdauer, Größe und Form ebenfalls durch Beobachtungen bestätigt wird. Dann könnte man konvektive Transporte von Wärme, Feuchtigkeit und Impuls, ähnlich wie es Schlesinger (1994, 1999) getan hat, aus den Modelldaten bestimmen.

Die Methode zur Konstruktion zweidimensionaler Windfelder aus Radialgeschwindigkeiten und Reflektivitäten könnte mit Hilfe der Daten einer numerisch berechneten Gewitterzelle überprüft werden. Dazu müßte man neben dem dreidimensionalen Windfeld die Radialkomponenten berechnen, die ein Radar an vorgegebener Position innerhalb des Modellgebiets gesehen hätte. Ein Anwender könnte die Radialkomponenten des Windes, wie in dieser Arbeit geschehen, auswerten, ohne das komplette Windfeld zu kennen. Anschließend könnte man das Ergebnis mit den bekannten Geschwindigkeiten vergleichen.

Anhang A. Massenbudgets und Radarbildserien

Im Folgenden wird zu allen Gewitterzellen aus Tab. 5.2 ein Massenbudget dargestellt (wie Abb. 5.6) und die Zellentwicklung kurz beschrieben (ausgenommen der Einzelfall des 5.8.03, welcher in Kapitel 3 bis 6 besprochen wurde). Die Reihung der Ergebnisse erfolgt wie in Tab. 5.2 nach der Wolkenmasse. Außerdem werden Radarbilder gezeigt.

1. Gewitterzelle vom 5.8.03

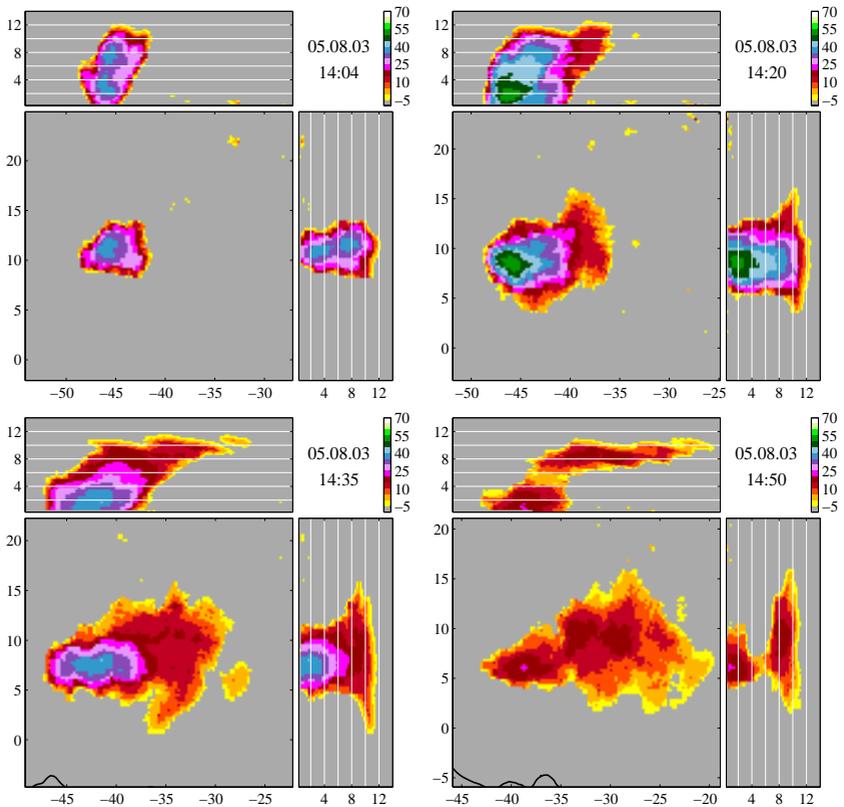


Abbildung A.1.: MAXCAPPs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 5.8.03

2. Gewitterzelle vom 30.7.02

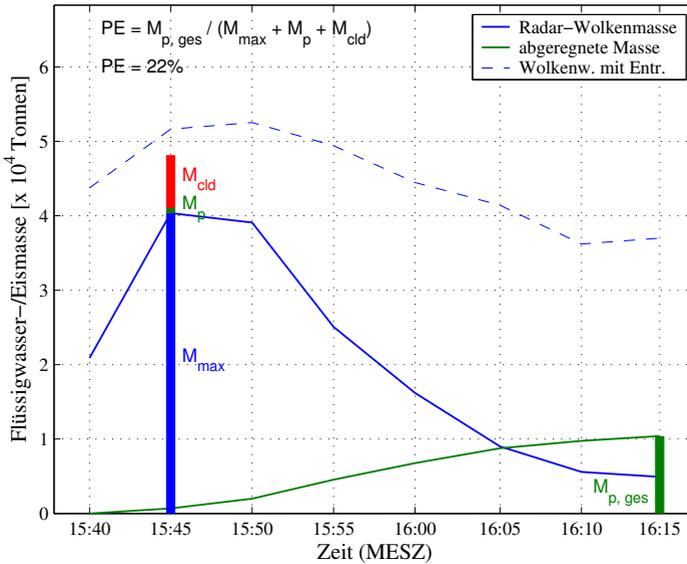


Abbildung A.2.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 30.7.02.

Am 30.7.02 lag Deutschland zwischen einem Hochdruckgebiet über Skandinavien und tiefem Druck über Frankreich in einer schwachen südöstlichen Strömung, mit der subtropische Warmluft herangeführt wurde. Zunächst konnte die Sonne ungehindert einstrahlen und die Luft auf bis zu 34°C (Mannheim) erwärmen. Ab 15:30 MESZ entwickelten sich zwischen Odenwald und Pfälzerwald die ersten Gewitterzellen, aus denen sich durch Tochterzellwachstum ein umfangreiches Gebiet mit Multizellen entwickelte. Die größten Zellen waren etwa 13 km hoch und erreichten im Kern über 60 dBZ, womit sie der Simulation zu jenem Ereignis (Abb. 3.10) ähnlich waren. Da sich die großen Zellen alle in einem Multizellenkomplex befanden, konnte zu keiner von ihnen ein Massenbudget erstellt werden. Selbst die ausgewählte sehr kleine Zelle hatte eine Mutterzelle, deren Reste um 15:40 MESZ nordwestlich der neu entstehenden Zelle zu erkennen sind. Sie erreichte nur etwa 8 km Höhe und knapp über 40 dBZ. Der komplette, im Radar sichtbare Lebenszyklus spielte sich zwischen 15:35 (wegen der Mutterzelle nicht mit ausgewertet) und 16:15 MESZ, also innerhalb von 40 Minuten ab.

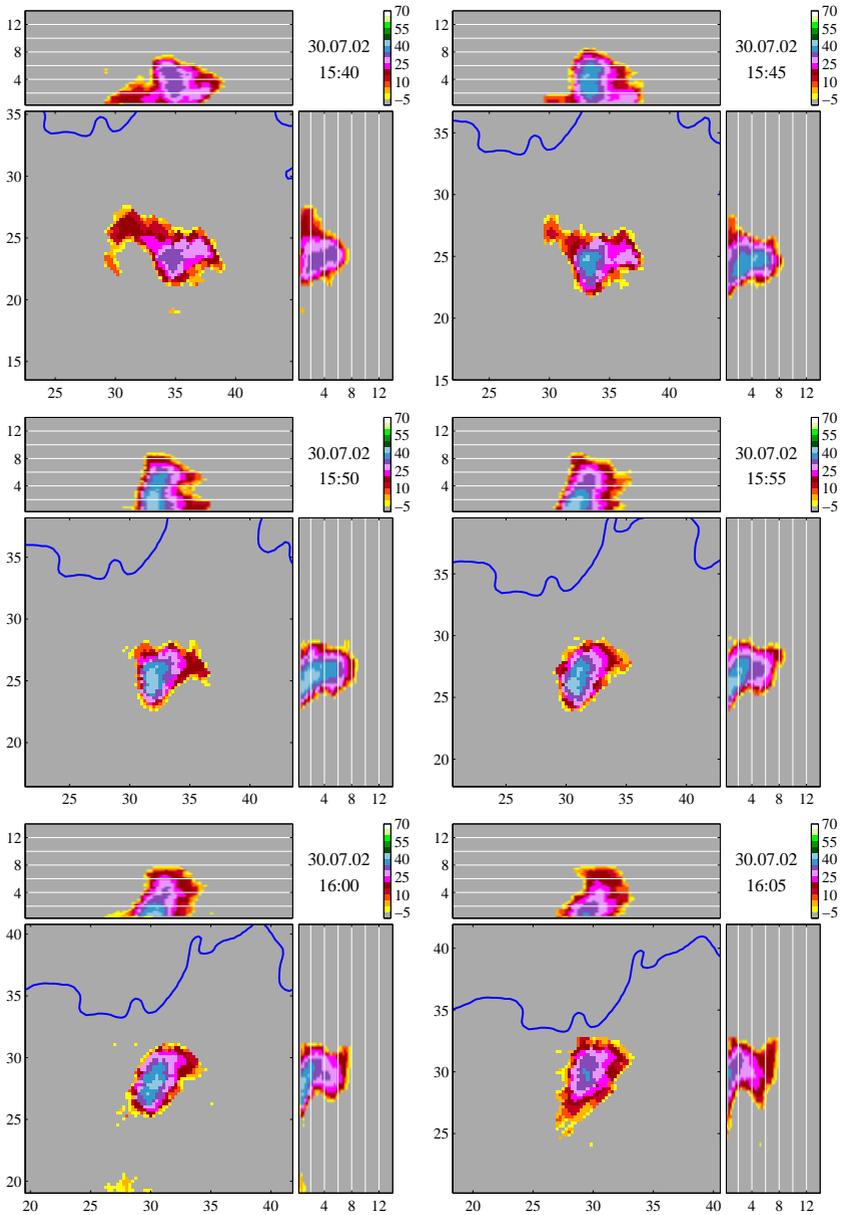


Abbildung A.3.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 30.07.02

3. Gewitterzelle vom 31.7.02

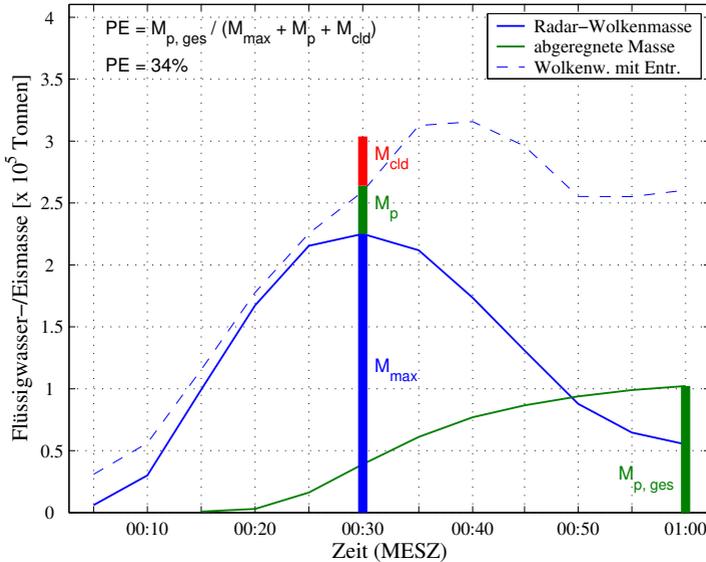


Abbildung A.4.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 31.7.02.

Nachdem die letzten Gewitterzellen des 2. Seiten vorher beschriebenen Multizellenkomplexes vom 30.7.02 gegen 19 MESZ abgestorben waren, blieb die Gewitteraktivität über Südwestdeutschland dennoch erhalten. Den nötigen Antrieb während der Abend- und Nachtstunden lieferte ein schwacher Trog (500 hPa-Karte der Berliner Wetterkarte um 2 MESZ), der von Süden her durchschwenkte. Zwischen 19 und 22 MESZ entstanden neue Multizellen in der Gegend um Saarbrücken und ab 23:30 MESZ am Neckar nördlich von Heilbronn. Zur Auswertung eignete sich wiederum nur eine relativ kleine Zelle, die sich etwa 15 km südlich der anderen Zellen ab 0:05 MESZ, also bereits am 31.7.02, entwickelte. In den Radarbildern konnte sie etwa eine Stunde lang bei ihrer Verlagerung nach Norden verfolgt werden. Obwohl die Zelle die zweitkleinste der 12 untersuchten Zellen ist, hat sie mit 3.0×10^5 Tonnen einen 6 mal so hohen Mindestumsatz wie die Zelle des 30.7.02. Trotz ihres Durchmessers von kaum 5 km und der vergleichsweise geringen Höhe von 9 km erreichte sie Reflektivitäten von fast 60 dBZ. Ihre Niederschlagseffizienz lag bei 34%.

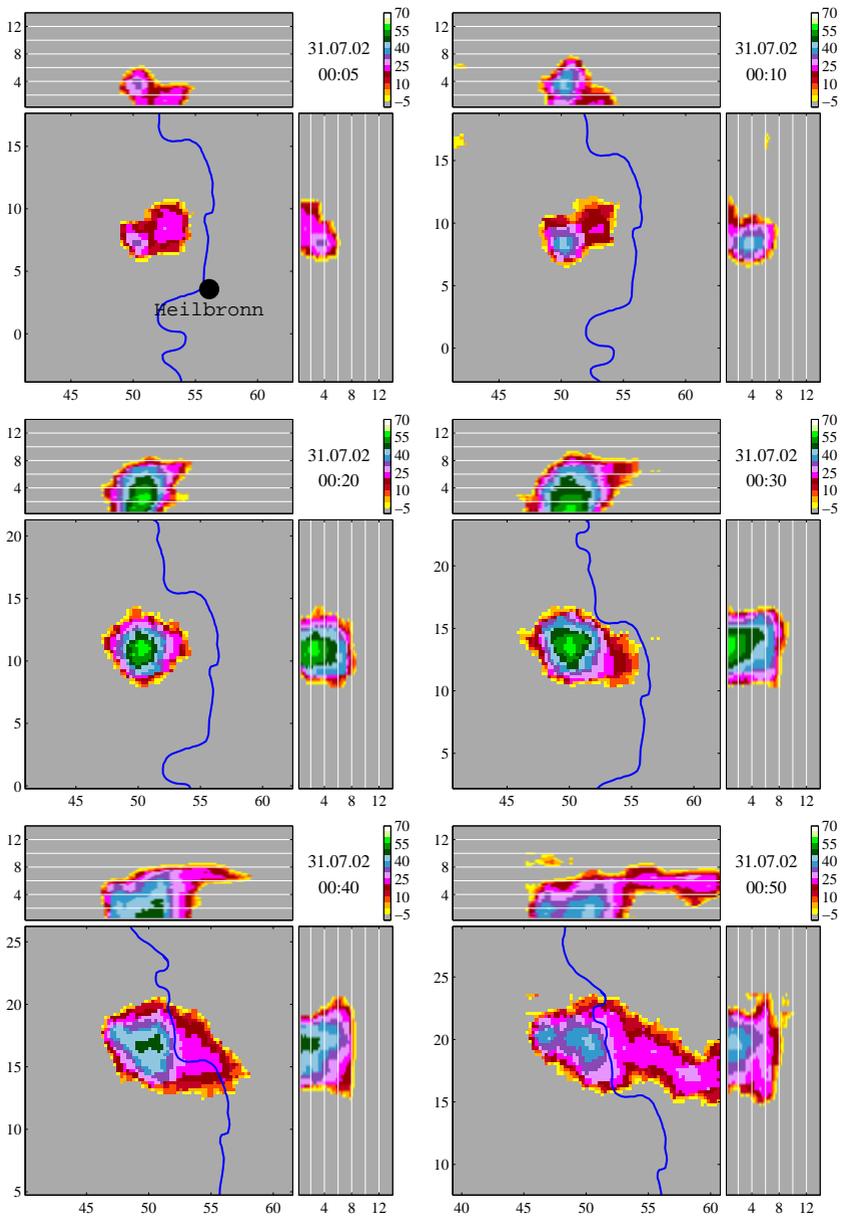


Abbildung A.5.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 31.7.02

4. Gewitterzelle vom 20.8.02

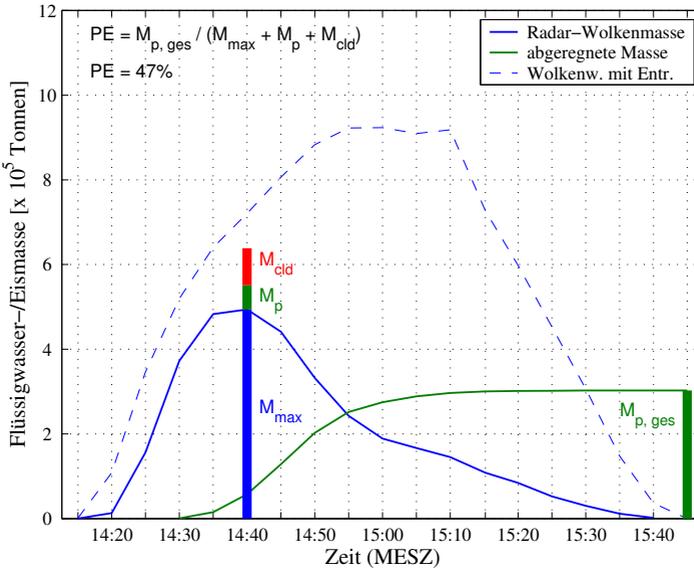


Abbildung A.6.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 20.8.02.

Am 20.8.02 lag einerseits ein sehr stabiles Hochdruckgebiet über der Ostsee, andererseits näherte sich von Frankreich her ein Tiefausläufer. Seine Wolken beendeten die Einstrahlung in Karlsruhe schon gegen 13 MESZ, weshalb nur 28°C erreicht wurden. Weiter nordöstlich konnte sich die Luft noch weiter erwärmen (Mannheim erreichte 31°C), so daß sich vor der frontalen Bewölkung über dem Odenwald gegen 15 MESZ eine Gewitterlinie formierte. Die ausgewertete Zelle war eine der ersten entstehenden Zellen und wurde nicht in die Gewitterlinie eingebunden. Daher konnte ihre komplette Entwicklung, unbeeinflusst von Tochterzellen, beobachtet werden. Ab 14:15 MESZ nahm die Zellmasse zu und erreichte um 14:45 MESZ ihr Maximum von 4.9×10^5 Tonnen. Zu dieser Zeit bestand die Zelle aus zwei eng benachbarten Zellkernen, war streng genommen also eine Multizelle. Dennoch fand keine weitere Entwicklung statt und bis 15:00 MESZ war der meiste Niederschlag aus der Zelle ausgefallen. In der anschließenden Zerfallsphase verlagerten sich die Reste des Zellkernes nach Norden, während der Amboß nach Osten driftete. Bis 15:45 war die gesamte für ein Radar sichtbare Masse verschwunden.

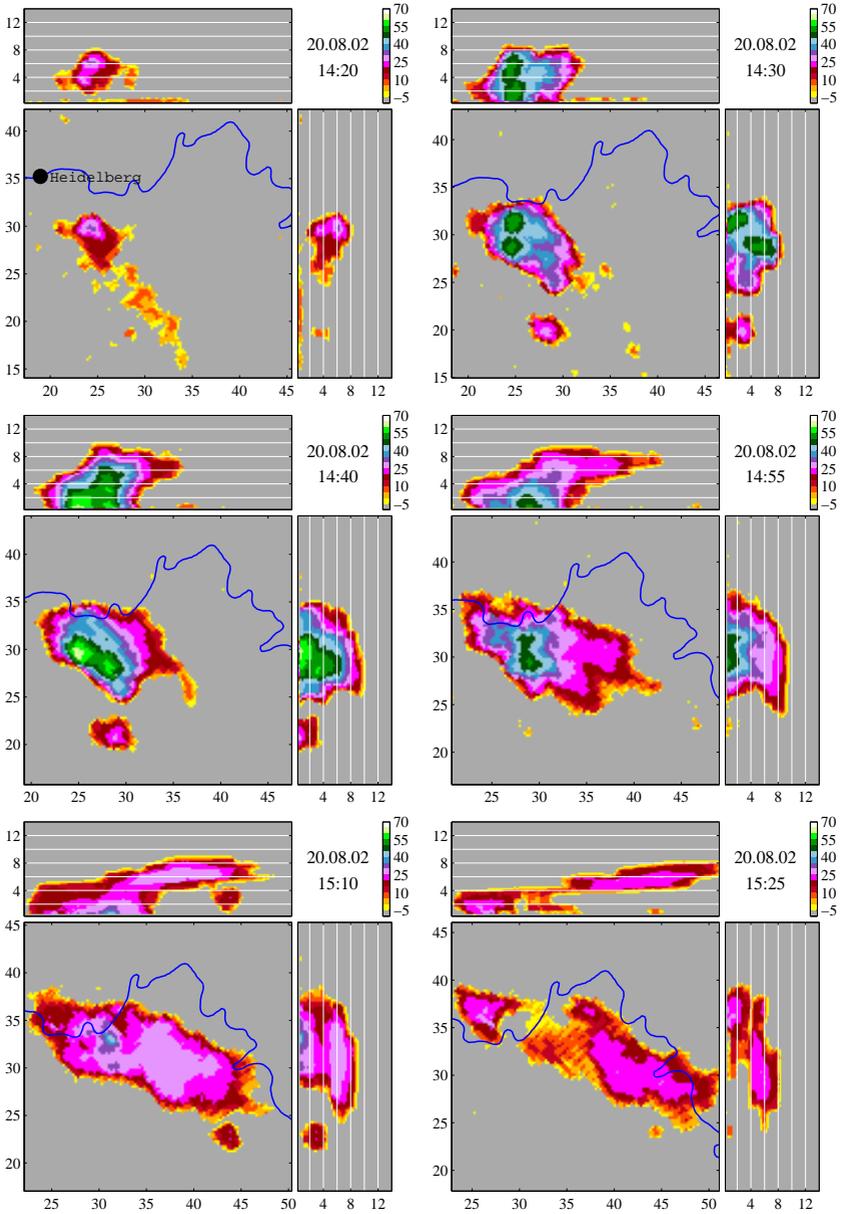


Abbildung A.7.: MAXCAPPi der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 20.08.02

5. Gewitterzelle vom 2.6.03

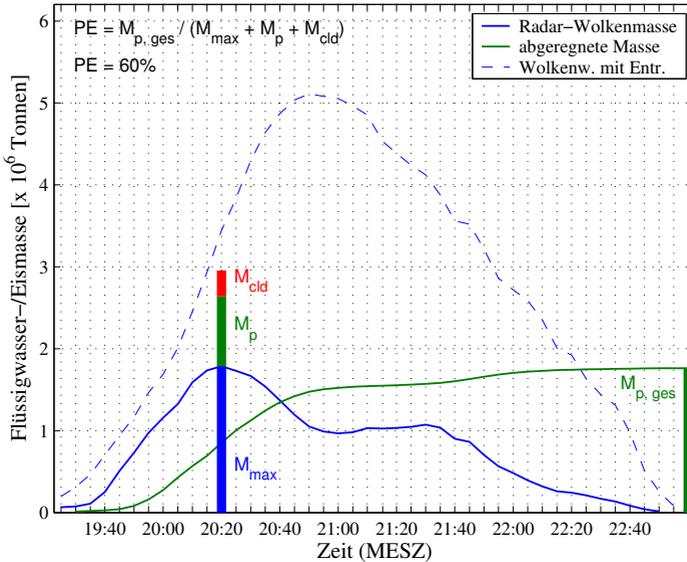


Abbildung A.8.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 2.6.03.

Zwischen einem sich langsam über Deutschland ostwärts verlagernden Keil und einem umfangreichen Trog über dem Ostatlantik gelangte am 2.6.03 subtropische Warmluft nach Deutschland. Am Oberrhein wurden bis zu 30°C erreicht (Mannheim, Colmar), ehe sich zwischen 13 und 17 MESZ über den Vogesen, dem Schwarzwald und am Ostrand des Pfälzerwaldes einige Multizellen mit teilweise über 65 dBZ Reflektivität bildeten. Nach einer 3-stündigen Pause entwickelte sich eine weitere, diesmal einzelne Zelle über dem Pfälzerwald, welche zwischen 19:30 und 23:00 MESZ beobachtet werden konnte. 50 Minuten nach ihrem Auftauchen erreichte sie ihr Massenmaximum und den Mindestumsatz von 3.0×10^6 Tonnen, womit sie zu den mittelgroßen Zellen gehört. Obwohl der aktive Zellkern um 21:00 MESZ verschwunden war, konnte der Amboß noch 2 weitere Stunden verfolgt werden, wobei seine Masse bis 21:30 MESZ sogar in etwa konstant blieb. Dieser Amboß war damit der langlebigste der 12 untersuchten Zellen, möglicherweise weil die Umgebungsluft in der mittleren Troposphäre nach den vorangegangenen Gewittern des Nachmittages bereits sehr feucht war.

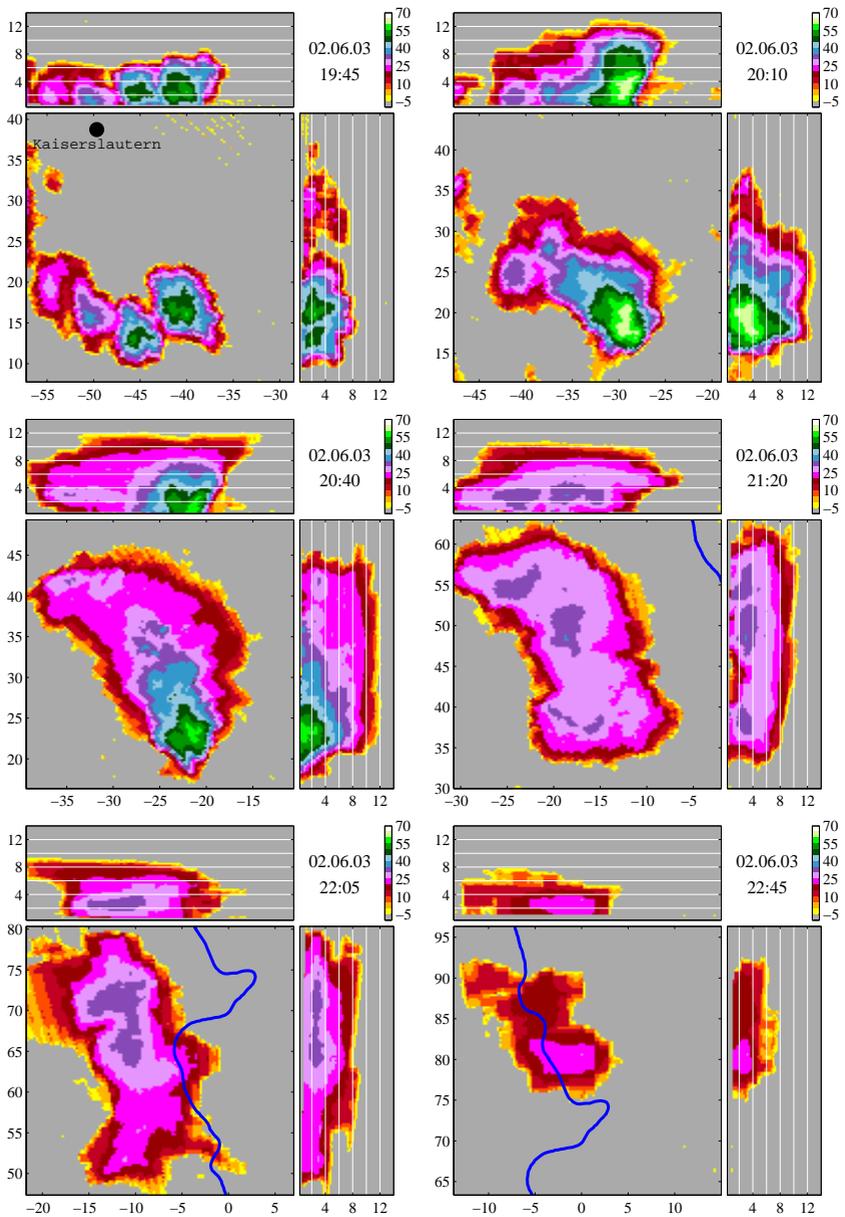


Abbildung A.9.: MAXCAPPi der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 2.6.03

6. Gewitterzelle vom 19.6.02

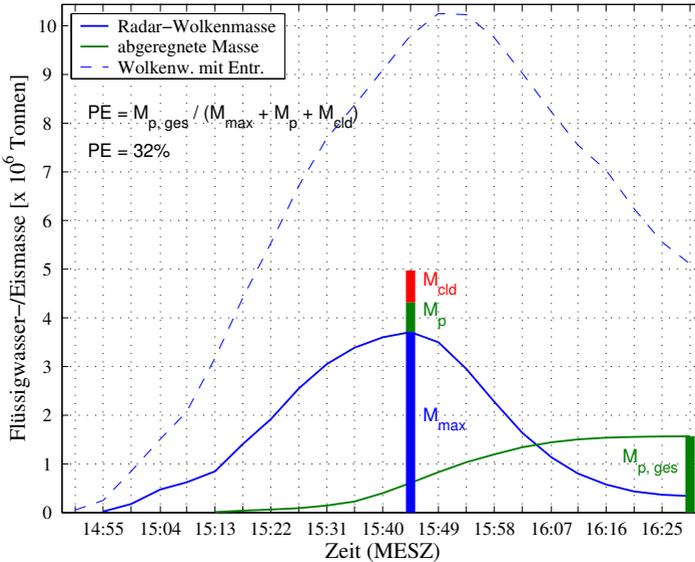


Abbildung A.10.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 19.6.02.

Nachdem am 18.6.02 unter dem Einfluß subtropischer Warmluft verbreitet über 35°C erreicht worden waren (Karlsruhe und Mannheim 37°C), drang in der Nacht zum 19.6.02 kühlere Meeresluft aus Nordwesten vor allem in tieferen Niveaus bis in die Mitte Deutschlands vor. Auch im Radargebiet wurde es am 19.6.02 nicht mehr so warm wie am Vortag (Karlsruhe erreichte noch 32°C und Mannheim 31°C). Dabei blies in den unteren Luftschichten Nordostwind mit bis zu 30 km/h (Radiosonde Freistett, 16:03 MESZ), begrenzt von einer Inversion in etwa 1100 m Höhe. Oberhalb drehte der Wind nach rechts, wehte ab etwa 5 km Höhe aus Südsüdwest und erreichte in 12 km Höhe 120 km/h. Die Inversion war der Grund, warum es am Nachmittag des 19.6.02 ausschließlich über dem Schwarzwald und den Vogesen zu Wärmegewittern kam. Zu Studienzwecken besonders geeignet war eine einzelne Zelle über dem Nordschwarzwald, beobachtet zwischen 15:00 und 16:30 MESZ. Aufgrund der starken vertikalen Scherung des horizontalen Windes erreichte ihr Amboß bei einem Zelldurchmesser von nur 10 km bereits zur Reifephase etwa 50 km und bis 16:25 MESZ knapp über 100 km Länge. Danach löste er sich auf.

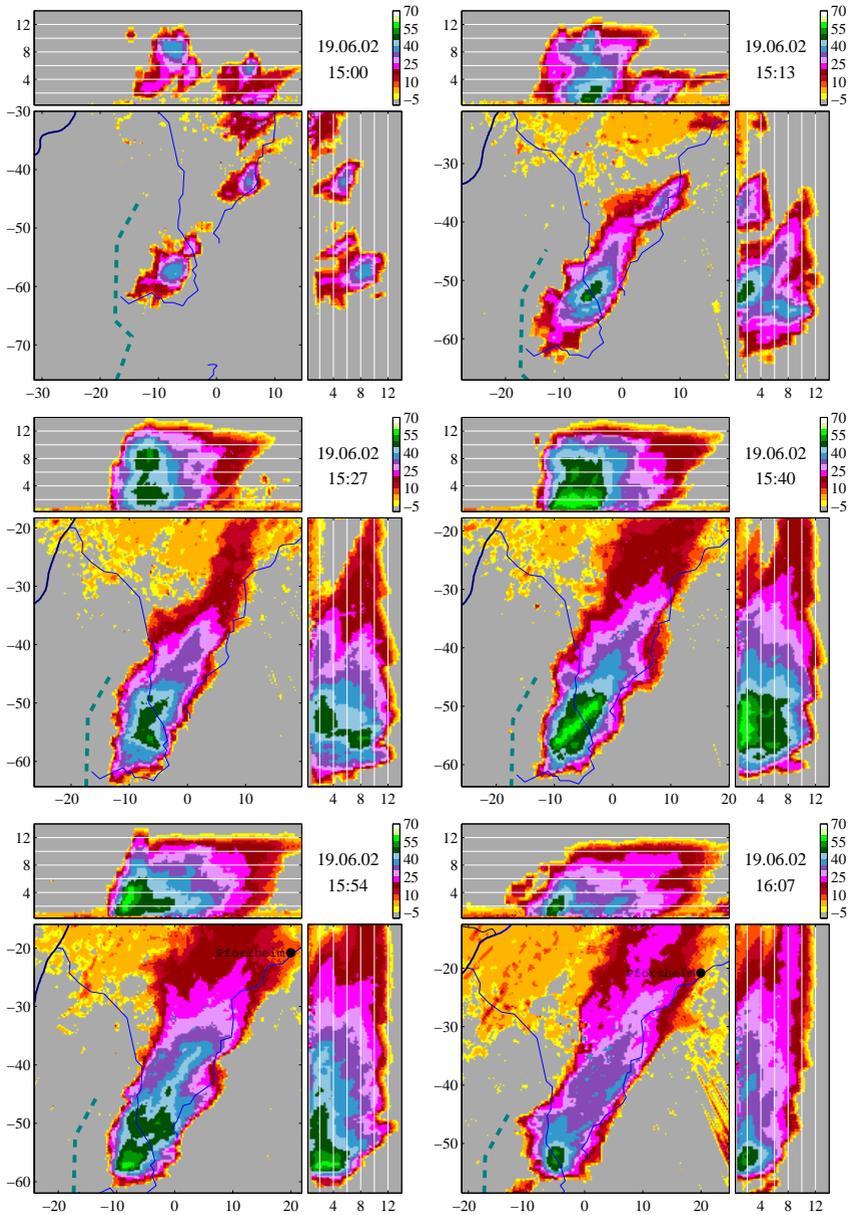


Abbildung A.11.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 19.6.02

7. Gewitterzelle vom 13.6.03

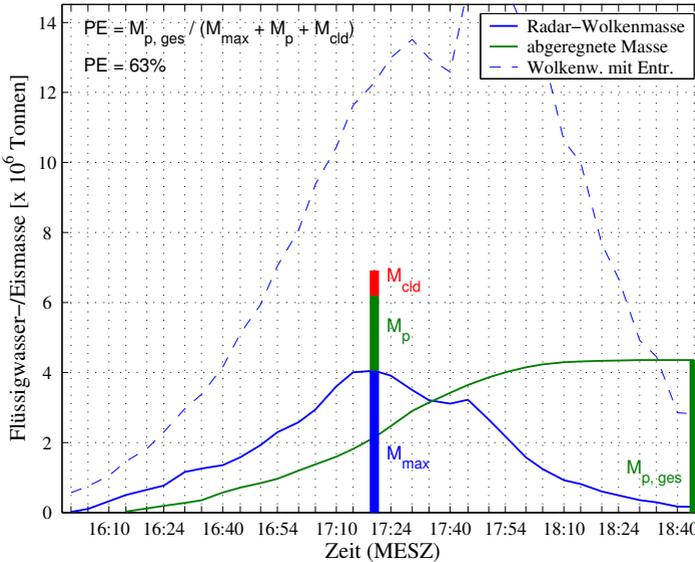


Abbildung A.12.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 13.6.03.

Am 12.6.03 wurde am Nordrand eines Hochdruckgebietes über den Alpen subtropische Warmluft in die Südhälfte Deutschlands geführt (Mannheim erreichte 35°C, Karlsruhe 36°C und Freiburg sogar 37°C). Bereits am Abend des 12.6.03 gab es im Bereich einer sich verstärkenden Luftmassengrenze verbreitet heftige Gewitter im Radargebiet. Mit leichter Südverlagerung der Luftmassengrenze spielte sich das Hauptgeschehen am 13.6.03 zunächst in der Südhälfte des Radargebietes ab. Dennoch entwickelte sich ab 16:00 MESZ bei Neustadt an der Weinstraße eine Gewitterzelle, die sich zunächst mit dem vorherrschenden Westwind nach Speyer verlagerte, um dann einen Kurs nach Südosten einzuschlagen. Diese Richtungsabweichung der Zellverlagerung von der allgemeinen Strömung und der deutlich über eine Stunde existierende intensive Zellkern deuten auf Superzeleigenschaften hin (siehe Abschnitt 2.2.3). Auch diese Zelle besaß wie schon die des 19.6.02 bereits während der Reifephase einen Amboß von annähernd 50 km Länge. Grund dürfte der starke Westwind der mittleren Troposphäre gewesen sein, der in 6 km Höhe bis zu 70 km/h erreichte (Radiosonde Stuttgart 14:00 MESZ).

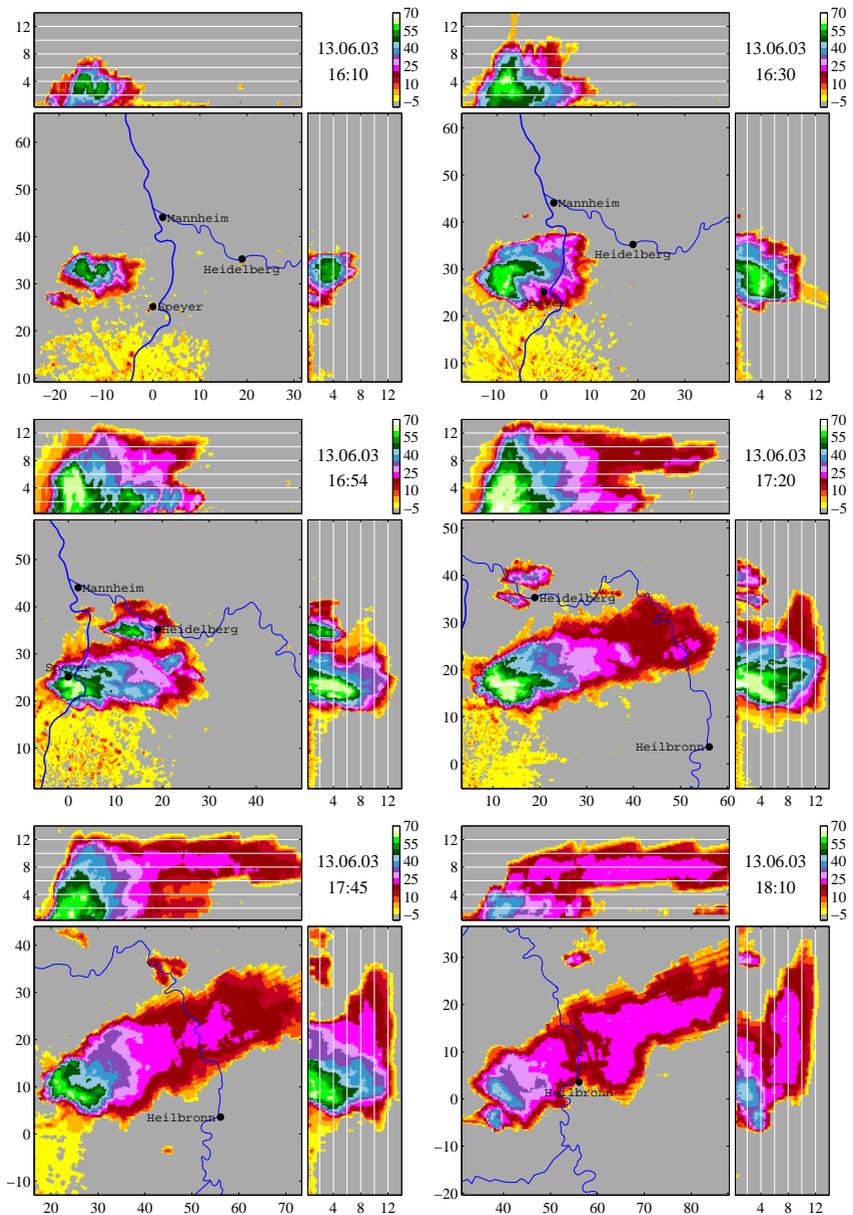


Abbildung A.13.: MAXCAPPi der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 13.06.03

8. Gewitterzelle vom 8.5.00

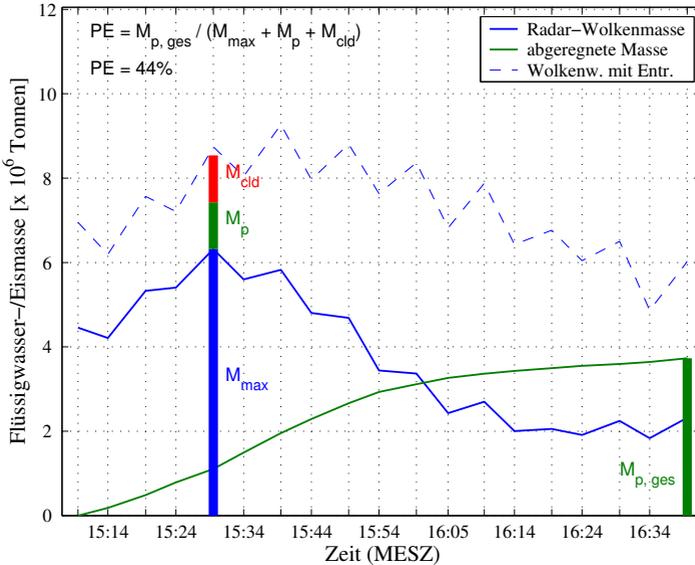


Abbildung A.14.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 8.5.00.

Während der gesamten ersten Maidekade des Jahres 2000 hielt sich hoher Luftdruck über der Nordsee und Skandinavien. Über Süddeutschland lagerte bei schwachen Druckgradienten labil geschichtete Warmluft mit Maximumtemperaturen über 25°C, in der es täglich zu Wärmegewittern kam. Am 8.5.00 war der Druckgradient besonders schwach, so daß die Windgeschwindigkeit bis in 9 km Höhe geringer als 15 km/h blieb (Radiosonde Stuttgart 14 MESZ). Entsprechend gering war die Verlagerungstendenz der über den Mittelgebirgen entstehenden Gewitter. Die untersuchte Zelle entstand südwestlich von Pirmasens über Frankreich und verlagerte sich mit nur etwa 10 km/h nach Norden. Obwohl bei schwachen Druckgradienten keine höheren mesoskaligen Organisationsformen wie Superzellen oder mesoskalige konvektive Systeme zu erwarten sind, erreichte die Zelle bei einem Kerndurchmesser von über 10 km den Mindestumsatz von 8.5×10^6 Tonnen. Ihr Amboß war mangels vertikaler Windscherung nur unwesentlich größer als der sich darunter befindende Zellkern. Die Zelle konnte erst ab 15:10 und nur bis 16:40 MESZ beobachtet werden, da in ihrer Umgebung einige andere Zellen entstanden.

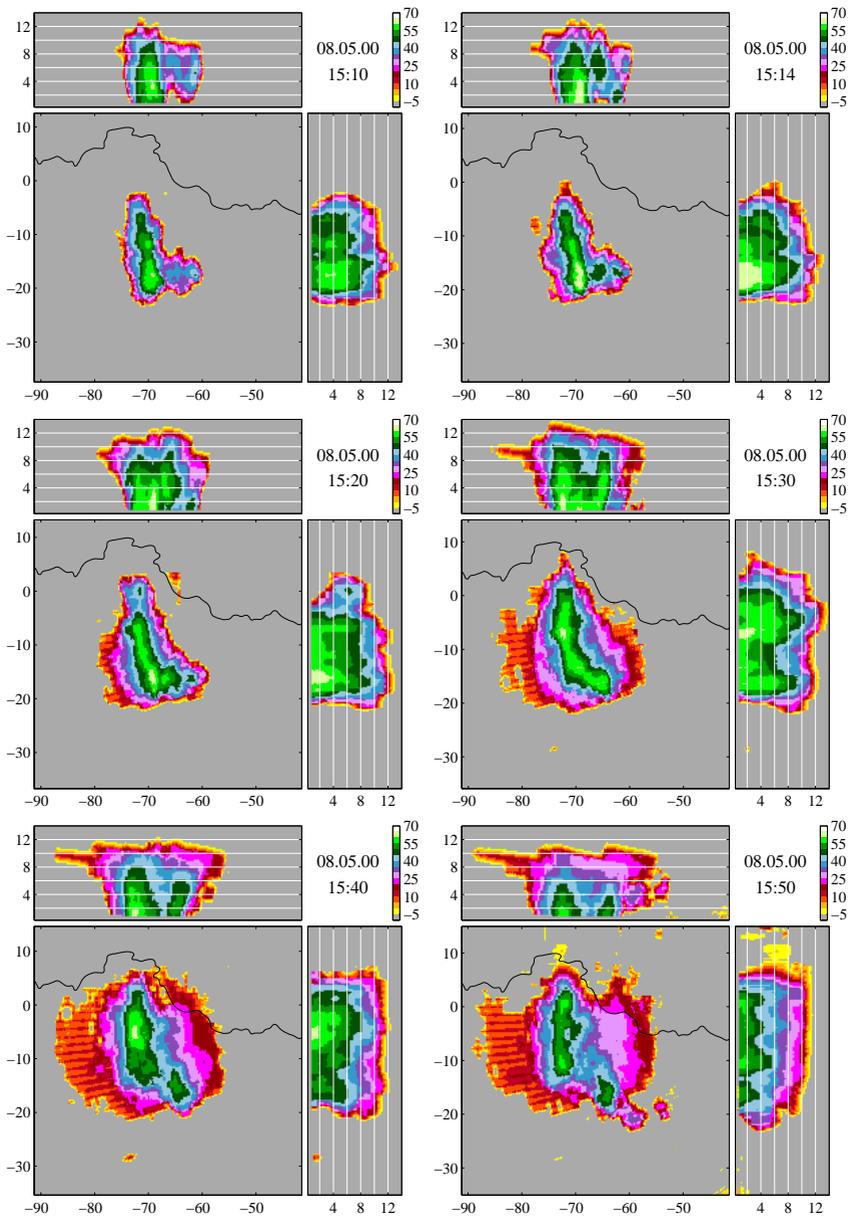


Abbildung A.15.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 8.5.00

9. Gewitterzelle vom 4.6.00

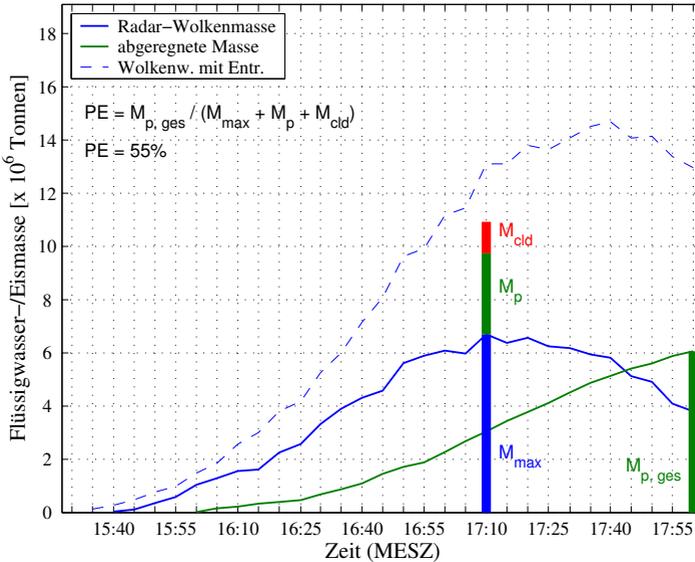


Abbildung A.16.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 4.6.00.

Am 4.6.00 bestimmte aus dem Südwesten eingeflossene subtropische Warmluft das Wetter der Südhälfte Deutschlands, wobei Temperaturen bis 30°C erreicht wurden. Auf der Vorderseite eines Trogens über Spanien und Frankreich war es nur bodennah schwachwindig (Radiosonde Stuttgart 14 MESZ). Zwischen 500 und 2500 m Höhe drehte der mit etwa 30 km/h wehende Wind von Süd auf West und hatte in der oberen Troposphäre sogar eine nordwestliche Komponente. Die untersuchte Gewitterzelle vom 4.6.00 war möglicherweise eine Superzelle, wie sie unter den beschriebenen Umgebungsbedingungen entstehen können. Dafür spricht, daß zwischen 14 und 15 MESZ bei Mannheim eine schwächere Zelle beobachtet wurde, die genau nach Osten zog. Im Gegensatz dazu wanderte die gegen 16 MESZ neuerlich bei Mannheim entstehende Zelle nach Ostnordost. Zwischen 16:30 und 18:00 MESZ besaß sie einen sehr kräftigen und sich kaum verändernden Kern mit über 60 dBZ und war mit dem Mindestumsatz von 1.1×10^7 Tonnen die viertgrößte der untersuchten Zellen. Nach 18:00 MESZ konnte sie nicht weiter verfolgt werden, da ihr Amboß das Radargebiet verließ.

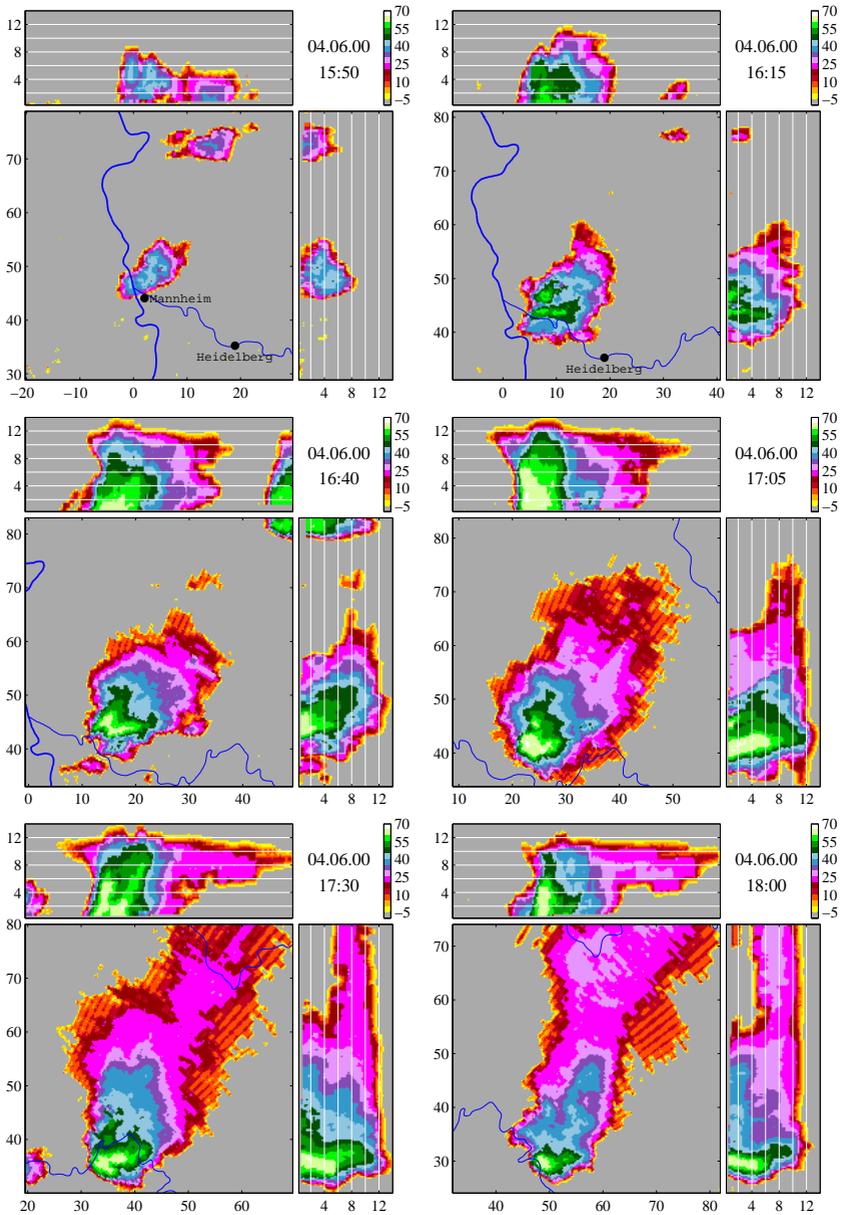


Abbildung A.17.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 4.6.00

10. Gewitterzelle vom 27.6.01

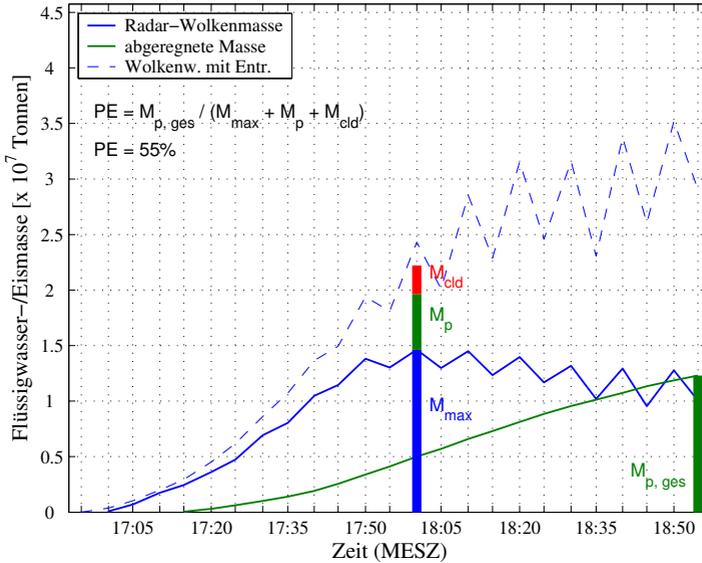


Abbildung A.18.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 27.6.01.

Am 27.6.01 näherte sich nachmittags von Frankreich kommend eine Kaltfront dem Rargebiet. Davor entstanden in subtropischer Warmluft (Mannheim erreichte 31°C) einige heftige Gewitter. Die untersuchte Zelle tauchte erstmals um 17 MESZ im Radarbild auf und erreichte schon 10 Minuten danach über 60 dBZ. Anschließend verlagerte sie sich vom Rand des Pfälzerwaldes nach Mannheim, während an ihren Flanken Tochterzellen entstanden (siehe Radarbild von 17:50). Da die ursprüngliche Zelle bis 18:20 MESZ abgestorben war, resultierte ein klassisches Zellsplitting mit langlebigem rechten Splitpartner. Der Wind war in den unteren 2000 m eher gering (Radiosonde Stuttgart 20 MESZ). Er kam oberhalb mit geringen Richtungsschwankungen aus 230° (Südwest) und steigerte seine Geschwindigkeit bis 5 km Höhe auf 40 km/h. KAMM2 simulierte unter Vorgabe eines Windprofils mit konstanter Richtung und starker Geschwindigkeitsscherung ein ähnliches Zellsplitting (Abb. 3.5 rechts unten). Das Massenbudget schließt sowohl die Mutterzelle, als auch die beiden Tochterzellen ein. Der Mindestumsatz des Systems war 2.2×10^7 Tonnen.

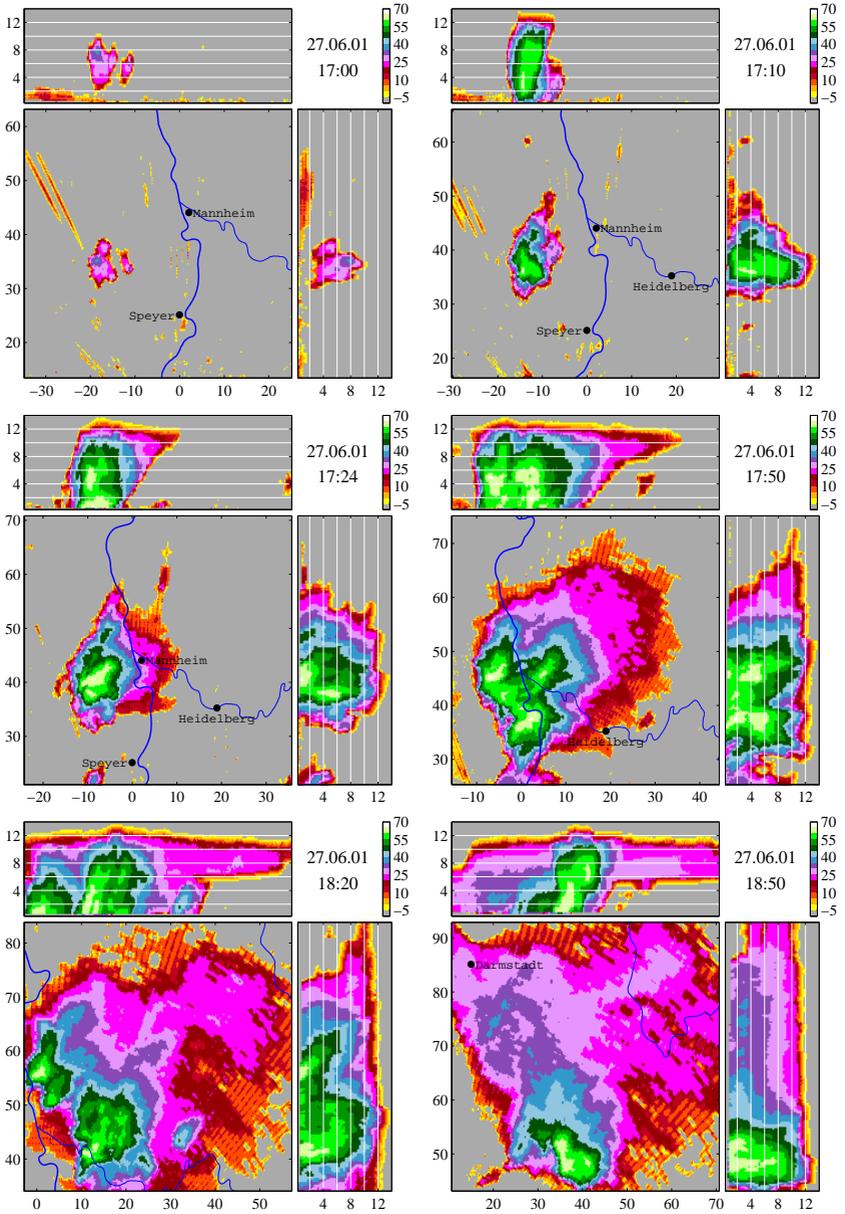


Abbildung A.19.: MAXCAPPIs der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 27.6.01

11.a Gewitterzelle vom 20.6.02

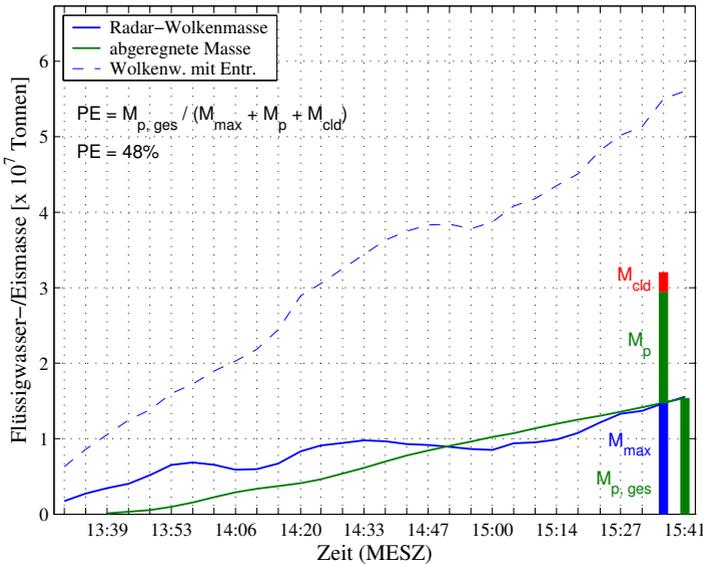


Abbildung A.20.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 20.6.02.

Am 20.6.02 wurde vor einer sich aus Westen nähernden Kaltfront verstärkt feuchte Warmluft herangeführt. Im zunächst noch wolkenfreien Gebiet vor der Front entwickelten sich ab 13 MESZ über dem Saarland und den Vogesen die ersten Gewitterzellen. Anschließend organisierten sie sich in einer Konvergenzlinie und durchwanderten das Radargebiet zwischen 13:30 und 17:30 MESZ. Die Auswertung der beiden größten Zellen bereitete mehrere Probleme. Im Falle der zweitgrößten Zelle (Abb. A.21 und A.20) mußte das mitbewegte Koordinatensystem so gewählt werden, daß sich vor 15:00 MESZ noch andere Zellen im untersuchten Ausschnitt befanden. Außerdem mußte die Auswertung um 15:41 MESZ beendet werden, da die größte der Zellen (Abb. A.23 und A.22) den Radarstandort einen Termin später erreichte. Damit gingen die Reflektivitäten aufgrund der Dämpfung um durchschnittlich 20 dB zurück. Der Mindestumsatz und die Niederschlagseffizienz sind aus den genannten Gründen nicht belastbar. Interessant ist die Aussage, daß die anhand der Reflektivitäten berechnete Masse M_{max} zum letzten beobachtbaren Termin 1.5×10^7 Tonnen erreicht hatte.

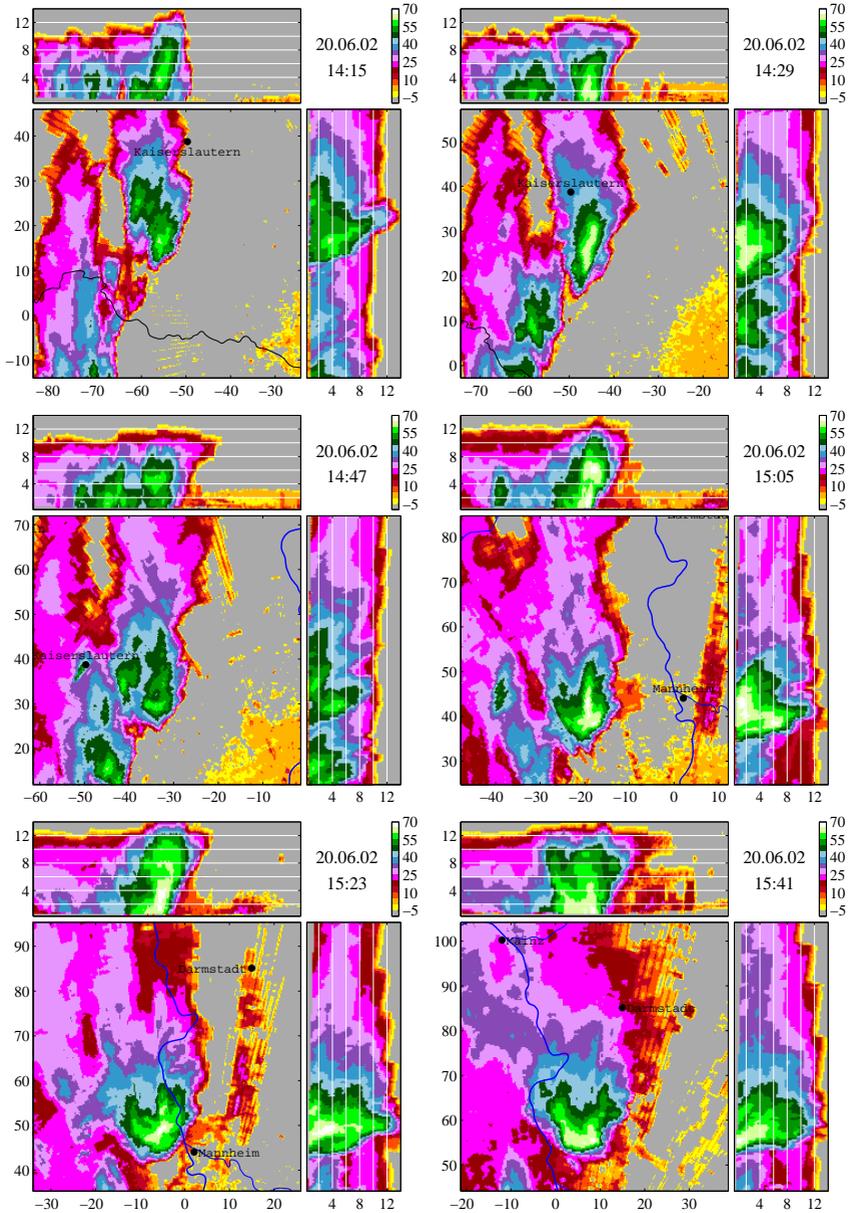


Abbildung A.21.: MAXCAPPi der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 20.06.02

11.b Gewitterzelle vom 20.6.02

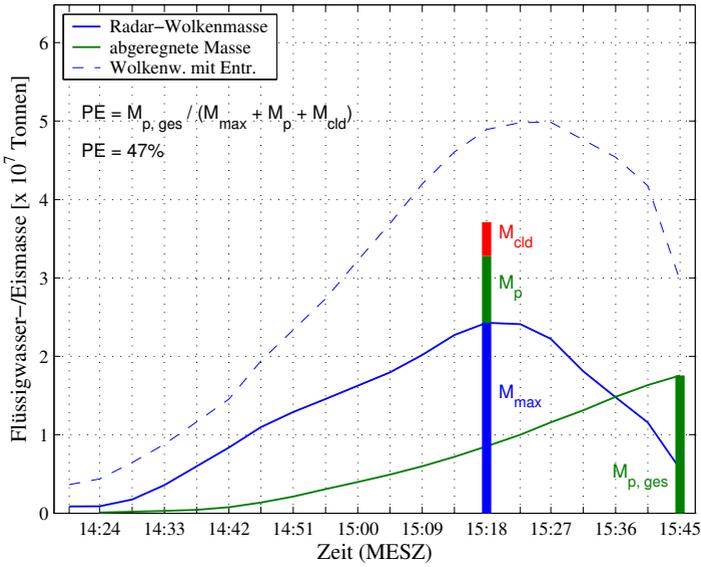


Abbildung A.22.: Massenbudget der konvektiven Zelle vom 20.6.02.

Abb. A.23 zeigt einige Radarbilder der größten untersuchten Zelle. Um 15:27 MESZ hatte das Gebiet mit über 60 dBZ eine West-Ost-Erstreckung von etwa 10 km und eine Nord-Süd-Erstreckung von fast 20 km. Die maximalen Reflektivitäten lagen um 15:32 MESZ über 70 dBZ. Passend dazu wurden in der Südpfalz und am Forschungszentrum Karlsruhe Hagelkörner mit Radien über 3 cm beobachtet. Während ihres Massenmaximums bewegte sich die Zelle genau auf den Radarstandort zu, was die Auswertung der Radialgeschwindigkeiten (Kapitel 7) ermöglichte. Für das Massenbudget hatte es den Nachteil, daß mit Erreichen des Radarstandortes ab 15:41 MESZ nicht mehr die ganze Zelle beobachtet werden konnte. Der deutliche Massenrückgang ab 15:30 MESZ (Abb. A.22) ist also zumindest teilweise ein Beobachtungseffekt. Da deshalb auch nicht der gesamte Niederschlag erfaßt wurde, ist die Abschätzung der Niederschlagseffizienz dieser Zelle nicht mit den Werten der anderen Zellen zu vergleichen. Unbeeinflusst von der zu geringen Beobachtungsdistanz ist hingegen die Bestimmung des Mindestumsatzes von 3.7×10^7 Tonnen.

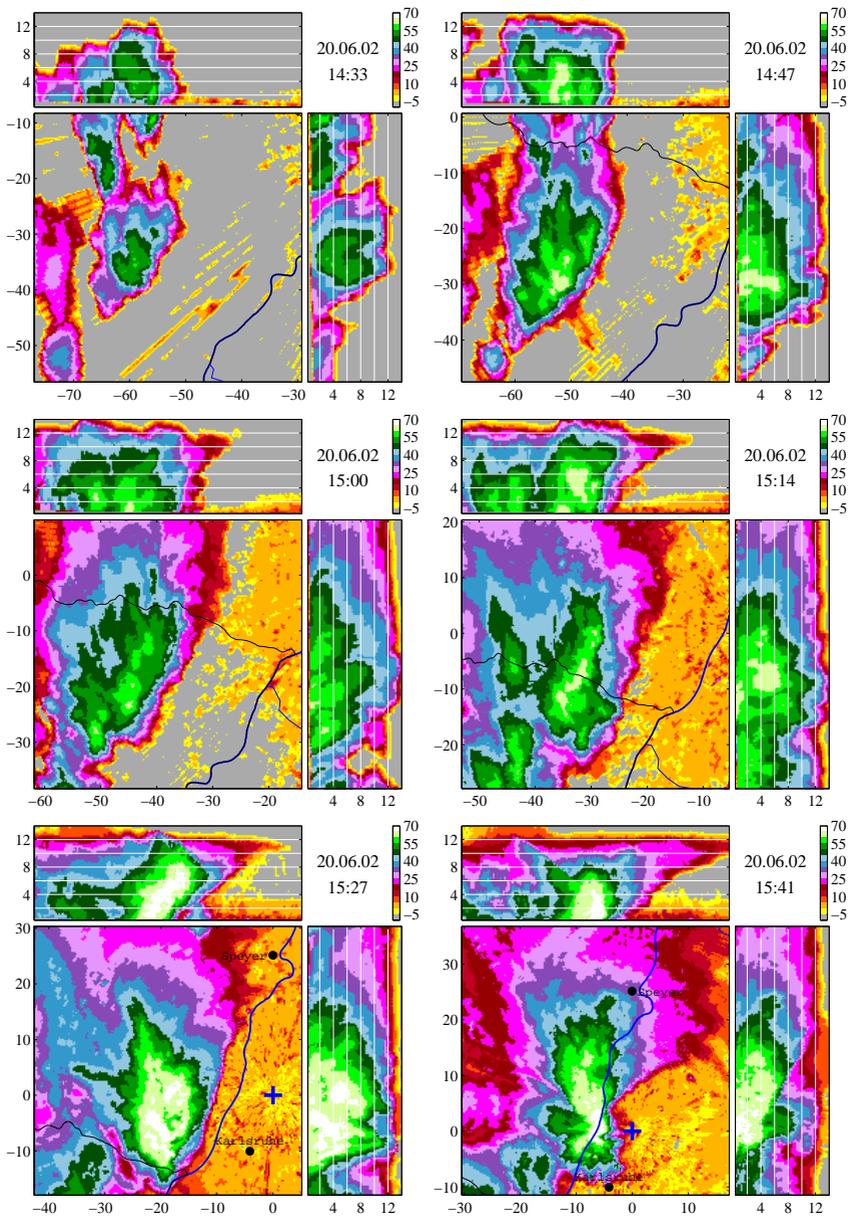


Abbildung A.23.: MAXCAPPis der Radarreflektivität in dBZ für den Fall des 20.06.02

Anhang B. Konzeptionelle Windfelder

Dieser Abschnitt enthält Beispiele konzeptioneller Windfelder, ermittelt mit der in Kapitel 7 vorgestellten Methode. Abb. B.1 zeigt das konzeptionelle Windfeld einer der in einem Multizellenkomplex eingebundenen Zellen des 30.7.02. Sie entwickelte sich 20 km nördlich des Radarstandortes und war zwischen 16:10 und 17:10 MESZ in den Radarbildern sichtbar. Die Nord-Süd-Schnitte von Abb. B.1 zeigen bis 16:25 MESZ eine Zelle, deren Reflektivitätsmaximum sich im linken Teil der Zelle nach unten verlagerte. Rechts kam es ab 16:25 MESZ zu einer Zellerneuerung und anschließend ebenfalls zur Vertikalverlagerung des Reflektivitätsmaximums. Das Geschwindigkeitsfeld der Hydrometeore wurde im linken Teil der Zelle unter Berücksichtigung der genannten Reflektivitätsverlagerungen konstruiert. An Tagen mit Multizellentwicklungen entwickelt sich der Abwind einer Zelle nicht direkt über deren Aufwind (siehe Abschnitt 2.2.2), so daß die Lebensdauer der einzelnen Zelle erhöht ist. Damit besteht die einzelne Zelle aus einem Auf-/Abwindpaar, was durch die Radialgeschwindigkeiten bestätigt wird, die im rechten Teil der Zelle positiv und links negativ waren. Rechts wurden daher Aufwinde angenommen, solange das Zellwachstum und die positiven Radialgeschwindigkeiten auf Feuchtenachschub hindeuteten. Um 16:40 MESZ war das Band positiver Radialgeschwindigkeit weitgehend verschwunden und die Zelle begann abzusterben.

Abb. B.2 zeigt 3 weitere Beispiele konzeptioneller Windfelder, wobei jeweils nur ein Zeitpunkt dargestellt wurde. Die Zelle des 13.7.99 entwickelte sich knapp südlich von Mannheim und blieb dort 3 Stunden lang ortsfest. Sie erneuerte sich immer wieder auf ihrer Süd- und Westseite. Die Radialgeschwindigkeiten enthielten das typische Streifenmuster einer Zelle, deren Einströmgebiet sich auf der dem Radar zugewandten Seite befindet. Am 13.9.00 und 14.6.03 überquerte jeweils eine Squall-line den Radarstandort. Anhand der Radialgeschwindigkeiten konnte das für Squall-lines bekannte Geschwindigkeitsfeld gefunden werden. Am 14.6.03 war das System zum gezeigten Zeitpunkt bereits über das Radar gezogen, welches sich links außerhalb des Bildes befindet. Wegen der Neigung der Auf- und Abwinde ist diese Beobachtungssituation wesentlich ungünstiger. In beiden Fällen fanden die Zellneubildungen im identifizierten Aufwindgebiet statt.

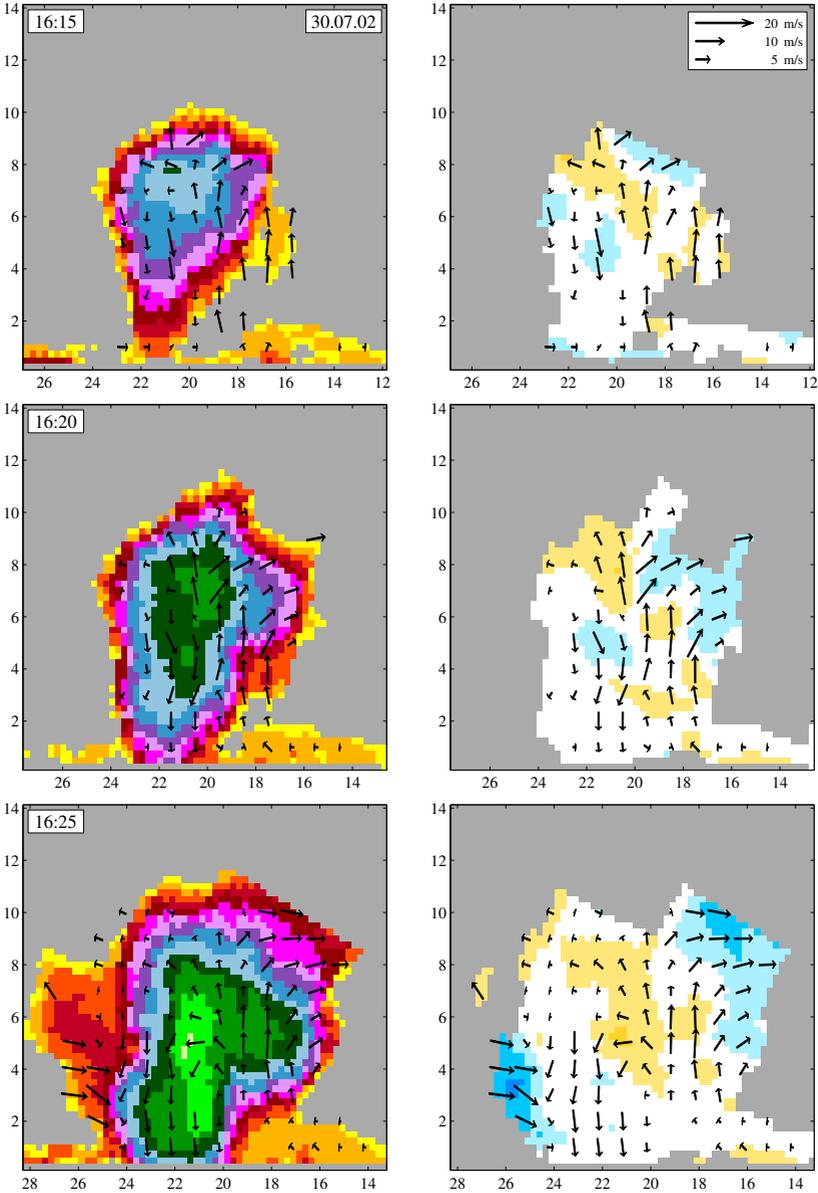


Abbildung B.1.: Konzeptionelle Windfelder einer Gewitterzelle des 30.7.02 zwischen 16:15 und 16:40 MESZ. Vertikale Nord-Süd Schnitte der Reflektivität in dBZ (links) und Radialgeschwindigkeiten in m/s (rechts, Legende siehe Abb. 7.2, S.162).

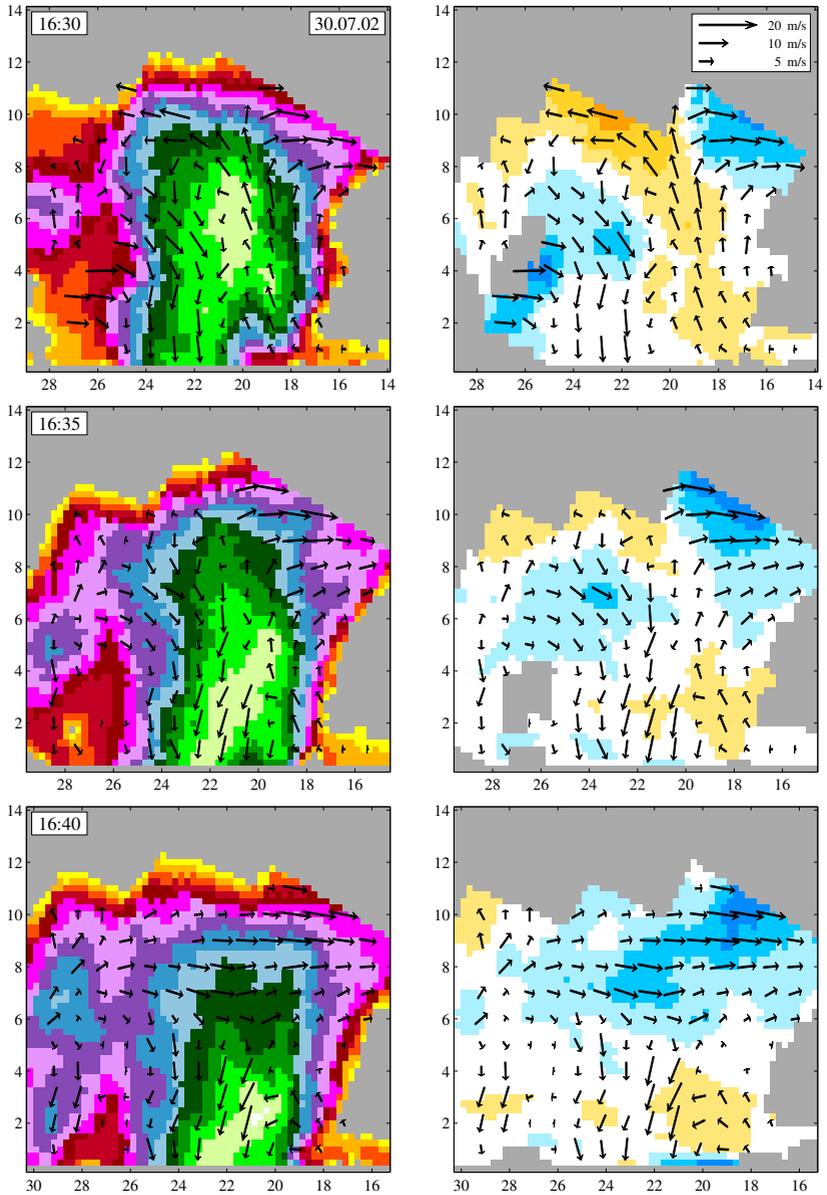


Abbildung B.1.: fortgesetzt.

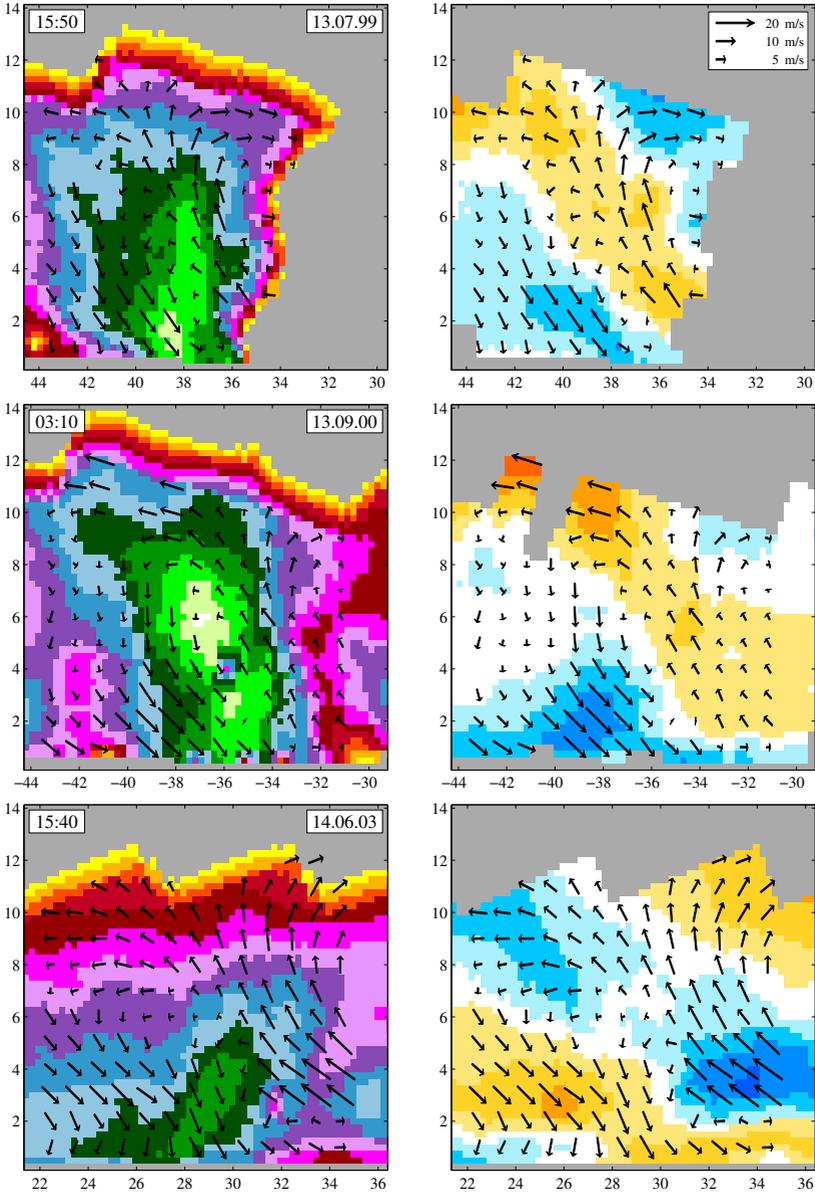


Abbildung B.2.: Wie Abb. B.1, aber für den 13.7.99, 15:50 MESZ (oben), den 13.9.00, 3:10 MESZ (mitte) und den 14.6.03, 15:40 MESZ (unten). Für Details siehe Text.

Literaturverzeichnis

- Arakawa, A. und Schubert, W. H., 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674 – 701.
- Asai, T. und Kasahara, A., 1967: A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 487–496.
- Atlas, D., 1954: The estimation of cloud parameters by radar. *J. Meteor.*, **11**, 309 – 317.
- Atlas, D., 1990: *Radar in meteorology*. Amer. Meteor. Soc., Boston.
- Aydin, K. und Tang, C., 1997: Relationships between IWC and polarimetric radar measurements at 94 and 220 GHz for hexagonal columns and plates. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **14**, 1055–1063.
- Baatz, H., 1978: *Mechanismus des Gewitters und des Blitzes*. VDE-Verlag, Stuttgart.
- Baldauf, M., 2003: Das mesoskalige Simulationsmodell KAMM2. Interner Bericht. Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruhe.
- Battan, L. J., 1973: *Radar observations of the atmosphere*. The university of Chicago press.
- Beheng, K. D. und Doms, G., 1990: The time evolution of a drop spectrum due to collision/coalescence: A numerical case study on the effects of selfcollection, autoconversion and accretion. *Meteor. Rdsch*, **42**, 52 – 61.
- Bergen, W. A. und Albers, S. C., 1988: Two- and three-dimensional de-aliasing of Doppler radar velocities. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **5**, 305–309.
- Bertram, I., Seifert, A. und Beheng, K. D., 2004: The evolution of liquid water/ice contents of a midlatitude convective storm derived from radar data and results from a cloud-resolving model. *Meteorol. Z.*, **13**, 221–232.

- Bissolli, P., 1995: Gewitter - Beobachtung, Entstehung und Vorhersage. *Naturwiss. Rundschau*, **48**, 1–14.
- Black, R. A., 1990: Radar reflectivity-ice water content relationships for use above the melting level in hurricanes. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 955 – 961.
- Blahak, U., 2004: *Analyse des Extinktionseffektes bei Niederschlagsmessungen mit einem C-Band Radar anhand von Simulationen und Messung*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Bluestein, H. B., 1993: *Synoptic-dynamic meteorology in midlatitudes*, Band 2. Oxford University Press, New York.
- Bohren, C. F. und Battan, L. J., 1982: Radar backscattering of microwaves by spongy ice spheres. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2623 – 2628.
- Bohren, C. F. und Huffman, D. R., 1983: *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley Science Paperback Series, New York.
- Boucher, R. J., 1952: *Empirical relationship between radar reflectivity, drop size distribution and liquid water content in clouds*. Mt Washington Observatories.
- Braham, R. R., 1952: The water and energy budgets of the thunderstorm and their relation of thunderstorm development. *J. Meteor.*, **9**, 227–242.
- Bretherton, C. S. und Pincus, R., 1995: Cloudiness and maritime boundary layer dynamics in the ASTEX Lagrangian experiment. Part I: Synoptic setting and vertical structure. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2707–2723.
- Brown, E. N. und Braham, R. R., 1963: Precipitation measurements in cumulus congestus. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 23 – 28.
- Browning, K. A., 1964: Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 634–639.
- Browning, K. A., 1977: The structure and mechanisms of hailstorms. *Meteor. Monogr.*, **16**, 1–43.
- Browning, K. A. und Donaldson, R. J., 1963: Airflow and structure of a tornadic storm. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 533–545.

- Browning, K. A., Fankhauser, J. C., Chalon, J. P., Eccles, P. J., Strauch, R. G., Merrem, F. H., Musil, D. J., May, E. L. und Sand, W. R., 1976: Structure of an evolving hail-storm, Part V: Synthesis and implications for hail growth and hail suppression. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 603–610.
- Browning, K. A. und Foote, G. B., 1976: Airflow and hail growth in supercell storms and some implications for hail suppression. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 499–533.
- Browning, K. A. und Ludlam, F. H., 1962: Airflow in convective storms. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **88**, 117–135.
- Byers, H. R. und Braham, R. R., 1949: *The Thunderstorm*. U.S. Gov. Printing Office, Washington D.C.
- Carbone, R. E. und Nelson, L. D., 1978: The evolution of raindrop spectra in warm-based convective storms as observed and numerical modeled. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2302–2314.
- Cotton, W. R. und Anthes, R. A., 1989: *Storm and cloud dynamics*. Academic Press, San Diego.
- Diem, M., 1948: Messung der Größe von Wolkelementen II. *Meteor. Rundsch.*, **1**, 58–67.
- Doms, G. und Herbert, F., 1985: *Fluid- und Mikrodynamik in numerischen Modellen konvektiver Wolken*, Band 62. Berichte des Institutes für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main.
- Doswell, C. A., 1985: *The operational meteorology of convective weather. Vol II: Storm scale analysis*. NOAA Tech. Memo. ERL ESG-15, Boulder.
- Dotzek, N. und Beheng, K. D., 2001: The influence of deep convective motions on the variability of Z-R relations. *Atmos. Res.*, **59**, 15–39.
- Douglas, R. H., 1964: Hail size distribution. In: *Proceedings of the 11th radar weather conference*. Boston, 146–149.
- Doviak, R. J. und Zrnić, D. S., 1993: *Doppler radar and weather observations*. Academic Press, San Diego, 2. Auflage.

- Dudhia, J., 1996: Thunderstorms: Part I. *Weather*, **51**, 371–376.
- Dudhia, J., 1997: Thunderstorms: Part II - Stormtypes and associated weather. *Weather*, **52**, 2–7.
- Ferrier, B. S., Simpson, J. und Tao, W. K., 1996: Factors responsible for precipitation efficiencies in midlatitude and tropical squall simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2100–2125.
- Foote, G. B., 1985: Aspects of cumulonimbus classification relevant to the hail problem. *J. Rech. Atmos.*, **19**, 61–74.
- Fujiwara, M., 1965: Raindrop size distributions from individual storms. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 585–591.
- Gal-Chen, T., 1982: Errors in fixed and moving frame of references: Applications for conventional and Doppler radar analysis. *J. Atmos. Sci.*, 2279–2300.
- Gal-Chen, T. und Zhang, J., 1993: On the optimal use of reflectivities and single Doppler radar velocities to reduce 3D motions. In: *Preprints, 26th Int. Conference on Radar Meteorology*. Norman, OK, Amer. Meteor. Soc., 414–416.
- Gao, J., Xue, M., Shapiro, A., Xu, Q. und Drogemeier, K. K., 2001: Three-dimensional simple adjoint velocity retrievals from single-Doppler radar. *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, **18**, 26–38.
- Germann, U., 1999: Radome attenuation - a serious limiting factor for quantitative radar measurements? *Meteor. Z.*, **8**, 85–90.
- Germann, U. und Zawadzki, I., 2002: Scale dependence of the predictability of precipitation from continental radar images. Part I: Description of the methodology. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2859–2873.
- Gregory, D., 2001: Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 53–72.
- Gunn, K. L. S. und Marshall, J. S., 1958: The distribution with size of aggregate snowflakes. *J. Meteor.*, **15**, 452 – 461.

- Hagen, M., Bartenschlager, B. und Finke, U., 1998: Propagation characteristics of thunderstorms in Southern Germany. DLR Institut für Physik der Atmosphäre, Report No. 97.
- Hagen, M. und Yuter, S., 2003: Relations between radar reflectivity, liquid-water content, and rainfall rate during the MAP SOP. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **129**, 477–493.
- Herzogh, P. H. und Hobbs, P. V., 1980: The mesoscale and microscale structure and organisation of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. Part II: Warm frontal clouds. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 367 – 381.
- Heymtsfield, A. J. und Hjelmfelt, M. R., 1981: Dynamical and microphysical observations in two Oklahoma squall lines. Part II: In situ measurements. In: *Preprints, 20th Conference on Radar Meteorology*. Amer. Meteor. Soc., Boston, Massachusetts, 60-65.
- Heymtsfield, A. J. und Palmer, A. G., 1986: Relationship for deriving thunderstorm anvil ice mass for CCOPE storm water budget estimates. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 691 – 702.
- Holton, J. R., 1992: *Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, New York.
- Hood, A. D., 1950: *Quantitative measurements at 3 and 10 cm of radar echo intensity from precipitation*. Rept. 2155, Toronto: Nat. Res. Council of Kanada.
- Houze, R. A., 1993: *Cloud Dynamics*. Academic Press, San Diego.
- Houze, R. A., Rutledge, S. A., Biggerstaff, M. I. und Smull, B. F., 1989: Interpretation of Doppler weather radar displays of midlatitude mesoscale convective systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 608–619.
- Höllner, H., Bringi, V. N., Hubbert, J., Hagen, M. und Meischner, P. F., 1994: Life cycle and precipitation formation in a hybrid-type hailstorm revealed by polarimetric and Doppler radar measurements. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2500–2522.
- Jones, D. M. A., 1955: 3 cm and 10 cm wavelength radiation backscatter from rain. In: *Proc. 5th Wea. Radar Conference*. Amer. Meteor. Soc., Boston, 281-285.
- Joss, J., Schram, K., Thams, J. C. und Waldvogel, A., 1970: *On the quantitative determination of precipitation by radar*. Wissenschaftliche Mitteilung Nr. 63, Zürich: Eidgenössische Kommission zum Studium der Hagelbildung und der Hagelabwehr.

- Joss, J. und Waldvogel, A., 1967: Ein Spektrograph für Niederschlagstropfen mit automatischer Auswertung. *Pure Appl. Geophys.*, **68**, 240–246.
- Kain, J. S. und Fritsch, J. M., 1990: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784 – 2802.
- Kajikawa, M. und Kiba, K., 1978: Observation of the size distribution of graupel particles. *Tenki*, **25**, 390 – 398.
- Kessler, E., 1969: *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations*. Meteor. Monogr. 32: Amer. Meteor. Soc., Boston.
- Klemp, J. B., 1987: Dynamics of tornadic thunderstorms. *Ann. Rev. Fluid*, **19**, 369–402.
- Klemp, J. B. und Wilhelmson, R. B., 1978a: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070–1096.
- Klemp, J. B. und Wilhelmson, R. B., 1978b: Simulations of right- and left-moving storms produced through storm splitting. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1097–1110.
- Knollenberg, R. G., 1970: The optical array: An alternative to extinction and scattering for particle size measurements. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 86–103.
- Knollenberg, R. G., 1981: Technics for probing cloud microstructure. In: *Clouds, their optical properties and effects*. Hobbs, P. V. und Deepak, A., Academic Press, 15 – 89.
- Kottmeier, C., Reetz, T., Ruppert, P. und Kalthoff, N., 2001: A new aerological sonde for dense meteorological soundings. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 1495–1502.
- Kuo, H. L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 40 – 63.
- Kuo, H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232 – 1240.
- Lafore, J. P., Redelsperger, J. L. und Jaubert, G., 1988: Comparison between a three-dimensional simulation and Doppler radar data of a tropical squall line: Transports of mass, momentum, heat and moisture. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3483–3500.

- Laroche, S. und Zawadski, I., 1994: A variations analysis method for retrieval of three-dimensional wind field from single-Doppler radar data. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2664–2682.
- Lazarus, S., Shapiro, A. und Droegemeier, K., 2001: Application of the Zhang-Gal-Chen single-Doppler velocity retrieval to a deep convective storm. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 998–1016.
- Lhermitte, R. M. und Atlas, D., 1961: Precipitation motion by pulse Doppler. In: *Preprints, 9th Weather Radar Conf.*. Kansas City, Amer. Meteor. Soc, 218-223.
- Lin, C., 1999: Some bulk properties of cumulus ensembles simulated by a cloud-resolving model. Part II: Entrainment profiles. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3736–3748.
- Liou, Y. C., 1999: Single radar recovery of cross-beam wind components using a modified moving frame of reference technique. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 1003–1016.
- Marshall, J. S. und Gunn, K. L. S., 1952: Measurement of snow parameters by radar. *J. Meteor.*, **9**, 322–327.
- Marshall, J. S., Langille, R. C. und Palmer, W. McK., 1947: Measurement of rainfall by radar. *J. Meteor.*, **4**, 186–192.
- Marshall, J. S. und Palmer, W. McK., 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5**, 165–166.
- Matejka, T. und Bartels, D. L., 1998: The accuracy of vertical air velocities from Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 92–117.
- McCarthy, J., 1974: Field verification of the relationship between entrainment rate and cumulus cloud diameter. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1028–1039.
- McNider, R. T. und Kopp, F. J., 1990: Specification of the scale and magnitude of thermals used to initiate convection in cloud models. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 99 – 99.
- Mecikalski, J. R., 2003: A method for estimating momentum fluxes of deep precipitating convection using profiling Doppler data. *J. Geophys. Res.*, **108**, 1–14.
- Mie, G., 1908: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metall-Lösungen. *Ann. Phys.*, **25**, 377–445.

- Moncrieff, M. W., 1992: Organized convective systems: Archetypal dynamical models, mass and momentum flux theory, and parametrization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **118**, 819–850.
- Morton, B. R., 1959: Forced plumes. *J. Fluid Mech.*, **5**, 151–163.
- Morton, B. R., Taylor, G. und Turner, J. S., 1956: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. Roy. Soc.*, **A234**, 1–23.
- Musil, D. J., Heymsfield, A. J. und Smith, P. L., 1982: Characteristics of the weak echo region in an intense High Plains thunderstorm as determined by penetrating aircraft. In: *Preprints, Conf. Cloud Physics*. Amer. Meteor. Soc., Boston, Massachusetts, 535-538.
- Musil, D. J., May, E. L., Smith, P. L. und Sand, W. R., 1976: Structure of an evolving hailstorm Part IV: Internal structure from penetrating aircraft. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 596–602.
- Musil, D. J., Sand, W. R. und Schleusener, R. A., 1973: Analysis of data from T-28 aircraft penetrations of a Colorado hailstorm. *J. Appl. Meteor.*, **12**, 1364–1370.
- Mätzler, C., 2002a: MATLAB functions for Mie scattering and absorption. IAP Research Report 2002-08, Institute of Applied Physics, University of Bern.
- Mätzler, C., 2002b: MATLAB functions for Mie scattering and absorption, Version 2. IAP Research Report 2002-11, Institute of Applied Physics, University of Bern.
- Müller, H., 1928: Zur allgemeinen Theorie der raschen Koagulation. *Kolloidchem. Beihefte*, **27**, 223 – 250.
- Plank, V. G., Berthel, R. O. und Barnes, A. A., 1980: An improved method for obtaining the water content values of ice hydrometeors from aircraft and radar data. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 1293 – 1299.
- Priestley, C. H. B. und Ball, F. K., 1955: Continuous convection from an isolated source of heat. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 144–149.
- Probert-Jones, J. R., 1962: The radar equation in meteorology. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **88**, 485–495.

- Pruppacher, H. R. und Klett, J. D., 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Qiu, C. J. und Xu, Q., 1992: A simple adjoint method of wind analysis for single Doppler data. *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, **9**, 588–598.
- Ray, P. S., 1972: Broadband complex refractive indices of ice and water. *Applied Optics*, **11**, 1836–1843.
- Rinehart, R. E., 1979: *Internal storm motions from a single non-Doppler weather radar*. NCAR Tech. Note NCAR/TN-146+STR.
- Rinehart, R. E., 1997: *Radar for meteorologists*. Rinehart Publications, University of North Dakota.
- Rogers, R. R., 1979: *A short course in cloud physics*. Pergamon Press, Oxford.
- Rotunno, R., 1981: On the evolution of thunderstorm rotation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 577–586.
- Rotunno, R. und Klemp, J. B., 1985: On the rotation and propagation of simulated supercell thunderstorms. *J. Atmos. Sci.*, 271–292.
- Ruprecht, E., 1971: Der Einfluß der seitlichen Vermischung auf die Schauerentwicklung. *Beitr. Phys. Atmos.*, **44**, 1–16.
- Sand, W. R., 1976: Observations in hailstorms using the T-28 aircraft system. *J. Appl. Meteor.*, **15**, 641–650.
- Sassen, K., 1987: Ice cloud content from radar reflectivity. *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 1050–1053.
- Sassen, K. und Wang, Z., 2002: Cirrus cloud ice water content radar algorithm evaluation using an explicit cloud microphysical model. *J. Appl. Meteor.*, **41**, 620–628.
- Sauvageot, H., 1992: *Radar Meteorology*. Artech House, Boston.
- Schlesinger, R. E., 1994: Heat, moisture and momentum budgets of isolated deep mid-latitude and tropical convective clouds as diagnosed from three-dimensional model output. Part I: Control experiments. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 3649–3673.

- Schlesinger, R. E., 1999: Heat, moisture and momentum budgets of isolated deep mid-latitude and tropical convective clouds as diagnosed from three-dimensional model output. Part II: Sensitivity to ice phase and small changes in ambient shear strength and low-level moisture supply. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3520–3543.
- Schneider, T. L. und Stephens, G. L., 1995: Theoretical aspects of modeling backscattering by cirrus ice particles at mm wavelengths. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 4367–4385.
- Scorer, R. S., 1957: Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid. *J. Fluid Mech.*, **2**, 583–596.
- Scorer, R. S. und Ludlam, F. H., 1953: Bubble theory of penetrative convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**, 94–103.
- Seifert, A., 2002: *Parametrisierung wolkenmikrophysikalischer Prozesse und Simulation konvektiver Mischwolken*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruhe.
- Seifert, A. und Beheng, K. D., 2001: A double-moment parameterization for simulating autoconversion, accretion and selfcollection. *Atmos. Res.*, **59**, 265 – 281.
- Seifert, A. und Beheng, K. D., 2005: A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phased clouds. Part I: Model description. *angenommen von Meteorol. Atmos. Phys.*.
- Sekhon, R. S. und Srivastava, R. C., 1970: Snow size spectra and radar reflectivity. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 299–307.
- Siebesma, A. P., 1996: On the mass flux approach for atmospheric convection. In: *Proceedings of workshop on new insights and approaches to convective parameterization*. ECMWF, Shinfield Park, Reading, UK, 25-57.
- Siebesma, A. P. und Cuijpers, J. W. M., 1995: Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 650–666.
- Simpson, J., Simpson, R. H., Andrews, D. A. und Eaton, M. A., 1965: Experimental cumulus dynamics. *Rev. Geophys.*, **3**, 387–431.

- Simpson, J. und Wiggert, V., 1969: Models of precipitating cumulus towers. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 471–489.
- Smith, P. L., 1984: Equivalent radar reflectivity factors for snow and ice particles. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 1258–1260.
- Squires, P. und Turner, J. S., 1962: An entraining jet model for cumulonimbus updrafts. *Tellus*, **14**, 422–434.
- Stommel, H., 1947: Entrainment of air into a cumulus cloud. *J. Meteor.*, **4**, 91–94.
- Taylor, J. R., 1988: *Fehleranalyse - Eine Einführung in die Untersuchung von Unsicherheiten in physikalischen Messungen*. VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim.
- Thorpe, A. J., Miller, M. J. und Moncrieff, M. W., 1982: Two-dimensional convection in non-constant shear: A model of a mid-latitude squall line. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 739–762.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779 – 1800.
- Turner, J. S., 1963: The motion of buoyant elements in turbulent surroundings. *J. Fluid. Mech.*, **16**, 1–16.
- Vaillancourt, P. A., Tremblay, A., Cober, S. G. und Isaac, G. A., 2003: Comparison of aircraft observations with mixed-phase cloud simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 656–671.
- von Smoluchowski, M., 1916: Drei Vorträge über Diffusion, Brownsche Molekularbewegung und Koagulation von Kolloidteilchen. *Physik. Zeitschr.*, **17**, 557–559.
- von Smoluchowski, M., 1917: Versuch einer mathematischen Theorie der Koagulationskinematik kolloidaler Lösungen. *Z. Phys. Chem.*, **92**, 129–168.
- Waldteufel, P. und Corbin, H., 1979: On the analysis of single Doppler data. *J. Appl. Meteor.*, **18**, 532–542.
- Weisman, M. L. und Klemp, J. B., 1986: Characteristics of isolated convective storms. In: *Mesoscale meteorology and forecasting*, Herausgeber P. Ray. Amer. Meteor. Soc., 331–358.

- Weygandt, S., Shapiro, A. und Droegemeier, K. K., 1995: Adaption of a single-Doppler velocity retrieval for use on a deep convective storm. In: *Preprints, 27th Conference on Radar Meteorology*. Vail, CO, Amer. Meteor. Soc., 264-266.
- Weygandt, S. S., Shapiro, A. und Droegemeier, K., 2002: Retrieval of model initial fields from single-Doppler observations of a supercell Thunderstorm. Part I: Single-Doppler velocity retrieval. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 433–453.
- Wiggert, V., Sax, R. I. und Holle, R. L., 1982: On the modification potential of Illinois summertime convective clouds, with comparison to Florida and FACE observations. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 1293–1322.
- Zhang, J. und Gal-Chen, T., 1996: Single-Doppler wind retrieval in the moving frame of reference. *J. Atmos. Sci.*, **18**, 2609–2623.
- Zipser, E. J., Meitin, R. J. und LeMone, M. A., 1981: Mesoscale motion fields associated with a slowly-moving GATE convective band. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1725–1750.

Lebenslauf

Name:	Ingo Bertram
Geburtstag:	29. September 1972
Geburtsort:	Speyer
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Mutter:	Sabine Bertram, Lehrerin an Grund- und Hauptschulen
Vater:	Rolf Bertram, Dipl.-Ing. für Bauingenieurwesen
Geschwister:	Antje Bertram, Lehrerin an Grund- und Hauptschulen
08/1979 - 07/1983	Grundschule in Speyer
08/1983 - 07/1992	Gymnasium in Speyer
12/1992 - 02/1994	Zivildienst beim Arbeiter-Samariter-Bund in Speyer
03/1994 - 07/1994	Freiwillige Fortführung der sozialen Tätigkeit beim Arbeiter-Samariter-Bund in Speyer
10/1994 - 01/2001	Studium der Meteorologie an der Universität Innsbruck
03/2001 - 05/2001	Stipendium zur Veröffentlichung der Diplomarbeit von der Universität Innsbruck
07/2001	Beginn mit den im Rahmen dieser Arbeit getätigten Untersuchungen als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimaforschung. Universität Karlsruhe / Forschungszentrum Karlsruhe

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Meteorologie und Klimaforschung des Forschungszentrums Karlsruhe / der Universität Karlsruhe durchgeführt. Sie wurde vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) im Rahmen des Programms Atmosphärenforschung 2000 (AFO2000), Projekt VERTIKATOR, unter dem Kennzeichen 07ATF45-TP2 finanziert.

Mein Dank gilt in erster Linie Prof. Dr. Klaus D. Beheng, der diese Arbeit überhaupt erst ermöglichte. Danken möchte ich ihm für die gute Zusammenarbeit im Rahmen dieser Untersuchung und im Zusammenhang mit einer gemeinsamen Veröffentlichung, welche einen Meilenstein im Entstehungsprozeß der vorliegenden Arbeit darstellte, mich näher an das Thema hinführte und wichtige neue Fragen aufwarf, die dann in dieser Arbeit aufgegriffen werden konnten. Außerdem bedanke ich mich nicht nur dafür, daß er mir die Teilnahme an mehreren internationalen Konferenzen ermöglichte, sondern auch insbesondere dafür, daß er sich gerade in der Schlußphase dieser Arbeit sehr viel Zeit genommen hat, um wertvolle Verbesserungsvorschläge anzubringen.

Prof. Dr. Ch. Kottmeier danke ich dafür, daß er das Korreferat dieser Arbeit bereitwillig übernommen hat.

Besonderer Dank gebührt meinem Arbeitskollegen Dr. Axel Seifert für die gute Zusammenarbeit während einer gemeinsamen Veröffentlichung und für seine sonstige Unterstützung, wenn es um Fragen zu KAMM2 ging. Herzlicher Dank gilt auch meinem Zimmerkollegen Winfried Straub, der mir im Zusammenhang mit KAMM2 ebenfalls hilfreich zur Seite stand.

Außerdem danke ich Dr. Ulrich Blahak, mit dem ich des öfteren über allgemeinere meteorologische Probleme diskutierte, Dr. Jan Handwerker für seine hilfreichen Hinweise bei der Erlernung von MATLAB, Gabi Klinck, die bei diversen Computerproblemen einspringen mußte und allen anderen Institutsangehörigen, die mir auf irgendeine Art und Weise geholfen haben.