Tabelle 5.2: Wie Tab. 5.1, aber für die Simulation mit Hexenberg–Orographie.

$\frac{t}{\mathrm{min}}$	OZ	$\frac{w_{\max}}{\mathrm{m\,s^{-1}}}$	$\frac{-w_{\min}}{\mathrm{m\,s^{-1}}}$	$\frac{\rho\, q_{c,\max}}{\mathrm{g\,m^{-3}}}$	$\frac{\rho\, q_{i,\max}}{\mathrm{g\,m^{-3}}}$	$\frac{\rho\, q_{r,\max}}{\mathrm{g\,m^{-3}}}$	$\frac{\mathcal{R}_{\max}}{\mathrm{mm\,h^{-1}}}$	$\frac{\mathcal{P}_{ac,\max}}{\mathrm{mm}}$
55.0	11:55	1.93	1.78	0.0000	0.0000	0.0000	0.00	0.00
60.0	12:00	1.92	1.76	0.1672	0.0000	0.0000	0.00	0.00
65.0	12:05	4.68	1.04	0.6859	0.0000	0.0000	0.00	0.00
70.0	12:10	7.37	1.18	2.2643	0.1412	0.5547	0.00	0.00
75.0	12:15	9.98	1.66	2.1015	0.4667	6.1174	0.00	0.00
80.0	12:20	11.10	1.97	1.8624	1.2521	12.3431	0.00	0.00
85.0	12:25	9.69	2.15	0.6205	1.9244	14.3422	0.00	0.00
90.0	12:30	5.78	5.10	0.3905	2.0669	15.6681	421.17	11.67
95.0	12:35	1.73	3.41	0.2137	2.1561	7.8722	192.52	33.36
100.0	12:40	1.91	6.53	0.1927	2.1528	7.9794	82.99	34.07
105.0	12:45	3.16	9.75	0.2296	1.8923	8.5230	173.02	34.07
110.0	12:50	3.00	5.96	0.3139	2.0126	4.1762	95.49	34.07

höher als im Basisfall ohne Orographie. Von der übergroßen Last des Niederschlagswassers befreit, und noch im Bereich der orogenen Hebung, intensiviert sich der Wolkenaufwind wieder und führt zu erneuter Regenbildung. Dieses Nebenmaximum wird um 12:45 erreicht, 15 min nach dem Beginn des Sturms. In dieser Zeit wurde der Berg von der Gewitterzelle bereits überquert, so daß dieser Niederschlag im Lee schon fast in der Ebene fällt. Offenbar benötigten die regenbildenden Prozesse in der Wolke soviel Zeit, daß die Intensivierung der Zelle im Luv erfolgt, aber erst einige Kilometer weiter stromab zu einer Erhöhung der Niederschlagsmenge führt.

5.1.5 Böenfronten

Ein Phänomen, das — wie im Abschnitt 5.1.1 schon angerissen wurde — mit Gewitter–Niederschlägen verbunden sein kann, sind Fallböen (*downbursts*) und zugehörige Böenfronten (*gust fronts*), die von Fujita (1981) im Zusammenhang mit Tornados grundlegend klassifiziert wurden. Solche Böenkragen bilden sich, wenn der mit dem Gewitterschauer verbundene Abwind sehr stark und / oder langandauernd und verglichen mit der äquivalent–potentiellen Temperatur Θ_e der bodennahen Luft in der atmosphärischen Grenzschicht deutlich kälter ist. Als Antrieb des kalten Abwindes kommen zwei Mechanismen in Frage, die man sich anhand der zum Ende des Abschnitts 4.1.5 hervorgehobenen anschaulichen Formulierung des Auftriebsterms in der dritten Bewegungsgleichung für den Vertikalwind w klarmachen kann. Diese Form des Auftriebsterms lautet wie gezeigt bei einem hydrometeorfreien Grundzustand wie auch im KAMM–Modell mit der Hilfsgröße $\epsilon = (R_D/R_L - 1)$

$$\partial_t\, w \propto g\frac{\Theta_\rho - \Theta_{\rho 0}}{\Theta_{\rho 0}} = \frac{g}{\Theta_{\rho 0}}\left[(\Theta - \Theta_0) + \Theta_0\epsilon(q_d - q_{d0}) + q_d\epsilon(\Theta - \Theta_0) - \Theta\sum_\xi q_\xi\right] \quad . \qquad (5.2)$$

Die angesprochenen Mechanismen des Fallwindantriebs sind dann:

1. Die Gewichtskraft der im Luftstrom vorhandenen Hydrometeore q_ξ. Diese stets abwindverstärkende Kraft geht im Auftriebsterm gemäß Gl. (5.2) linear mit den Produkten aus potentieller Tempe-

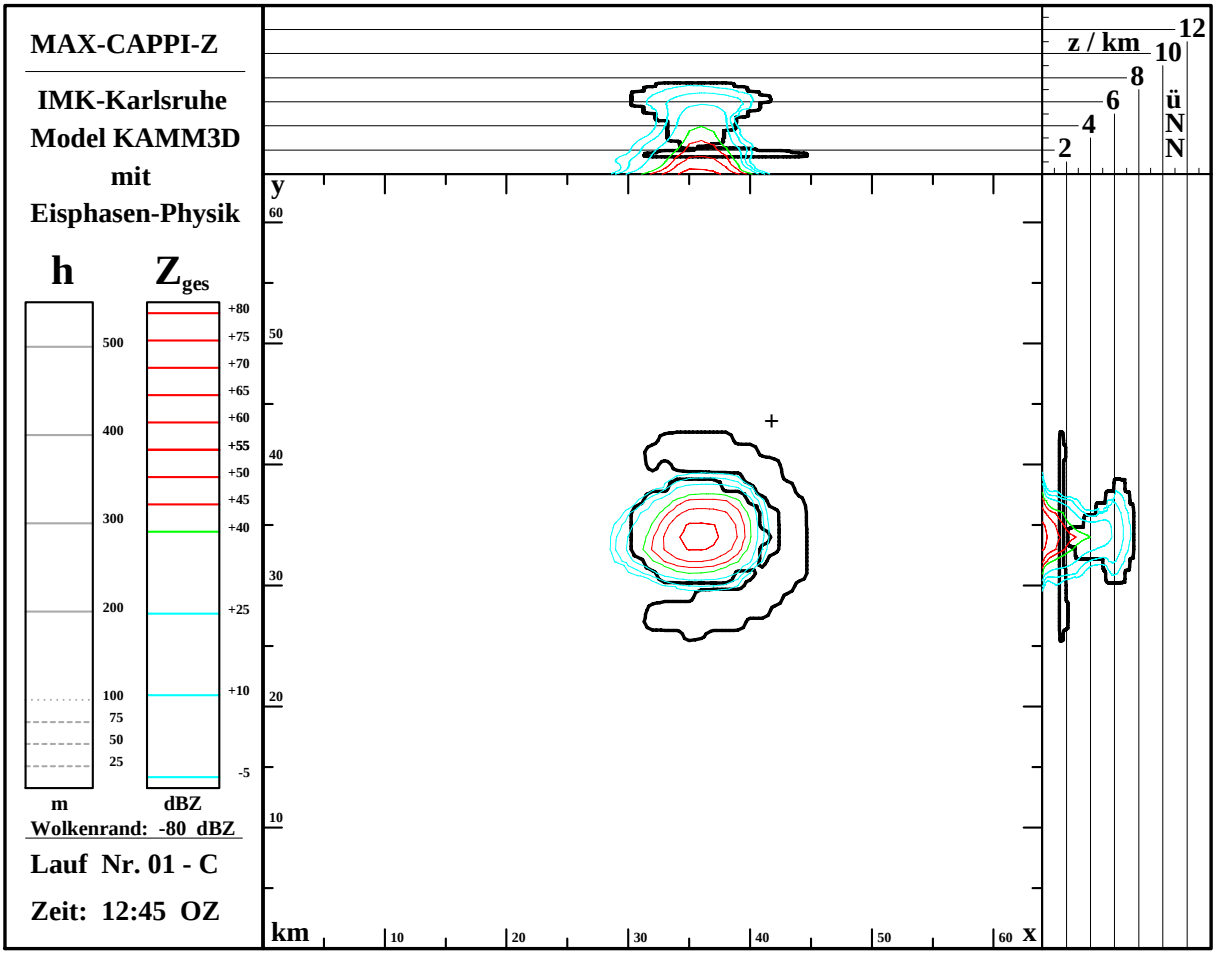

Abbildung 5.17: MAX_CAPPI–$\mathcal{Z}$ aus dem Lauf mit ebener Orographie um 12:45 OZ. Ein U–förmiger Böenkragen hat sich in etwa 1.5 km Höhe gebildet und bewegt sich von der zerfallenden Zelle weg.

ratur und Hydrometeor–Partialmassen ein. Weil nur die Masse, aber nicht die Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore eine Rolle spielt, wirkt die Beschleunigung umso nachhaltiger, je langsamer die idealerweise aus möglichst großer Höhe kommenden Hydrometeore durch die Wolke fallen. Die vorgestellte Mischphasen–Parametrisierung nach Tartaglione et al. (1996) ruft genau diesen Effekt verstärkt hervor.

2. Die Verdunstungskälte des Niederschlags beim Durchfallen ungesättigter Luftschichten. Fällt der Niederschlag durch relativ trockene Luft, verdunstet über den Term Ev in Gl. (4.43) des Wolkenmodells ein größerer Anteil des Niederschlagswassers q_r. Hier wirken die einzelnen Terme der Gl. (5.2) in komplexer Weise zusammen: Verdunstung erniedrigt zwar die potentielle Temperatur Θ, erhöht aber die spezifische Feuchte q_d und vermindert die Hydrometeormassen q_ξ, so daß nur spezielle atmosphärische Umgebungsbedingungen effektiv zu einem starken Fallwind beitragen (Houze, 1993). Überwiegt aber die Verdunstungskälte, stellt dieser Effekt einen sehr wirkungsvollen Mechanismus zur Abwindintensivierung dar.

Trifft ein solcher, möglichst weit hochreichender Abwind auf den Erdboden auf, wird er seitlich abgelenkt und bildet an seinen Grenzen eine Zone starker Turbulenz, den Böenkragen. Dabei schiebt sich die Luft mit kleiner äquivalent–potentieller Temperatur Θ_e unter die bodennahe Luft, die eine höhere äquivalent–potentielle Temperatur hat und verdrängt sie nach oben, was im Umkreis des Gewitters erneut Konvektion und Wolkenbildung auslösen kann.

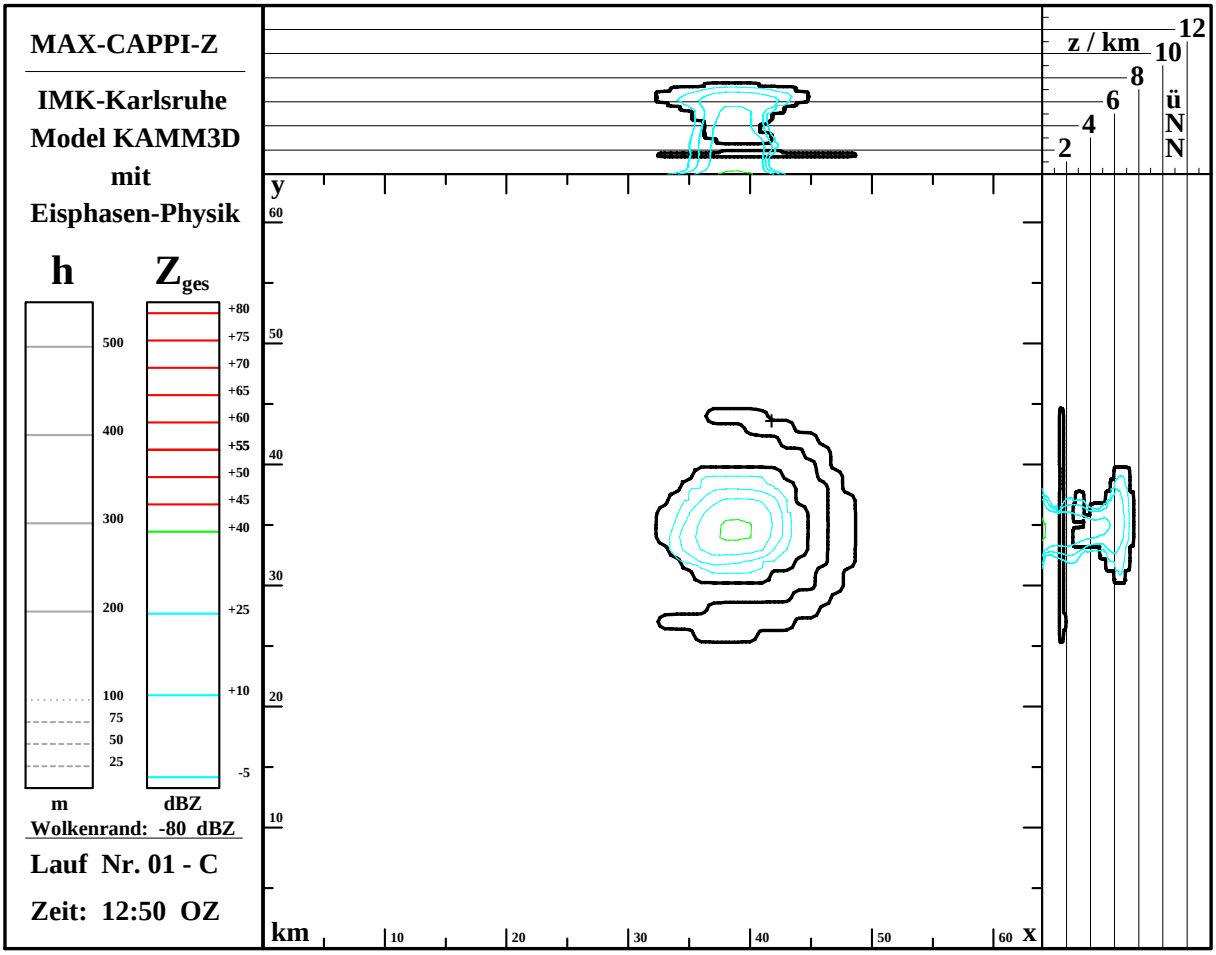

Abbildung 5.18: Wie Abb. 5.17, aber 5 min später. Der Böenkragen hat sich weiter von der zerfallenden Zelle entfernt, erreicht gerade das fiktive Radargerät (+) und schwächt sich dabei schon langsam ab.

Je nach Menge der aus dem Gewitter nachfließenden Kaltluft können dann zwei Fälle eintreten:

1. Folgt nur wenig Kaltluft nach und ist die Luft direkt oberhalb der Grenzschichthöhe z_i sehr stabil geschichtet, kann eine solitäre Welle ausgelöst werden: die Warmluft wird von der Kaltluft kurz angehoben und schwingt wieder durch die Ruhelage zurück. Je nach Stabilität der Luftmasse kann sich diese Welle weit ausbreiten. Das linienhafte Phänomen vom 13. 7. 1997, das von Hannesen (1998) analysiert wird, war wahrscheinlich eine solche solitäre Welle.

2. Fließt viel Kaltluft nach, werden nicht nur Wellen angeregt, sondern es bildet sich auch eine Dichteströmung aus, die ihren Antrieb aus dem horizontalen Druckgradienten des Miso–Hochs im Zentrum des Schauers bezieht. Durch barokline Bildung von Wirbelstärke an ihrem „Kopf“, d. h. dem in Ausbreitungsrichtung vorderen Rand wird eine zyklonale Zirkulation mit horizontaler Achse ausgelöst, die am Böenkragen zusätzlich für Hebung und Turbulenz sorgt.

   Auf Höhe der Grenzschicht ist dieser Beginn der Böenfront oft durch eine bogenförmige Linie flacher Cumuli (Cu hum, Cu fr) gekennzeichnet (Houze, 1993). Ist die Dichteströmung intensiv, wird die Böenfront vom Gewitter weg laufen, z. T. über große Distanzen. Treffen Böenfronten zweier unterschiedlicher Gewitter aufeinander, lösen sie häufig neue starke Konvektion aus. Böenfronten sind daher neben den kurzperiodischen Schwerewellen der oberen Troposphäre (Finke, 1995) der zweite Mechanismus, über den entfernte Konvektionszentren miteinander kommunizieren können.

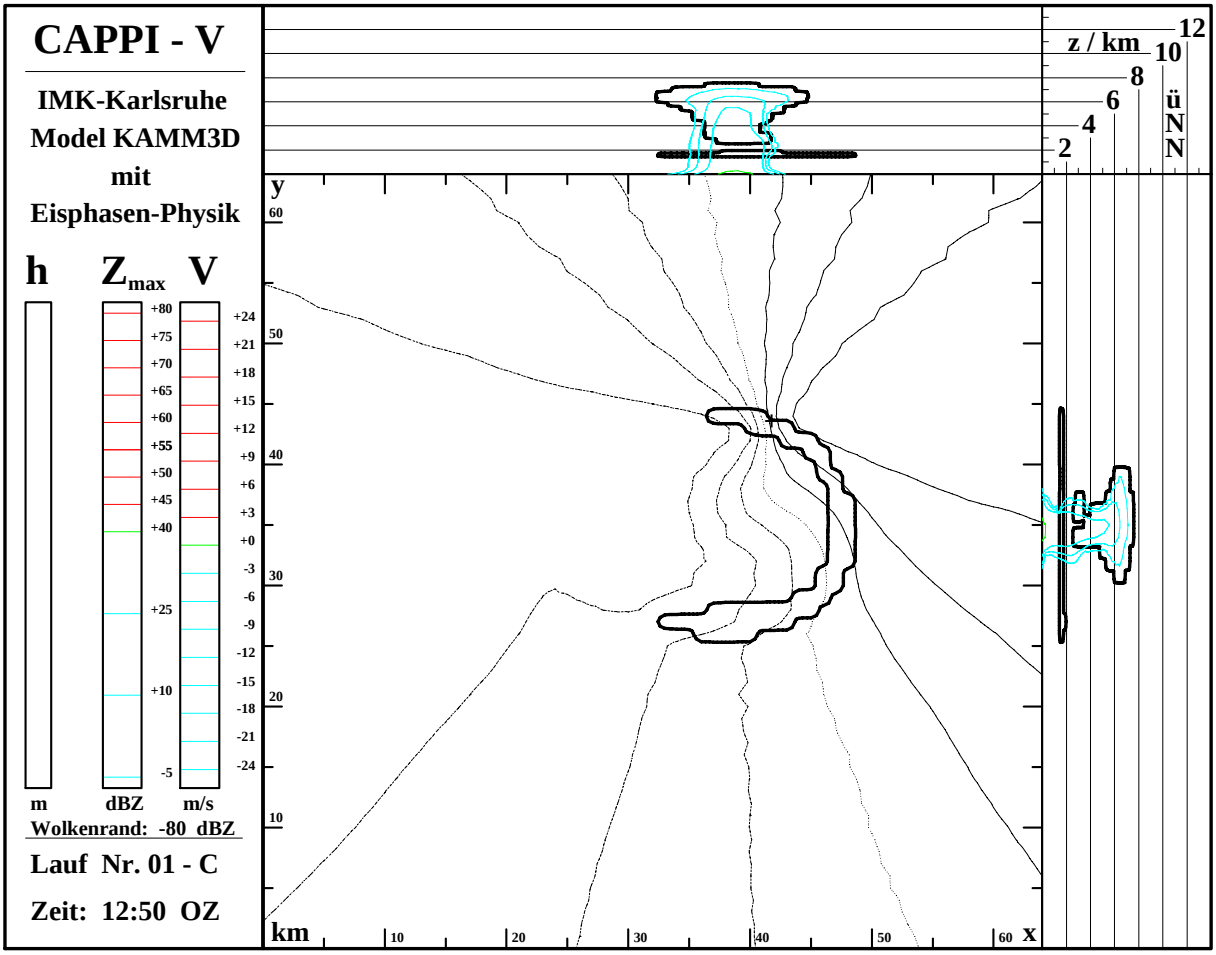

Abbildung 5.19: CAPPI–v in 1.6 km ü. NN aus dem Lauf mit ebener Orographie um 12:50 OZ. Das virtuelle Radar wird gerade vom Böenkragen passiert. Die Anomalie der Doppler Geschwindigkeit zeigt die in dieser Höhe langsamer fortschreitende Dichteströmung an.

Bei den beiden vorgestellten Simulationen über idealisierter Topographie kam es zur Ausbildung solcher Böenfronten. Sie lassen sich besonders anhand der Basissimulation über ebenem Gelände aus dem Abschnitt 5.1.3 dokumentieren. Ein kurzer Blick auf die Simulation mit Einzelberg des Abschnitts 5.1.4 wird zeigen, daß dort die Orographie die Ausbreitung der Front stört und ihre Symmetrie bricht.

Die Böenfront bildete sich in der Basissimulation zwischen 12:35 und 13:05 Ortszeit aus, also nach Tab. 5.1 nur 5 min nach dem ersten Niederschlag bis etwa 5 min nach dem Ende des Schauers. Dies ist in den Abbn. 5.17 und 5.18 in MAX_CAPPI–$\mathcal{Z}$ Darstellungen der Zeitpunkte 12:45 und 12:50 OZ und in Abb. 5.19, einem CAPPI–v von 12:50 OZ aufgezeigt. Man erkennt darin die rasch zerfallende Cb–Wolke und den immer schwächer werdenden Niederschlag. Um 12:35 bilden sich an allen vier Seiten des Restgewitters flache Wolken in ca. 1.6 km ü. NN, besonders deutlich quer zur Zugrichtung der Zelle im Süden und Norden. Der hinter dem Schauer liegende Ast des Böenkragens zerfällt schnell, hier löschen sich Sturm- und Frontverlagerung nahezu aus.

Aber vorderseitig und seitlich schließen sich die flachen Cumuli zu der erwähnten bogenförmigen Wolkenlinie zusammen, die sich von 12:45 bis 12:50 immer weiter von der absterbenden Zelle entfernt sowie um 12:50 gerade den fiktiven Radarstandort erreicht und in den Abbn. 5.18 und 5.19 die +–Markierung des Radars fast verdeckt. Nach 12:50 OZ löst sich auch die Böenfront auf, die weiteren Zeitpunkte werden

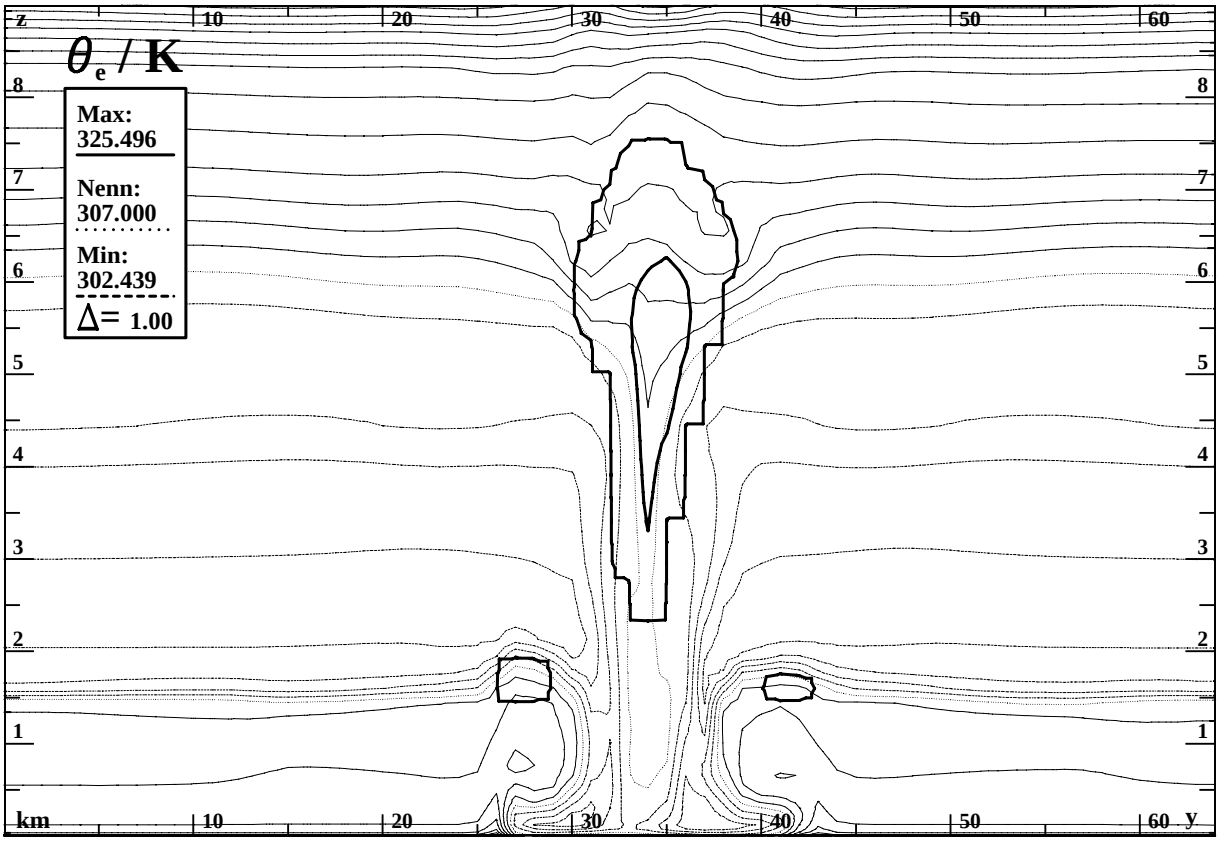

Abbildung 5.20: Vertikaler y,z–Schnitt im Feld von Θ_e bei $x = 35$ km und 12:45 OZ quer zur Ausbreitungsrichtung. Zusätzlich dicke Wolken–Konturlinien bei $\rho\, q_c = 0.01$ (außen) und $1.0\ \mathrm{g\,m^{-3}}$ (innen).

daher nicht gezeigt. Die Verlagerungsgeschwindigkeit des schwächer werdenden Maximums des Radarreflektivitätsfaktors $\mathcal{Z}$ innerhalb der Schauerzelle beträgt zwischen den beiden Zeitpunkten 12:45 und 12:50 OZ der Abbn. 5.17 und 5.18 etwa $40\ \mathrm{km\,h^{-1}}$.

Qualitativ entspricht also das Verhalten der simulierten Dichteströmung sehr gut typischen Beobachtungen (Houze, 1993). Dazu gehört, daß sich die Wolken des Böenkragens nicht stärker vertikal entwickeln, obwohl die Schichtung der Atmosphäre ganz offenbar hochreichende Konvektion unterstützt. Weil die Troposphäre aber nur potentiell instabil ist, benötigt die Auslösung tiefer Feuchtkonvektion einen kritischen Anschub. Dieser wurde bei der eigentlichen Schauerzelle durch die Vorgabe der lokalen Luftmasse mit hoher äquivalent–potentieller Temperatur Θ_e erreicht, die Hebung innerhalb des Böenkragens ist im Grenzschichtniveau jedoch zu klein, den Potentialwall zur absoluten Instabilität zu überwinden. Auch der Beitrag der Kondensationswärme bei Bildung der Cu hum am Böenkragen ist zu klein, um hier den Ausschlag geben zu können. Erst die Interaktion zweier aufeinander zulaufender Böenfronten kann zu so starker Horizontalkonvergenz führen, daß neue Gewitter gebildet werden können.

Einen sehr instruktiven Einblick in die sich von der Gewitterzelle entfernende Dichteströmung erhält man mit der in Abb. 5.19 vorgestellten CAPPI–v Darstellung ziemlich genau im Grenzschichtniveau $z_i \simeq 1.6$ km ü. NN. Als Zeitpunkt wurde der schon in Abb. 5.18 gezeigte Termin 12:50 OZ gewählt. Wie gesehen hatte sich der Böenkragen zwischen 12:45 und 12:50 um einige Kilometer von der Mutterzelle entfernt. Diese Bewegung wird in Abb. 5.19 jetzt anhand der deutlichen Anomalie im Feld der Radialgeschwindigkeit offenbar. Das durch ein Kreuz (+) markierte virtuelle Radar befindet sich genau am Nordrand der Böenfront, und der beutelförmige Verlauf der Isotachen zeigt das Nachströmen im Grenzschichtniveau hinter der Böenfront an. Die Differenzen zur Grundströmung betragen $\Delta v_r \simeq 6\ \mathrm{m\,s^{-1}}$,

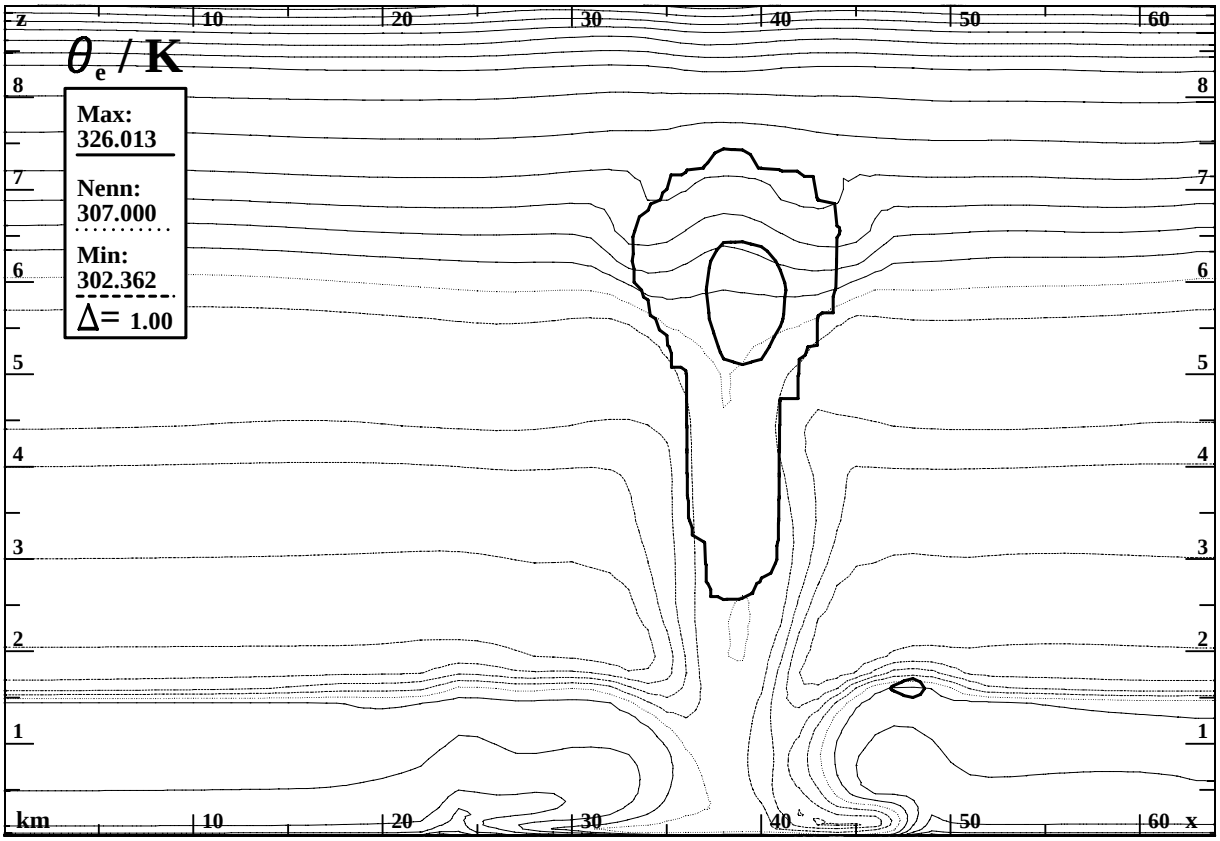

Abbildung 5.21: Wie Abb. 5.20, aber für einen x,z–Vertikalschnitt entlang der Ausbreitungsrichtung der Schauerzelle bei $y = 34$ km um 12:50 OZ. Das System bewegt sich im Bild nach rechts voran.

was bei Berücksichtigung des Winkels zwischen dem Azimutbereich der betroffenen Radiale und der Marschrichtung der Böenfront auf etwa $10.5\ \mathrm{m\,s^{-1}}$ entlang der Ausbreitung der Dichteströmung führt und sich gut mit dem Versatz der Cumuli des Böenkragens von $40\ \mathrm{km\,h^{-1}}$ zwischen den Zeitpunkten 12:45 und 12:50 deckt.

Anhand von Vertikalschnitten der äquipotentiellen Temperatur wird jetzt noch die interne Struktur der Böenfront beleuchtet, denn man erwartet ja, daß die Dichteströmung wenige 100 m über dem Erdboden am intensivsten ist und der aus dem CAPPI–v ermittelten Lage der Front im Grenzschichtniveau vorauseilt. Die Abb. 5.20 zeigt daher einen y,z–Schnitt in Süd–Nord Richtung quer zur Verlagerungsrichtung der Zelle bei $x = 35$ km zum Zeitpunkt 12:45 der MAX_CAPPI in Abb. 5.17. Die weitere Abb. 5.21 dagegen ist ein x,z–Schnitt in West–Ost Richtung bei $y = 34$ km um 12:50 OZ parallel zur Verlagerung des Systems.

In Abb. 5.20 erkennt man in Bildmitte zwischen $y \simeq 25$ und $y \simeq 40$ km das System aus Wolke und Fallwind mit Böenkragen an einer starken Deformation der Isothermen von Θ_e, die an den Bildrändern unbeeinflußt von der Zone konvektiver Aktivität fast parallel zum Untergrund verlaufen. Die dicken Linien zeigen die Isoplethen der Wolkenwassergehalte $\rho\, q_c = 0.01\ \mathrm{g\,m^{-3}}$ (außen) und $1.0\ \mathrm{g\,m^{-3}}$ (innen). Aus der Wolke stürzt bei $y = 34$ km die Luft herab. Im Kern dieses Abwinds bleibt Θ_e dabei unterhalb 5.0 km über Grund nahezu erhalten. Dies bestätigt die Verwendung von Θ_e als Quasi–Erhaltungsgröße in vielen Wolkenmodellen (z. B. Klemp und Wilhelmson, 1978; Emanuel, 1994). Die am Boden ankommende Luft wird quer zur Verlagerungsrichtung der Zelle (also in der Bildebene) beinahe symmetrisch horizontal abgelenkt und schiebt sich unter die an der Erdoberfläche liegende Luft mit hohen Werten der äquivalent–potentiellen Temperatur Θ_e.

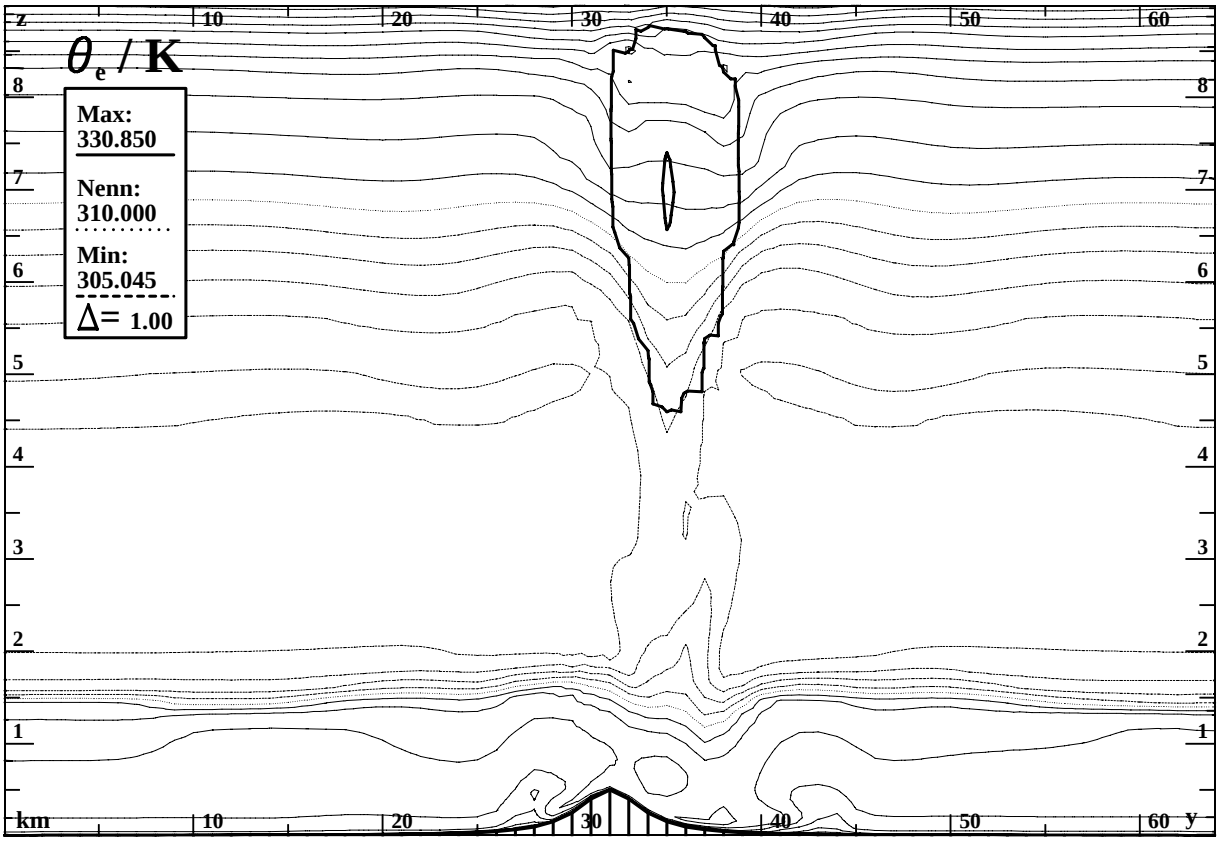

Abbildung 5.22: Analog zur Abb. 5.20, aber aus der Simulation mit Einzelberg. Vertikalschnitt in der y,z–Ebene bei $x = 32$ km um 12:45 OZ. Die Orographie ist schraffiert dargestellt. Sie stört den konvektiven Fallwind erheblich und bricht die im Fall ebenen Geländes vorhandene Symmetrie quer zur Ausbreitungsrichtung.

Die Zirkulation mit positiver (zyklonaler) Wirbelstärke am Vorderrand dieser Kaltluftzunge ist ebenso erkennbar wie die Beeinflussung am Grenzschichtoberrand: das Niveau z_i ist hier besonders gut an der Drängung der Θ_e–Isothermen in ca. 1.5 km Höhe zu erkennen. Im Bereich der Böenwalze wird z_i um mehrere 100 m angehoben, und es haben sich dort Wolken (s. Abb. 5.17) gebildet. Die Hebung im Niveau z_i führt aber nicht zur Bildung von Wellen, sondern hier ist die Dichteströmung dominant.

Der x,z–Vertikalschnitt in Ausbreitungsrichtung 5 min später in Abb. 5.21 zeigt eine ähnliche Struktur mit noch besser konservierter äquivalent–potentieller Temperatur im Abwindkern, aber auch eine klare Asymmetrie zwischen Vorder- und Rückseite des Systems. Am Vorderrand auf der rechten Seite der Zelle bei $x \simeq 45$ km ist die Dichteströmung ausgeprägter und mächtiger: sie reicht bis etwa 500 m Höhe hinauf. Auch die Zirkulation ist stärker und durch Grenzschichthebung und Wolkenbildung geprägt, vgl. Abb. 5.18. Auf der Rückseite erkennt man dagegen nur leicht wellige Strukturen im Grenzschichtniveau, die keine signifikanten Effekte zeitigen.

Im Gegensatz dazu wirkt der Einzelberg der zweiten Simulation hemmend auf die Ausprägung der Böenfront. Dies veranschaulicht Abb. 5.22 für den Zeitpunkt 12:45 OZ in einem y,z–Schnitt bei $x = 32$ km, also quer zur Verlagerungsrichtung des Sturms genau durch den Berggipfel verlaufend. Der Abwind greift hier nicht ungehindert zum Boden durch, zudem wird die Zirkulation am Böenkragen durch die schraffiert dargestellte Topographie in ihrer Symmetrie gebrochen. Am Berggipfel spaltet sie sich mit Schwerpunkt nach Norden auf, während auf der Südseite in etwa 1.0 km ü. NN wellige Strukturen zu sehen sind. Das Niveau z_i in 1.5 km Höhe wird hierbei kaum beeinflußt.

Der Orographieeinfluß ist demnach komplex und doppeldeutig: durch das Vorhandensein des Berges nimmt zwar der maximale Niederschlag wie gesehen um 58 % zu, und es gibt ein zweites Maximum im Lee des Berges, aber die Böenfront fällt wesentlich schwächer aus.

Der Vollständigkeit halber sei noch auf ein Phänomen verwiesen, das sich am Oberrand der Wolke in etwa 7.0 km ü. NN (Abbn. 5.20 und 5.21), bzw. 8.0 km ü. NN (Abb. 5.22) abspielt und im Feld von Θ_e besonders gut sichtbar wird. Dort erkennt man durch die Wolkenränder hindurch je eine Absenkung der Θ_e–Isothermen, im Kern der Cb–Wolke dagegen eine leichte Aufstülpung nach oben. Hier wird die Zirkulation im Wolkenkopf sichtbar, mit noch schwachem Aufsteigen im Kern und kompensierendem Absinken an den Rändern der Wolke. Die Quasi–Erhaltungseigenschaft von Θ_e bewirkt dabei den vertikalen Versatz der Isothermen. Diese Vermischungszone ist in beiden Fällen ca. 1.0 km mächtig und geht weit über den mit der 0.01 g m^{-3} Isoplethe dargestellten Wolkenrand hinaus.

Dieses im englischen als *entrainment* bezeichnete Phänomen des Einmischens von Luft aus dem Außenraum der Wolke und im Gegenzug des Herausmischens von Wolkenluft in die freie Atmosphäre zeigt, daß tiefe atmosphärische Feuchtkonvektion nicht auf den durch Kondensation von Wasserdampf als Wolke sichtbaren Bereich der Konvektionszone beschränkt ist und macht eine dynamische Wolkenklassifikation im Falle konvektiver Wolken notwendig.

Aufgrund der feinen Maschenweiten dieser Simulationen ist das Einmischen bei dem Cb ein von KAMM direkt räumlich aufgelöstes skaliges Austauschphänomen im Gegensatz zur subskaligen Vermischung, die durch die turbulenten Austauschterme der KAMM–Modellgleichungen parametrisiert wird. Die gleiche Studie mit horizontalen Maschenweiten von z. B. $\Delta \simeq 4$ km könnte zwar noch die Wolke, aber nicht mehr in gleichem Maße das *entrainment* skalig beschreiben und würde damit einen wesentlichen Prozeß der Konvektion aus der Modellierung ausgrenzen.