

Dynamik von Bannerwolken: Idealisierte Studien mit einem Grobstruktursimulationsmodell

Diplomarbeit

Institut für Physik der Atmosphäre
Fachbereich Physik, Mathematik, Informatik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Matthias Voigt
Mainz, 3. Januar 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Stand der Forschung	2
1.2	Ziele und Aufbau der Arbeit	6
2	Theorie zur Umströmung von Hindernissen	7
2.1	Strömungsablösung	8
2.2	Schwerewellen	8
2.3	Allgemeine Eigenschaften der Strömung um eine Pyramide	11
3	Modell	15
3.1	LES	15
3.2	EULAG	17
3.2.1	Analytik	17
3.2.2	Numerik	18
3.2.3	Feinstrukturmodell	20
4	Modelleinstellungen	22
4.1	Modellgebiet und Gitter	22
4.2	Orographie	23
4.3	Grundzustand	25
4.4	Randbedingungen	25
4.4.1	Windprofil bei hoher Einströmgeschwindigkeit	27
4.4.2	Windprofil bei niedriger Einströmgeschwindigkeit	29
4.4.3	Thermodynamische Profile am Einströmrand	30
4.4.4	Diagnostischer Höhentracер	32
4.5	Mittelung	32
4.6	Übersicht über durchgeführte Läufe	33
5	Diagnostik	35
5.1	Diagnostische Erzeugung der Wolke	35
5.2	Hebung	35
5.3	Hebung Luv vs. Lee	36
5.4	Divergenz des turbulenten Feuchteflusses	37
5.5	Trajektorien	38
6	Ergebnisse	40
6.1	Pyramide	40

6.1.1	Pyramide in neutraler Schichtung	40
6.1.2	Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dicker Grenzschicht .	42
6.1.3	Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dünner Grenzschicht	45
6.2	Grat	51
6.2.1	Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dicker Grenzschicht .	51
6.2.2	Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dünner Grenzschicht	55
6.3	2D Grat	59
6.3.1	Sensitivität auf Windgeschwindigkeit in dicker Grenzschicht .	59
6.4	Übersicht über die Ergebnisse	60
6.5	Quantifizierung der Einflüsse von Druckreduktion, Mischung und Hebung	63
6.6	Abgrenzung der Bannerwolke zur Wolkenkappe	73
6.7	Trajektorien	75
6.7.1	Pyramide in dicker Grenzschicht und hoher Windgeschwindigkeit	75
6.7.2	Pyramide in dicker Grenzschicht und niedriger Windgeschwindigkeit	82
7	Zusammenfassung und Ausblick	88
	Literaturverzeichnis	92
A	Anhang	93

1 Einleitung



(a) Bannerwolke am Matterhorn Schweiz (Foto: Z. Grossen)
 (b) Bannerwolke am Mount Assiniboine in Kanada (Foto: J. Marriott)

Bannerwolken sind orographisch verursachte Wolken, die sich im Lee von steilen, oft isoliert stehenden, Berggipfeln und Bergrücken bilden. Ihren Namen verdankt die Wolke ihrem an eine im Winde flatternde Fahne erinnernden Aussehen. Bannerwolken nehmen aufgrund der Tatsache, dass sie sich im Lee von Bergen bilden eine Sonderstellung gegenüber den anderen Typen von Wolken ein, die beim Überströmen von Bergen entstehen. Unter diesen ist besonders die Wolkenkappe (engl. Cap Cloud) hervorzuheben, die mit der Bannerwolke die Eigenschaften gemein haben kann, dass sie sich direkt am Berg bildet und auch bis ins Lee erstreckt. Sie unterscheidet sich aber von den Bannerwolken durch ihre glatte auf eine laminare Strömung deutende Oberseite, die sich auch oberhalb des Gipfels befindet.

Bannerwolken sind an manchen Bergen ein relativ häufig auftretendes Phänomen, so wurden beispielsweise an der Zugspitze im Zeitraum zwischen Dezember 2002 und Oktober 2006 an 797 Beobachtungstagen 170 Bannerwolkenereignisse gezählt. In den Sommermonaten wurden im Mittel 10 Ereignisse pro Monat und im Winter 2 Ereignisse pro Monat gezählt (Wirth u. a., 2011). Bisweilen sind Bannerwolken auch die einzigen Wolken an ansonsten wolkenfreien Tagen. Weitere Berge an denen Bannerwolken häufig beobachtet werden sind das Matterhorn in der Schweiz (Douglas, 1928), siehe Abbildung 1(a), der Säntis in der Schweiz (Peppler, 1927), der Mount Assiniboine in Kanada, siehe Abbildung 1(b), sowie der Felsen von Gibraltar (Scorer, 1955). Allen diesen Bergen ist gemein, dass sie relativ isoliert stehen oder die umliegenden Berge zumindest überragen und relativ steil abfallende Flanken haben.

1.1 Stand der Forschung

Die meteorologische Literatur enthält einige Beschreibungen von Bannerwolken, die bisweilen auch verschiedene Ansätze zur Erklärung des Phänomens beinhalten. Die vorhandene wissenschaftliche Literatur zu Bannerwolken wird hier zunächst in chronologischer Reihenfolge und ohne Anspruch auf Vollständigkeit kurz vorgestellt. Eine der ältesten und besten Beschreibungen liefert Hann (1896, S. 182): *Weht dagegen ein stürmischer feuchter Wind gegen einen isolierten hoch aufragenden Berggipfel, so bildet sich zuweilen eine Wolkenfahne, eine langgestreckte Wolke, die mit dem einen Ende an dem Berggipfel gleichsam befestigt erscheint, während sie ihrer Länge nach wie ein Wimpel im Winde flattert.* Über die reine Beschreibung hinaus liefert er auch eine Entstehungshypothese: *Der hochaufragende Berggipfel theilt den Luftstrom in zwei Arme, zwischen welchen ein Raum mit relativ ruhiger Luft entsteht. Der über den Berg hinbrausende Sturm reißt an seiner unteren Seite Luft aus dem geschützten Raume mit sich fort und erzeugt eine Luftverdünnung, zu deren Ausfüllung die unteren Luftschichten in dem geschützten Raume emporsteigen, dabei sich abkühlen und ihren Wasserdampf zu einer Wolke verdichten.* Außerdem veröffentlicht er bereits die Darstellung einer Bannerwolke die in Abbildung 1.1 zu sehen ist.



Abbildung 1.1: Das große Wiesbachhorn mit einer Wolkenfahne vom Großglockner aus gesehen, von Major H. Hartl 1881 aus Hann (1896)

Douglas (1928) diskutiert verschiedene Hypothesen wie die Kühlung des Luftstromes durch den Berg und die Expansion durch das Druckminimum im Lee des Berges, welche er aber beide verwirft. Stattdessen postuliert er eine, durch das Druckminimum verursachte, aufsteigende Strömung auf der Leeseite des Berges und fertigt eine Schemazeichnung (Abb.1.2) des von ihm postulierten Entstehungsmechanismus an. Er geht auf die Unterschiede und Gemeinsamkeiten zwischen Bannerwolken und Wolkenkappen ein und beschreibt Übergangsformen. Zur Abgrenzung

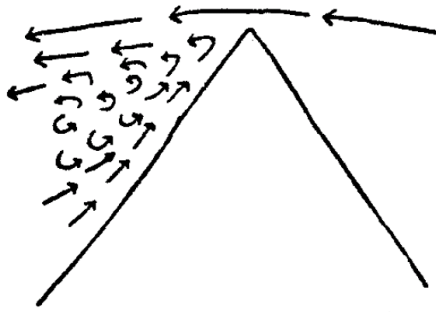


Abbildung 1.2: Schemazeichnung der Strömung über einen isolierten steilen Gipfel aus Douglas (1928)

zwischen Bannerwolke und Wolkenkappen schreibt er, dass die Feuchte in Bannerwolken aus tieferen Schichten stammt(*Banner clouds appear to draw their moisture from lower down than the caps*). Er verweist auf eine Arbeit von Peppler (1927), der zwischen einem laminaren und einem turbulenten Wolkenfahnentyp unterscheidet. Peppler beschreibt den ersten Typ als stratusähnlich mit geringer innerer Bewegung und den zweiten Typ als Fahne mit starker Struktur- und Formänderung, die aus einer Reihe rasch aufeinander folgender Wirbel zu bestehen scheint. Er veröffentlicht die Windmessung eines Pilotballons, der während eines Bannerwolkenergebnisses am Säntis in Friedrichshafen gestartet wurde. Bei Südwestwind lag Friedrichshafen während des Aufstiegs im Lee des Säntis. Charakteristisch bei diesem Aufstieg war der starke Anstieg der Windgeschwindigkeit zwischen 1000m und 3000m Höhe, worauf er die turbulente Form der Bannerwolke zurückführt. Hauer (1949) beschreibt sogenannte Sogwolken an der Zugspitze und vermutet, dass für ihre Entstehung ein Leewirbel verantwortlich ist, der kalte, feuchte Luft vom Eibsee zum Grat zwischen Zugspitze und Schneeferner transportiert. Auch McIntosh (1963, S.34) gibt einen Lee-Rotor als Hauptursache für die Wolkenbildung an, hält aber einen Beitrag der Druckreduktion zur Kondensation, wie sie auch an Flugzeugtragflächen zu beobachten ist, für möglich. Humphreys (1964, S.303) bringt die Hypothese der Expansion und Kühlung im Druckminimum wieder auf und erweitert sie durch die Hypothese, dass diese Kühlung durch den Kontakt mit der kalten Bergoberfläche intensiviert wird. Beer (1974, S.180) bezeichnet Bannerwolken als Unterart der Cap Clouds und gibt ebenfalls die Druckreduktion als Entstehungsursache an. Alle Aussagen über den Entstehungsmechanismus und die Abgrenzung zu anderen Wolkentypen sind aber rein qualitativ und beruhen auf genauen Hinsehen und, bis auf den Ballonaufstieg, nicht auf Messungen. Geerts (1992) trägt die verschiedenen historischen Untersuchungen (Douglas, Humphreys, Beer) zusammen und hebt dabei vor allem die Arbeit von Douglas (1928) hervor, während er die noch frühere Arbeit von Hann

(1896) nicht zu kennen scheint. Er erweitert die Kontaktkühlungshypothese noch um die Mischung von Grenzschichtluft mit Luft aus der freien Atmosphäre. Allerdings hält er es für ausgeschlossen, dass dieser Effekt allein für die Bannerwolkenbildung verantwortlich ist. Auch er favorisiert den Lee-Rotor Mechanismus und verweist dazu auf eine Arbeit von Smolarkiewicz und Rotunno (1989) die die barokline Bildung von Lee Wirbeln hinter einem glockenförmigen Hindernis numerisch untersuchen. Der Freisetzung latenter Wärme misst er geringe dynamische Bedeutung zu.

Messungen in Bannerwolken wurden von Joachim Kuettner in den Jahren 1945-1948 auf der Zugspitze durchgeführt. Die Originalaufzeichnungen gingen leider verloren, aber die Verdichtung der Messungen auf eine einzige Aussage wurde publiziert (Kuettner, 2000). Die Luft auf der Leeseite des Grates in der Wolke ist 3-4°C wärmer und 40-70% feuchter als die wolkenfreie luvseitige Luft.

Nach theoretischen Überlegungen und Analyse von Videoaufnahmen schlagen Schween u. a. (2007) folgende Eigenschaften zur Definition einer Bannerwolke vor.

1. *Die Wolke befindet sich im unmittelbaren Lee der Bergspitze oder des Bergrückens.*
2. *Die Wolke besteht aus kondensiertem Wasserdampf.*
3. *Die Lebensdauer der Wolke ist grösser als die Zeit, die ein Luftpaket zum Durchlauf durch die Wolke benötigt.*
4. *Die Wolke hat nicht primär konvektiven Charakter, d.h. das Aufsteigen im Lee wird nicht durch Auftrieb, sondern durch dynamisch erzwungene Hebung verursacht.*

Ausführlich beschäftigt sich Reinert (2010) in seiner Dissertation mit dem Thema. Er führt numerische Simulationen an einer Pyramide in einer neutralen Grenzschicht unter einer feuchtstabilen freien Atmosphäre durch. In diesen Simulationen zeigt er, dass eine Bannerwolkenentstehung allein durch den Lee-Rotor Mechanismus möglich ist. Er bestätigt die Vermutung von Geerts (1992), dass die Freisetzung von latenter Wärme nur eine untergeordnete Rolle für die Dynamik spielt und zeigt auch, dass der Einfluss leeseitiger Feuchtequellen bei den von ihm durchgeführten Simulationen zu vernachlässigen ist. Er postuliert drei thermodynamische Voraussetzungen für die Entstehung einer Bannerwolke:

1. *Das Hebungskondensationsniveau mindestens einer infinitesimal dünnen vertikalen Schicht muss kleiner sein als die Hindernishöhe.* Diese Voraussetzung ist rein thermodynamisch und ist notwendig, damit überhaupt Luftschichten

mit genügend Feuchte vorhanden sind, um bei Hebung eine Wolke unterhalb des Gipfelniveaus zu erzeugen.

2. *Das Hebungskondensationsniveau mindestens einer infinitesimal dünnen vertikalen Schicht muss kleiner sein als die maximale Höhe die ein Luftpaket aus selbiger Schicht im Lee durch adiabatisches Aufsteigen erreichen kann.* Diese Voraussetzung ist keine rein thermodynamische, sondern beinhaltet die dynamisch erzwungene Hebung im Lee. Dort müssen Luftpakete zur Wolkenentstehung über ihr Kondensationsniveau angehoben werden.
3. *Das Hebungskondensationsniveau jeder infinitesimal dünnen vertikalen Schicht muss größer sein als die maximale Höhe die ein Luftpaket aus der jeweiligen Schicht im Luv durch adiabatische Hebung erreichen kann.* Diese Bedingung ist notwendig, damit das Luv des Berges wolkenfrei bleibt.

Die Entstehung von Bannerwolken wird seit über 100 Jahren diskutiert. Die zunächst chronologisch vorgestellten Entstehungshypothesen lassen sich in 4 Kategorien zusammenfassen.

1. Bernoulli Effekt: Die Kondensation erfolgt durch die adiabatische Expansion und der daraus resultierenden Kühlung von Luftpaketen, die sich entlang quasi horizontaler Trajektorien bewegen, im dynamisch erzeugten lokalen Druckminimum im unmittelbaren Lee des Berges (Humphreys und Beer).
2. Mischungsnebel: Die Kondensation entsteht durch die Mischung zweier unter-sättigter Luftmassen. Die Temperatur der gemischten Luftmasse ergibt sich als massengewichtetes Mittel der Temperaturen der ursprünglichen Luftmassen. Der Sättigungsdampfdruck einer solchen Mischung liegt unter dem gewichteten Mittel der Sättigungsdampfdrücke, da der Sättigungsdampfdruck exponentiell von der Temperatur abhängt. Somit kann die Mischung übersättigt sein (Geerts).
3. Lee-Rotor: Die Kondensation entsteht durch die Hebung und der daraus resultierenden adiabatischen Expansion und Kühlung eines Luftpaketes im aufsteigenden Ast eines Leerrotors, der durch das Ablösen der Strömung an der Bergspitze und das Wiederanlegen stromabwärts entsteht (Hann, Douglas und Reinert).
4. Kontaktkühlung: Die Kondensation erfolgt aufgrund der Abkühlung einer am Berg aufsteigenden Luftmasse durch den kälteren Berg (Humphreys).

1.2 Ziele und Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit soll anhand numerischer Simulationen mit idealisierter Orographie zur Klärung des Entstehungsmechanismus von Bannerwolken beitragen. Dabei sollen die bestehenden Entstehungshypothesen überprüft werden und gegebenenfalls die Wichtigkeit ihres Beitrags abgeschätzt werden. Durch die Verwendung verschiedener dynamischer und thermodynamischer Randbedingungen soll die Sensitivität des Entstehungsmechanismus auf Windgeschwindigkeit und Stabilität der Schichtung abgesteckt werden. Anhand dreier verschiedener idealisierter Orographien soll überprüft werden, welche eine Bannerwolkenbildung begünstigen und inwieweit sich der Entstehungsmechanismus ändert. Desweiteren soll eine Abgrenzung von Bannerwolken gegenüber anderen Wolkentypen anhand von objektiven Kriterien durchgeführt werden. Die vorliegende Arbeit baut auf den Erkenntnissen von Reinert auf. Der untergeordneten Bedeutung von latenter Wärme für die Dynamik (Reinert, 2010, S.136) wird durch das Verwenden eines Modells mit rein trockener Dynamik Rechnung getragen. Auch wird mit Hinblick auf seine Untersuchung auf Feuchtequellen im Modellgebiet verzichtet. Diese Arbeit geht allerdings insofern über die Arbeit von Reinert hinaus als verschiedene idealisierte Orographien und mehrere dynamische und thermodynamische Randbedingungen untersucht werden. In Kapitel 2 dieser Arbeit werden dazu die physikalischen Phänomene beschrieben, die bei der Umströmung eines Hindernisses auf atmosphärischer Skala und damit für die Dynamik von Bannerwolken relevant sein können. In Kapitel 3 werden zunächst numerische Simulationen von turbulenten Strömungen im Allgemeinen und die Abgrenzung von Grobstruktursimulationen zu anderen Möglichkeiten besprochen. Danach wird näher auf das hier verwendete Modell mit den zugrundeliegenden Gleichungen und ihrer Diskretisierung eingegangen. Kapitel 4 zeigt dann mit welchem Grundzustand und welchen Randbedingungen das Modell betrieben wird. Hier wird auch ein Überblick über die durchgeführten Läufe gegeben. Welche Werkzeuge zur Analyse der durch die Numerik erzeugten Daten verwendet werden, erklärt Kapitel 5. Kapitel 6 stellt dann die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen vor, bewertet die Entstehungsmechanismen hinsichtlich ihrer Wichtigkeit und stellt Sensitivitäten auf die Windgeschwindigkeit und Stabilität fest. Im letzten Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst und weiterhin offene Fragestellungen aufgezeigt.

2 Theorie zur Umströmung von Hindernissen

In diesem Abschnitt werden dynamische Phänomene behandelt, die bei der Umströmung von Hindernissen beobachtet werden. Dabei ist die betrachtete Skala der Hindernisse so klein, dass der Einfluss der Erdrotation zu vernachlässigen ist. Hauptsächlich bestimmen dann 3 Faktoren die Art der Strömung um ein Hindernis (Whiteman, 2000, S.141):

1. Die Stabilität der Schichtung $\partial\Theta/\partial z$
2. Die Windgeschwindigkeit $\vec{u}$
3. Die Charakteristik der Topographie $h(x, y)$.

Je stabiler die Schichtung der auf ein Hindernis treffenden Luft ist, desto eher wird das Hindernis um- statt überströmt, da aufsteigende Luftpakete durch ihre negative Auftriebskraft abgebremst werden, wenn nicht ein entsprechend starker vertikaler Druckgradient die Beschleunigung kompensiert. Das dafür nötige Druckmaximum am Stagnationspunkt sorgt aber bei dreidimensionalen Hindernissen auch für einen horizontalen Druckgradienten, der die Luftpakete quer zur Anströmrichtung beschleunigt, sodass ein Umströmen des Hindernis erfolgt. Ausserdem unterdrückt eine stabile Schichtung die Ablösung der Strömung an Steigungsänderungen $\partial^2 h / \partial x^2$ der Topographie parallel zur Strömungsrichtung (Scorer, 1958, S.245). Eine höhere Windgeschwindigkeit hingegen ermöglicht das Heben von Luftpaketen gegen eine stabile Schichtung und damit die Überströmung eines Hindernisses und fördert das Ablösen der Strömung an Biegungen der Topographie. An scharfen Kanten löst sich die Strömung unabhängig von der Windgeschwindigkeit wie im folgenden Abschnitt beschrieben. Eine sanft ansteigende und sanft abfallende Topographie begünstigt ein Anliegen der Strömung. Große Steigungsänderungen begünstigen ein Abreißen der Strömung. Je grösser die Ausdehnung des Hindernisses quer zur Strömungsrichtung ist, desto eher wird ein Überströmen erzwungen. Im Extremfall einer quasi 2D Topographie, d.h. $h = h(x)$, muss die gesamte Luft das Hindernis überströmen. Diese drei Faktoren lassen sich zum Teil in einer einzigen dimensionslosen Kennzahl zusammenfassen. Die Froude Zahl Fr vereint die Stabilität der Schichtung ausgedrückt durch die Brunt-Väisälä Frequenz N auf die in Abschnitt 2.2 näher eingegangen wird, den Betrag der Windgeschwindigkeit u und die Höhe des Hindernis in einer Kennzahl. Bei gleichbleibender Form des Hindernisses sowie Beschaffenheit des Fluids und gleichbleibender Froude Zahl sollten auch die Eigenschaften der Strömung gleichbleiben.

$$Fr = \frac{u}{N \cdot H} \quad (2.1)$$

2.1 Strömungsablösung

Bei einer Strömung entgegen der Druckgradientkraft kann die Luft in der Grenzschicht, die sich ja aufgrund der Bodenreibung langsamer bewegt als außerhalb, durch ebendieses Druckfeld zum Stillstand gebracht werden (Scorer, 1958, S.105). Dieser Punkt nennt sich Ablösepunkt. Hinter diesem Punkt verläuft die Strömung bodennah entgegen der Hauptströmungsrichtung und damit in Richtung der Druckgradientkraft.

Bei der Umströmung von Hindernissen mit scharfen Kanten muss sich die Strömung ablösen. An einer senkrecht angeströmten Kante müsste die senkrecht zur Kante und Strömungsrichtung stehende Windkomponente eines Luftpaketes einen Sprung aufweisen, wollte die Strömung der Orographie folgen. Da die totale zeitliche Ableitung einer Windkomponente aber proportional zur entsprechenden Komponente des Druckgradienten ist, müsste diese unendlich werden. Trajektorien von Luftpaketen können also nur entlang stetig differenzierbarer Bahnen verlaufen, somit muss bei nicht stetig differenzierbarer Orographie, also an scharfen Kanten, die Strömung abreißen. Dieser Abriss geschieht unabhängig von der Reynoldszahl, d.h. der Windgeschwindigkeit (Scorer, 1958, S.111). Hinter scharfen Kanten bilden sich also immer Wirbel aus, die den Raum zwischen der Kante und dem Wiederanlegepunkt füllen.

2.2 Schwerewellen

Bei der Überströmung von Hindernissen in stabiler Schichtung bilden sich Schwerewellen. Schwerewellen entstehen bei einer Auslenkung δz von Luftpaketen um ihre bei stabiler Schichtung bestehende Ruhelage z_0 , also die Position bei der die Dichte des betrachteten Luftpaketes ρ_p gleich der Dichte ρ_a der umgebenden Luftpakete ist. Durch die Phasendifferenz benachbarter Luftpakete wird aus der Schwingung eine Welle. Die rückstellende Kraft ist die Auftriebskraft $\vec{F}_b$ in der die Schwerebeschleunigung $\vec{g}$ enthalten ist, weswegen sie als Schwerewellen bezeichnet werden (Nappo, 2002).

$$\vec{F}_b = \frac{d^2\delta z}{dt^2} \cdot m_p \cdot \vec{k} = -\vec{g}(m_p - m_a) \quad (2.2)$$

Die Gleichung für die Auftriebskraft (2.2) lässt sich mit $m_p = \rho_p \cdot V_p$ und dem idealen Gasgesetz $p = \rho R_d T$ umschreiben zu

$$\frac{d^2\delta z}{dt^2} = -g \cdot \frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_p} = -g \cdot \frac{T_a - T_p}{T_a} \quad (2.3)$$

Dabei wurde angenommen, dass die Pakete gleiche Volumina haben und sich der Druck instantan angleicht. Man nimmt nun eine kleine Auslenkung δz des Luftpaketes an.

ketes an und entwickelt die Temperatur um die Gleichgewichtslage z_0 .

$$T_p = T_0 + \frac{\partial T_p}{\partial z} \delta z + \dots \quad (2.4)$$

Mit Gleichung (2.4) und der entsprechenden Entwicklung für T_a lässt sich die Auftriebsbeschleunigung nun durch vertikale Temperaturgradienten ausdrücken.

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} = -\frac{g}{T_a} \cdot \left(\frac{\partial T_a}{\partial z} - \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) \delta z = -\frac{g}{T_a} (\Gamma - \Gamma_a) \delta z \quad (2.5)$$

Dabei ist $\Gamma = g/c_p$ der trockenadiabatische Temperaturgradient und Γ_a der Temperaturgradient der Umgebungsluft. Die potentielle Temperatur Θ gibt die Temperatur eines Luftpaketes an, das auf ein Druckniveau p_0 gebracht wird. Sie ist wie folgt definiert

$$\Theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (2.6)$$

Leitet man diese Definitionsgleichung logarithmisch nach z ab und nutzt außer dem idealen Gasgesetz noch die hydrostatische Gleichung $\partial p = -\rho g \partial z$ führt das auf folgenden Ausdruck

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial \ln \Theta}{\partial z} = \frac{\partial \ln}{\partial z} \left(T_a \cdot \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \right) = \frac{1}{T_a} \left(\frac{\partial T_a}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) = \frac{\Gamma - \Gamma_a}{T_a} \quad (2.7)$$

Damit lässt sich die Gleichung für die Beschleunigung durch Auftrieb (2.5) mit der Potentiellen Temperatur Θ schreiben (Nappo, 2002, S.19)

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} = -\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \cdot \delta z \quad (2.8)$$

Diese Differentialgleichung für δz wird durch den Ansatz einer harmonischen Schwingung in der vertikalen gelöst.

$$\delta z(t) = A \cdot \exp(Nit) + B \cdot \exp(-Nit) \quad (2.9)$$

Im Falle einer stabilen Schichtung, also $\partial \Theta / \partial z > 0$, gibt N in dieser Gleichung die Kreisfrequenz der Schwingung an und ist auch unter dem Namen Brunt-Väisälä Frequenz bekannt.

$$N = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}} \quad (2.10)$$

Bei einer Temperatur von 287K und einer Zunahme der potentiellen Temperatur mit der Höhe von 4K/km, was ein mittlerer Wert für die Troposphäre ist, ergibt sich also eine Kreisfrequenz von $0,012s^{-1}$ und damit eine Periode von 8 Minuten. Durch Anwendung linearer Theorie auf die zweidimensionalen Impuls-, Masse- und

Energieerhaltungsgleichungen lässt sich eine Differentialgleichung für die Amplitude des Vertikalwindes $\hat{w}$ ableiten, die sogenannte Taylor-Goldstein Gleichung (Nappo, 2002, S.26). Diese sieht in der Form für konstante Hintergrundwindgeschwindigkeit u_0 , konstante Dichte ρ und konstante Schichtung N folgendermaßen aus.

$$\frac{d^2\hat{w}}{dz^2} + \left[\frac{N^2}{u_0^2} - k^2 \right] \cdot \hat{w} = 0 \quad (2.11)$$

k ist darin die horizontale Wellenzahl. Diese Gleichung wird für eine einzelne Wellenzahl k durch den Ansatz

$$\hat{w}(z) = A \cdot \exp(-miz) \quad (2.12)$$

gelöst. Durch Einsetzen dieses Ansatzes in die Taylor-Goldstein Gleichung (2.11) ergibt sich für die vertikale Wellenzahl m

$$m^2 = \frac{N^2}{u_0^2} - k^2 \quad (2.13)$$

Wir betrachten nun orographisch angeregte Schwerewellen, für die gilt, dass die Auf- und Abwindbereiche relativ zum Berg ihre Position nicht ändern. Dafür muss die horizontale Phasengeschwindigkeit $c_x = \omega/k$ entgegengesetzt gleich der konstanten Hintergrundwindgeschwindigkeit u_0 sein. Setzt man $u_0 = -\omega/k$ in (2.13) ein, erhält man

$$m^2 = k^2 \left[\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right] \quad (2.14)$$

Durch Auflösen nach ω erhält man die Dispersionsrelation, also den Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenlänge bzw. Wellenzahl der Welle.

$$\omega = \pm \frac{kN}{(m^2 + k^2)^{1/2}} = \pm N \cos \beta \quad (2.15)$$

Darin ist β der Winkel zwischen der x -Richtung und dem Wellenvektor $\vec{k} = (k, m)$. Daraus folgt, dass die maximale Kreisfrequenz der Schwerewellen N ist. Ausserdem sieht man daran, dass Schwerewellen entlang gebogener Pfade propagieren, wenn sich die Stabilität der Schichtung N mit der Höhe ändert (Nappo, 2002, S.32). An Gleichung (2.13) in Verbindung mit (2.12) erkennt man, dass die Amplitude des Vertikalwindes für $N/u_0 < k$ exponentiell abnimmt. Für $N/u_0 > k$ ändert sich $\hat{w}$ periodisch mit Höhe. Daraus folgt, dass es eine kritische Wellenzahl $k_c = N/u_0$ gibt, die auch Scorer Parameter L_s genannt wird.

$$L_s = \frac{N}{u_0} \quad (2.16)$$

Für $k < k_c = L_s$ propagieren die Wellen vertikal. Ein isolierter Berg regt aber immer das komplette Spektrum an Schwerewellen mit unterschiedlichen Wellenzahlen an. Ein Teil der angeregten Wellen propagiert vertikal, ein Teil klingt mit der Höhe ab. Welche Wellenlänge maßgeblich angeregt wird, hängt von der Längenskala des Berges in Strömungsrichtung ab (Nappo, 2002, S.61). Je ausgedehnter der Berg in Strömungsrichtung, desto größer wird auch die Wellenlänge sein, die am stärksten angeregt wird. Dabei sieht die Höhenströmung nicht die wirkliche Kontur des Berges, sondern eine effektive Kontur. Diese effektive Kontur beginnt am Ablösepunkt der Strömung vor dem Berg und endet am Wiederanlegepunkt hinter dem Berg. Die am stärksten angeregte Wellenlänge kann also deutlich größer als die horizontale Ausdehnung des Berges sein. Bei gleichbleibender Schichtung N hängt die kritische Wellenlänge

$$\lambda_{xc} = 2\pi/k_c = 2\pi \cdot u_0/N \quad (2.17)$$

nur von der Windgeschwindigkeit ab. Bei niedrigerer Windgeschwindigkeit sinkt also auch die kritische Wellenlänge und immer mehr durch den Berg angeregte Schwerewellen propagieren auch vertikal. Bei einer Windgeschwindigkeit von $u_0 = 9\text{m/s}$, einer Stabilität der Schichtung von $\partial\Theta/\partial z = 4\text{K/km}$ und $\Theta = 287\text{K}$ beträgt die kritische Wellenlänge $\lambda_{xc} \approx 4700\text{m}$. Bei einer Windgeschwindigkeit von $u_0 = 3\text{m/s}$ ist demnach $\lambda_{xc} \approx 1570\text{m}$. Bei einem Berg mit einer horizontalen Ausdehnung von 1000m längs zur Strömungsrichtung sind also bei der niedrigeren Windgeschwindigkeit ein größerer Teil der angeregten Wellen länger als die kritische Wellenlänge λ_{xc} und propagieren damit vertikal.

2.3 Allgemeine Eigenschaften der Strömung um eine Pyramide

Die Eigenschaften der Strömung um ein pyramidenförmiges, bodenbefestigtes Hindernis wurden in verschiedenen Windkanalexperimenten (Chyu und Natarajan (1996), Martinuzzi und AbuOmar (2003)) und numerischen Simulationen (Ikhwan, 2005) untersucht. Diese Untersuchungen wurden auf Laborskala in neutraler Schichtung durchgeführt. Die Reynoldszahl der betrachteten Strömungen lag im Bereich um $Re = 10^{-4}$. Bestimmte Eigenschaften der mittleren Strömung sind allen diesen Untersuchungen gemein und werden hier kurz beschrieben:

1. *Ablösung der Strömung* stromaufwärts. Entlang einer Linie am Boden stromaufwärts der Pyramide verschwindet die x -Komponente der Windgeschwindigkeit. Hinter dieser Linie beginnt der vordere Rückstrombereich in dem die Strömungsrichtung entgegen der Hauptrömungsrichtung ist.

2. Im Rückstrombereich unmittelbar vor der Pyramide beginnt der *Hufeisenwirbel* (siehe Abbildung 2.3). Die Wirbelachse verläuft vor der Pyramide in y - und neben der Pyramide in x -Richtung, erinnert also an die Form eines Hufeisens.
3. In der xz -Symmetrieebene wird der Hufeisenwirbel nach oben durch den *Stagnationspunkt* begrenzt (siehe Abbildung 2.3). Hier ist die Windkomponente parallel zur Pyramidenfläche und Hauptrömungsrichtung Null. Der Stagnationspunkt ist über eine Stromlinie mit dem Ablösepunkt (Durchgang der Ablöselinie durch die Symmetrieebene) verbunden. Über dem Stagnationspunkt liegt die Strömung wieder an, um dann an der Pyramidenspitze wieder abzureißen. Dieser zweite Ablösepunkt ist über eine Stromlinie mit dem Wiederaanlegepunkt stromab verbunden.
4. Den Bereich unterhalb der den hinteren Rückstrombereich begrenzenden Stromlinie füllt der *Lee – Rotor*, der Teil eines *Bogenwirbels* ist (Chyu, Martinuzzi). Dessen Achse durchstößt die xz -Symmetrieebene senkrecht (siehe Abbildung 2.3 und verläuft seitlich davon zunehmend in z -Richtung (siehe Abbildung 2.2).
5. Der rückseitige Rückströmbereich wird durch eine Linie am Boden begrenzt, an der die x -Komponente der Windgeschwindigkeit ihr Vorzeichen hin zur Hauptströmungsrichtung wechselt. Der Schnittpunkt dieser Linie mit der xz Symmetrieebene ist der *Wiederaanlegepunkt*.

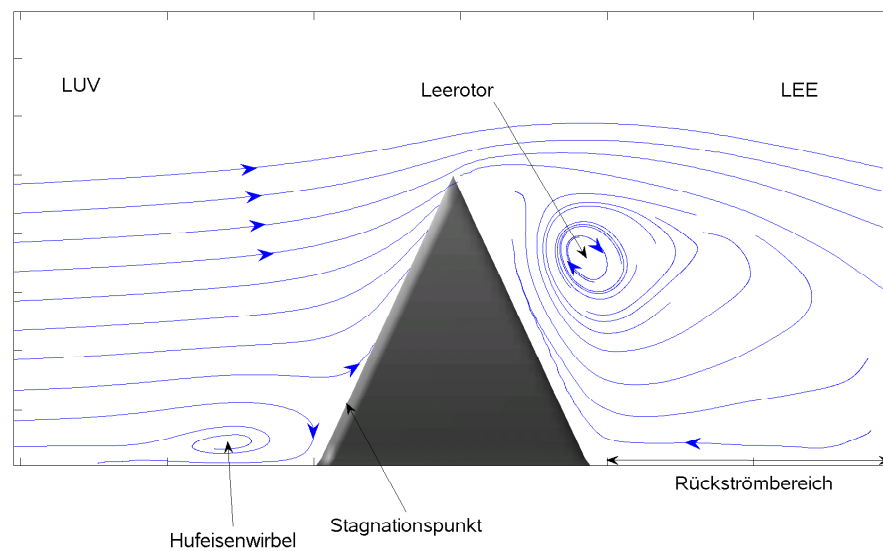


Abbildung 2.1: Schemazeichnung der Strömung um eine Pyramide im xz -Schnitt der Symmetrieebene

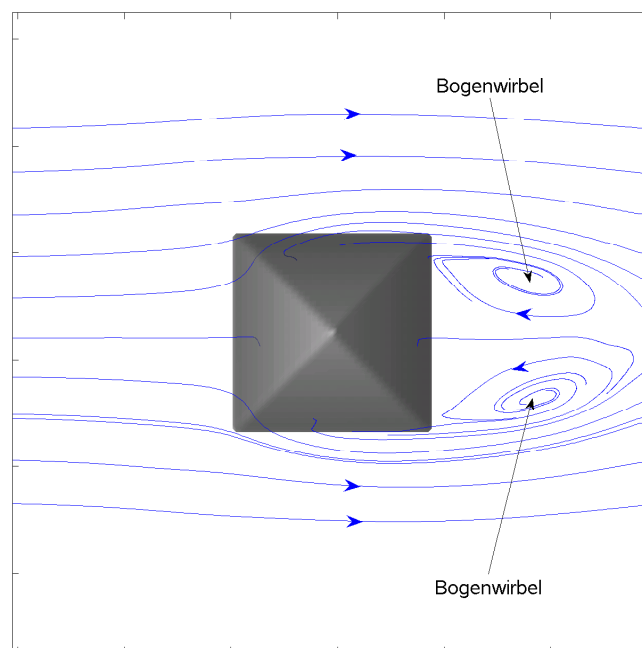


Abbildung 2.2: Schemazeichnung der bodennahen Strömung um eine Pyramide im xy -Schnitt

3 Modell

3.1 LES

LES steht für Large Eddy Simulation und ist eine Art der Simulation turbulenter Strömungen. Im Deutschen ist auch der Name Grobstruktursimulation gebräuchlich. Die anderen Möglichkeiten zur Simulation turbulenter Strömungen sind die Direkte Numerische Simulation (DNS) und die Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS). Bei der DNS werden Wirbel bis hin zur kleinsten Skala simuliert, also ungemittelte und ungefilterte Navier Stokes Gleichungen für Variablen $u(\vec{x}, t)$ gelöst (Fröhlich, 2006, S.4). Das Verfahren ist sehr rechenaufwändig, da bei der Diskretisierung ein sehr feines Gitter verwendet werden muss, und bisher nur für niedrige Reynoldszahlen zu realisieren. Bei der RANS wird nur die mittlere Strömung simuliert und der turbulente Anteil modelliert. Dazu werden die Variablen in einen zeitlich konstanten Mittelwert $\langle u \rangle$ und eine Fluktuation u'' aufgespalten. Die zeitlichen Ableitungen der mittleren Größen fallen somit aus den Gleichungen. Die turbulenten Terme müssen modelliert werden. Die LES geht einen Mittelweg und simuliert die größeren Skalen, während die kleinen Skalen modelliert werden. Dazu werden die vollständigen Navier Stokes Gleichungen in einen räumlich gefilterten Anteil $\bar{u}$ und eine kleinskalige Abweichung u' aufgespalten. Die kleinskaligen Terme der Gleichungen werden dann in einem Feinstrukturmodell modelliert. Dadurch können die Gleichungen auf einem gröberen Gitter diskretisiert werden. Diese Ansätze sind in Tabelle 1 gegenübergestellt. In der ersten Zeile sind die Filterungen bzw. Mittelungen aufgeführt, wobei die Funktion G im einfachsten Fall so beschaffen ist, dass $\bar{u}$ der räumliche Mittelwert von u in einem Intervall um den Punkt $\vec{x}$ ist. Die Trennung der Skalen bei der LES ist dadurch gerechtfertigt, dass die Eigenschaften der groß- und kleinskaligen Bewegung unterschiedlich sind: Die großen Skalen enthalten die meiste Energie und haben eine weniger universelle Struktur als die kleinen Skalen. Die Eigenschaften der groß- und kleinskaligen Turbulenz sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die Aufgabe des Feinstrukturmodells bei der LES ist die Auswirkung der nicht aufgelösten Skalen auf die aufgelösten Skalen darzustellen. Das bedeutet vornehmlich die Dissipation von Energie mit der gleichen Rate, die eine DNS simulieren würde (Fröhlich, 2006, S.152). Auf das in den hier durchgeführten Rechnungen benutzte Feinstrukturmodell wird in Abschnitt 3.2.3 näher eingegangen.

DNS	LES	RANS
$u(\vec{x}, t)$	$\bar{u}(\vec{x}, t) = \int G(\vec{y} - \vec{x}) u(\vec{y}, t) d\vec{y}$	$\langle u \rangle(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(\vec{x}, t) dt$
u	$u = \bar{u} + u'$	$u = \langle u \rangle + u''$
$\partial_t u + \partial_x u^2 + \dots$	$\partial_t u + \partial_x \bar{u}^2 + \underbrace{\partial_x \overline{u'^2}}_{\text{FS-Modell}} + \dots$	$\cancel{\partial_t u} + \partial_x \langle u \rangle^2 + \partial_x \langle u''^2 \rangle + \dots$

Tabelle 1: Übersicht der Ansätze zur Berechnung turbulenter Strömungen aus Fröhlich (2006, S.5). In der ersten Zeile wird die räumliche Mittelung beim LES Ansatz und die zeitliche Mittelung beim RANS Ansatz definiert. Zeile zwei zeigt die Darstellung der Variablen u durch einen räumlichen bzw. zeitlichen Mittelwert und die Abweichung davon. In der letzten Zeile wird gezeigt, wie der Term $\partial_t u + \partial_x u^2$ nach der räumlichen bzw. zeitlichen Mittelung aussieht. Man erkennt, dass auch die gemittelten Gleichungen noch Terme enthalten, die von den Abweichungen abhängen. Diese Terme müssen modelliert werden. Im Falle der LES geschieht das durch ein Feinstrukturmodell (siehe Abschnitt 3.2.3)

Große Skalen	Kleine Skalen
geometrieabhängig	universell
von mittlerer Strömung generiert	Zerfallsprodukte der größeren Skalen
oft stark geordnet	ungeordnet
inhomogen, anisotrop	homogen, isotrop
energiereich	energiearm
langlebig	kurzlebig
diffusiv	dissipativ

Tabelle 2: Eigenschaften der groß- und kleinskaligen Turbulenz aus Fröhlich (2006, S.107)

3.2 EULAG

3.2.1 Analytik

Der Name EULAG steht für Eulerian semi-Lagrangian fluid solver. In der hier verwendeten Version löst das Modell die anelastischen Gleichungen nach Ogura und Philipps (1961). Dieses Gleichungssystem besteht aus den Gleichungen (3.1), (3.2) und (3.3). Das Subskript 0 bezeichnet einen stationären, horizontal homogenen, hydrostatischen, Coriolis-balancierten Grundzustand mit konstanter Stabilität. Das Subskript e steht für *environmental* und bezeichnet einen hydrostatischen Umgebungszustand, der nicht stationär und horizontal homogen sein muss und auch keine konstante Stabilität aufweisen muss (Prusa u. a., 2008). Die gestrichenen Größen sind Abweichungen von diesem Umgebungszustand. In der Kontinuitätsgleichung (3.1) wird eine zeitlich konstante Dichte ρ_0 verwendet. In der Impulsgleichung (3.2) ist der erste Term auf der rechten Seite die Beschleunigung aufgrund von Druckgradienten. Der zweite Term gibt die vertikale Beschleunigung durch Auftrieb an. Im dritten Term ist $|\vec{f}|$ der Coriolisparameter, der für diese Untersuchung auf Null gesetzt wurde, so dass dieser Term für die vorliegende Arbeit verschwindet. Der letzte Term $\vec{D}$ gibt die Dissipation von Impuls an. In der Energiegleichung (3.3) steht $\mathcal{H}$ für die viskose Dissipation von Wärme.

$$\nabla(\rho_0 \cdot \vec{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{u} \nabla \cdot \vec{u} = -\nabla \left(\frac{p}{\rho_0} \right)' - \vec{g} \frac{\Theta'}{\Theta_0} - \vec{f} \times \vec{u} + \vec{D} \quad (3.2)$$

$$\frac{d\Theta'}{dt} = \frac{\partial \Theta'}{\partial t} + \vec{u} \nabla \Theta' = -\vec{u} \cdot \nabla \Theta_e + \mathcal{H} \quad (3.3)$$

Der Vorteil der anelastischen Gleichungen ist, dass Schallwellen gefiltert werden und deswegen ein größerer Zeitschritt benutzt werden kann. Ausserdem muss nur noch eine der über das ideale Gasgesetz $p = \rho \cdot R_d \cdot T$ verknüpften thermodynamischen Variablen Θ , ρ und p prognostisch bestimmt werden. Θ wird prognostisch bestimmt, ρ und p werden über das ideale Gasgesetz und die Kontinuitätsgleichung diagnostisch bestimmt. Die diagnostische Gleichung für p erhält man durch Multiplikation der Impulsgleichung (3.2) mit ρ_0 und dem Bilden der Divergenz.

$$\nabla \cdot \left(\rho_0 \nabla \left(\frac{p'}{\rho_0} \right) \right) = -\nabla \cdot \rho_0 \left(\vec{u} \nabla \cdot \vec{u} + \vec{g} \frac{\Theta'}{\Theta_0} + \vec{D} \right) \quad (3.4)$$

Diese elliptische Differentialgleichung (3.4) muss iterativ gelöst werden, um das Stördruckfeld p' zu erhalten. Eine Beschreibung des numerischen Verfahrens zur Lösung findet sich in Smolarkiewicz und Margolin (1997).

3.2.2 Numerik

Die Erhaltung einer Größe Ψ lässt sich, wie wir sehen werden, auch durch folgende Äquivalenz einer lokalen Änderung und der Konvergenz eines Flusses schreiben.

$$\frac{\partial(\Psi\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\Psi\rho) = 0 \quad (3.5)$$

Differenziert man die Produkte in den Klammern erhält man daraus

$$\Psi \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \Psi \nabla \cdot (\vec{u}\rho) + \rho \vec{u} \nabla \Psi = 0 \quad (3.6)$$

Fasst man die Terme mit Vorfaktor Ψ und ρ zusammen, erhält man

$$\underbrace{\Psi \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\rho) \right)}_0 + \rho \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{u} \nabla \Psi \right) = 0 \quad (3.7)$$

Der erste Term verschwindet aufgrund der Massenerhaltung. Damit ist die Äquivalenz der linken Seiten von (3.2) und (3.4) mit (3.5) gezeigt. Die beiden prognostischen Gleichungen (3.2) und (3.3) des anelastischen Systems kann man also folgendermaßen in allgemeiner Flussform schreiben.

$$\frac{\partial(\Psi\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\Psi\rho) = R \quad (3.8)$$

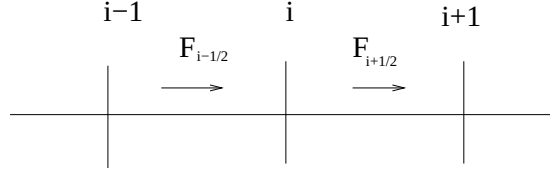
Ψ steht für Θ oder $\vec{u}$ und R steht für die rechte Seite der Gleichungen (3.2) und (3.3). Diese Gleichung muss diskretisiert und numerisch gelöst werden. In EULAG erfolgt die Advektion mit einem MPDATA (Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm) genannten numerischen Schema nach Smolarkiewicz (1982). Die Funktionsweise wird hier im eindimensionalen Fall für den Transport eines Skalars Ψ ohne Quellen und Senken erklärt. Der Einfachheit halber wird auch konstante Dichte angenommen. Die Erklärung folgt dabei Smolarkiewicz (1982) sowie Smolarkiewicz und Szmelter (2005). Mit den gemachten Annahmen vereinfacht sich Gleichung (3.8) zu

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u \cdot \Psi) = 0 \quad (3.9)$$

Die Diskretisierung dieser Gleichung lautet

$$\Psi_i^{n+1} = \Psi_i^n + F_{i-1/2} - F_{i+1/2} \quad (3.10)$$

Darin steht das Subskript für den Gitterpunkt und das Superskript für den Zeitpunkt. F steht für den Fluss zwischen den Gitterpunkten wie in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Der Fluss ist durch Gleichung (3.11) gegeben.

**Abbildung 3.1:** Schemazeichnung des Flusses zwischen Gitterpunkten

$$F_{i-1/2} = (u_{i-1/2}^+ \Psi_{i-1} + u_{i-1/2}^- \Psi_i) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.11)$$

Um eine Fallunterscheidung zu vermeiden wurden die beiden Geschwindigkeiten u^+ und u^- definiert.

$$u^+ = 1/2(u + |u|) \quad ; \quad u^- = 1/2(u - |u|) \quad (3.12)$$

Entwickelt man Ψ_i^n, Ψ_{i+1}^n und Ψ_{i-1}^n in eine Taylorsumme zweiter Ordnung um den Punkt x_i, t^n , erhält man

$$\Psi_i^{n+1} = \Psi_i^n + \frac{\partial \Psi}{\partial t} \Delta t + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \Delta t^2 \quad (3.13)$$

und

$$\Psi_{i+1}^n = \Psi_i^n + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \Delta x^2 \quad ; \quad \Psi_{i-1}^n = \Psi_i^n - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \Delta x^2 \quad (3.14)$$

Setzt man die Gleichungen (3.12), (3.13) und (3.14) in Gleichung (3.11) ein und nimmt dazu der Einfachheit halber noch eine konstante Windgeschwindigkeit $u = \text{const}$ an, so erhält man unter Berücksichtigung von (3.9) folgenden Ausdruck

$$\left[\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right]_i^n + \left[\frac{\partial}{\partial x} (u \cdot \Psi) \right]_i^n = \frac{\partial}{\partial x} \left[1/2(|u| \Delta x - \Delta t u^2) \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right]_i^n \quad (3.15)$$

Die rechte Seite der Gleichung (3.15) ist der Fehler 1. Ordnung der beim Diskretisieren von (3.9) nach diesem Schema entsteht. Gleichung (3.15) diskretisiert mit höherer Genauigkeit eine Gleichung mit einem zusätzlichen Diffusionsterm.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u \cdot \Psi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{impl} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \quad (3.16)$$

In dieser Gleichung wurde der implizite Diffusionskoeffizient $K_{impl} = 1/2(|u| \Delta x - \Delta t u^2)$ eingeführt. Die Diffusionsgleichung kann statt dem Diffusionskoeffizient auch mit einer Diffusionsgeschwindigkeit u_d geschrieben werden.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u \cdot \Psi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{impl} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} (u_d \Psi) \quad (3.17)$$

Die Diffusionsgeschwindigkeit u_d und die sogenannte Antidiffusionsgeschwindigkeit $\tilde{u}$ sind dabei wie folgt definiert.

$$u_d = -\frac{K_{impl}}{\Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\tilde{u} \quad (3.18)$$

Die Hauptidee bei MPDATA ist nun die Einführung eines Zwischenzeitschrittes auf das Zeitniveau $*$ in Gleichung (3.19) und das Umkehren der Diffusion beim zweiten Halbschritt auf das Zeitniveau $n + 1$ in Gleichung (3.20). Durch diese Flusskorrektur bleiben die Stabilitätseigenschaften des Upstream Schemas erhalten und die implizite Diffusion wird vermindert.

$$\Psi_i^* = \Psi_i^n + F_{i-1/2} - F_{i+1/2} \quad (3.19)$$

$$\Psi_i^{n+1} = \Psi_i^* + \tilde{F}_{i-1/2} - \tilde{F}_{i+1/2} \quad (3.20)$$

Die Geschwindigkeit die nach Gleichung (3.11) in den Fluss $\tilde{F}$ eingeht ist die Diskretisierung von (3.18)

$$\tilde{u}_{i+1/2} = \frac{(|u_{i+1/2}| \Delta x - \Delta t u_{i+1/2}^2)(\Psi_{i+1}^* - \Psi_i^*)}{(\Psi_{i+1}^* + \Psi_i^*) + \epsilon) \Delta x} \quad (3.21)$$

Das ϵ in Gleichung (3.21) steht dabei für eine kleine Zahl, zum Beispiel 10^{-15} , die verhindert, dass der Bruch für $\Psi = 0$ divergiert.

3.2.3 Feinstrukturmodell

Das Feinstrukturmodell hat die Aufgabe die Auswirkung der nicht aufgelösten Skalen auf die aufgelösten zu repräsentieren (Fröhlich, 2006, S.151). In der Impulsgleichung (3.2) wird der Term $\vec{D}$ durch das FS Modell erzeugt. Die Komponenten dieses Terms sind

$$D_i = -\partial_{x_j} \tau_{ij} = -\partial_{x_j} (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (3.22)$$

Da dieser Term auch von den nichtaufgelösten Skalen abhängt, die in $\overline{u_i u_j}$ enthalten sind, muss er durch Gleichung (3.23) parametrisiert werden (Fröhlich, 2006, S.163).

$$\tau_{ij}^{mod} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} + 2/3 K_\tau \delta_{ij} \quad (3.23)$$

Darin steht ν_t für die Wirbelviskosität und $K_\tau = \tau_{kk}/2$ für die subgitterskalige Turbulente Kinetische Energie(TKE). $\bar{S}_{ij}$ ist der gefilterte Geschwindigkeitsdeformationstensor.

$$\bar{S}_{ij} = 0.5(\partial_{x_i} \bar{u}_j + \partial_{x_j} \bar{u}_i) \quad (3.24)$$

Für K_τ muss folgende prognostische Gleichung gelöst werden

$$\partial_t K_\tau + \partial_{x_j} (\bar{u}_j K_\tau) = \partial_{x_j} (\nu_t \partial_{x_j} K_\tau) - \frac{g}{\Theta_0} C_h \partial_{x_j} \Theta \delta_{j3} - \tau_{ij}^{mod} \bar{S}_{ij} - \epsilon^{mod} \quad (3.25)$$

Der erste Term auf der linken Seite gibt die lokale Änderung der TKE an und der zweite Term die Advektion von TKE (Stull, 1988, S.152). Der erste Term auf der rechten Seite mit der Wirbelviskosität ν_t gibt den turbulenten Transport von TKE an. Der zweite Term auf der rechten Seite gibt die Erzeugung oder Vernichtung von TKE durch Auftrieb an. Bei stabiler Schichtung wird TKE vernichtet, bei labiler Schichtung erzeugt. Der dritte Term gibt die Erzeugung von TKE durch Windscherung an. Im letzten Term steht ϵ für die Vernichtung von TKE durch Dissipation. ν_t und ϵ^{mod} sind von K_τ abhängig.

$$\nu_t = C_{K_\tau} \Delta \sqrt{K_\tau} \quad (3.26)$$

$$\epsilon^{mod} = C_\epsilon \Delta^{-1} \sqrt{K_\tau}^3 \quad (3.27)$$

C_{K_τ} , C_H und C_ϵ sind dimensionslose Konstanten die bei den durchgeführten Rechnungen auf $C_{K_\tau} = 0,0856$, $C_H = 0,204$ und $C_\epsilon = 0,845$ gesetzt wurden wie in Margolin u. a. (1999) und Sorbjan (1995). Eine Diskussion dieser Konstanten und andere Vorschläge für ihre numerischen Werte findet man in Fröhlich (2006, S.163). Δ steht für die Schrittweite des numerischen Gitters.

4 Modelleinstellungen

4.1 Modellgebiet und Gitter

Die Simulationen wurden mit einer horizontalen Gitterweite von $\Delta x = \Delta y = 25\text{m}$ durchgeführt. In x -Richtung wurden $l = 320$ Gitterpunkte gesetzt, woraus sich eine Länge des Modellgebietes von 8 Kilometern ergibt. In y -Richtung wurden je nach Orographie $m = 192$ oder $m = 96$ Gitterpunkte verwendet, was eine Breite des Modellgebietes von 4,8 bzw. 2,4 Kilometern ergibt. Das schmalere Modellgebiet wurde für die Simulationen benutzt in denen die Orographie nur eine x -Abhängigkeit aufweist. In Falle des breiten Modellgebiets wurden in der Vertikalen $n = 120$ und im Falle des schmalen Gebiets $n = 200$ Gitterpunkte verwendet, also eine Gebietshöhe von 3 bzw. 5 Kilometern. Dabei ist der vertikale Abstand der Modellniveaux nicht konstant, sondern die Gitterweite wird mit zunehmender Höhe gestreckt. Die Streckung wird dabei über die Parameter SD und Δz festgelegt. Die folgende Funktion gibt an wie die Höhe des k -ten Modellniveaus berechnet wird. Dabei ist $z_{top} = n \cdot \Delta z$ die Höhe des Modellgebietes.

$$z_{str}(k) = -SD \cdot \ln \left(1 - \frac{k \cdot \Delta z}{z_{top}} \cdot \left(1 - \exp \left(-\frac{z_{top}}{SD} \right) \right) \right) \quad (4.1)$$

Für das niedrige Modellgebiet wurde SD auf 1000m und für das hohe auf 2000m gesetzt. Δz beträgt in beiden Fällen 25m. Der Verlauf dieser Funktion mit $SD = 1000\text{m}$ und $\Delta z = 25\text{m}$ ist in Abbildung 4.1(a) zu sehen, wobei der Übersichtlichkeit halber nur jedes fünfte Niveau als gepunktete Linie eingezeichnet wurde. In Abbildung 4.1(b) ist $\Delta z_{str} = z_{str}(k) - z_{str}(k-1)$ in Abhängigkeit von $z_{str}(k)$ dargestellt, also der Gitterabstand als Funktion der Höhe. Bodennah beträgt der vertikale Gitterabstand ungefähr 10m und am Oberrand über 100m. Der Streckungsfaktor, also das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Gitterabstände, beträgt im unteren Teil des Modellgebietes ungefähr 1% und steigt dann auf nahezu 10% zwischen den beiden letzten Gitterebenen.

Die Simulationen wurden parallel auf 512 Prozessoren gerechnet. Dazu wurde das Modellgebiet in x -Richtung in 32 Abschnitte und in y -Richtung in 16 Abschnitte aufgeteilt wie in Abbildung 4.2 ersichtlich. Jeder Prozessor rechnet dann eine Säule über einem Gebiet das aus 10 Gitterpunkten in x - und 12 Gitterpunkten in y -Richtung im Falle des breiten Gebietes bzw. 6 Gitterpunkten in y -Richtung im Falle des schmalen Gebietes besteht. Benachbarte Prozessoren tauschen Informationen über sogenannte Halo-Zellen aus. Diese betragen bei den vorliegenden Simulationen 3 Zellen in x - und in y -Richtung. In Abbildung 4.2 sind diese Bereiche grau hinterlegt. Man erkennt, dass ein großer Teil des simulierten Gebietes auf mehreren Prozessoren bekannt ist.

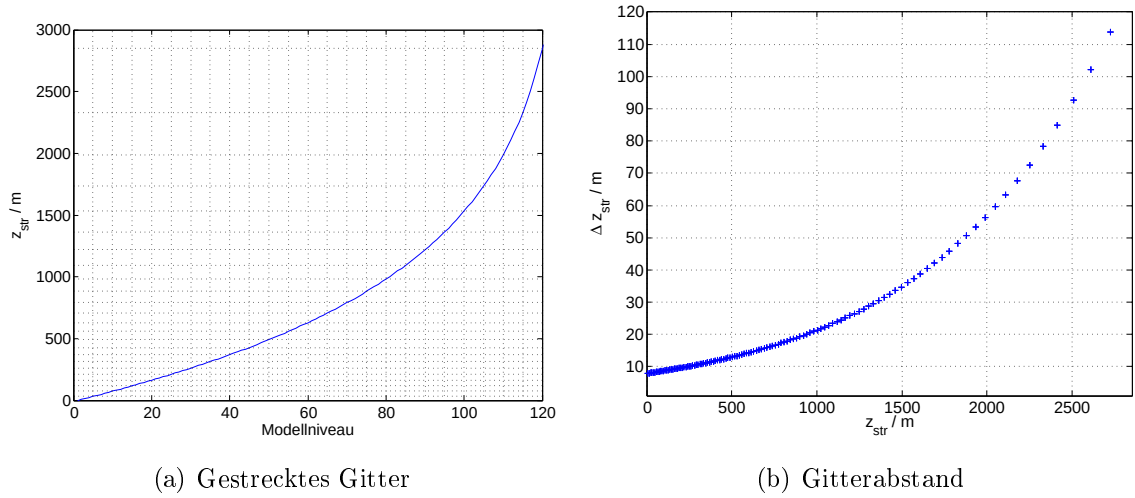


Abbildung 4.1: Vertikales Gitter

Dadurch gehen Vorteile der Parallelisierung verloren.

4.2 Orographie

Ein Ziel dieser Arbeit ist zu überprüfen, ob der Mechanismus der Bannerwolkenbildung wesentlich von der betrachteten Bergform abhängt. Zu diesem Zweck wurden die Simulationen mit drei verschiedenen idealisierten Orographien durchgeführt. Die erste ist eine Pyramide mit einer Höhe $H = 997\text{m}$, einer Basislänge von $L = 930\text{m}$ und einem daraus resultierenden Steigungswinkel von $\alpha = 65^\circ$. Das ist die gleiche Hindernisgeometrie die Reinert (2010) für seine Simulationen verwendet hat. Diese Orographie ist in Abbildung 4.3(a) in Form von Höhenlinien dargestellt. Zwischen zwei Höhenlinien steigt die Orographie 100m an und die innerste Höhenlinien verläuft bei 900m Höhe. Die Pyramidenspitze befindet sich 3km vom linken Einströmrand und 5km vom rechten Ausströmrand entfernt. In der Abbildung ist nur ein Viertel des Gebietes zu sehen. Es wird nur die halbe Länge und Breite gezeigt, wobei die Position der Pyramidenspitze bei $3/8$ der dargestellten Länge liegt. Die zweite simulierte Orographie ist ein senkrecht zur Hauptströmungsrichtung verlaufender Grat der gleichen Höhe, aber mit doppelter Basislänge in y -Richtung. Die Höhenlinien des Grates sind in Abb.4.3(b) zu sehen, wobei der gleiche Ausschnitt des Gebietes wie in Abb.4.3(a) zu sehen ist. Die dritte Orographie ist ein über die komplette y -Breite des Modellgebietes durchgehender Grat, der aufgrund der Periodizität in y -Richtung als unendlich ausgedehnt oder quasi 2D betrachtet werden kann. In der Höhenliniendarstellung in Abb. 4.3(c) wird wieder nur die halbe Länge des Gebietes, aber diesmal die komplette Breite gezeigt.

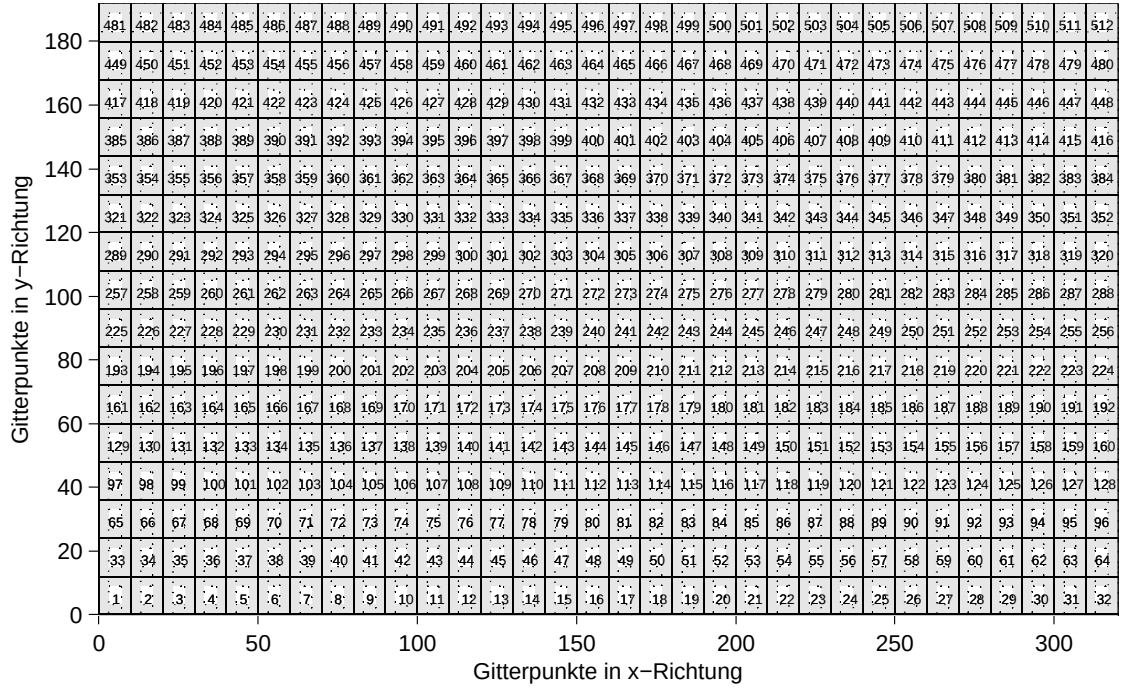


Abbildung 4.2: Aufteilung des Rechengebietes auf die Prozessoren. Grau hinterlegte Bereiche umfassen sogenannte Halo-Zellen über die benachbarte Prozessoren Informationen austauschen.

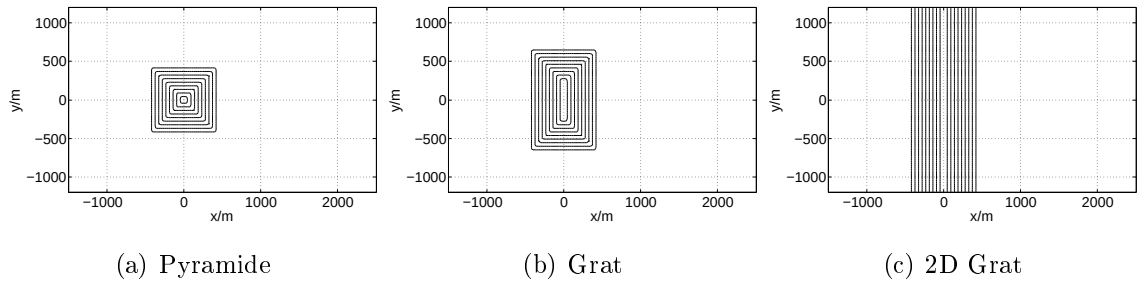


Abbildung 4.3: Höhenlinien der idealisierten Orographien

4.3 Grundzustand

Als Grundzustand wurde eine isentrope Atmosphäre $\Theta_0(z) = \Theta_{00}$ gewählt wie sie in Ogura und Philipps (1961) angegeben ist. Die Dichte im Grundzustand $\rho_0(z)$ nimmt mit den in Ogura und Philipps (1961) gemachten Annahmen gemäß folgender Gleichung mit der Höhe ab.

$$\rho_0(z) = \rho_{00} \cdot (1 - \kappa \cdot z/H)^{1/\kappa-1} \quad (4.2)$$

In dieser Gleichung steht $\kappa = R_d/c_p$ für den Adiabatenexponenten und $H = 7000$ m für die Skalenhöhe. Der Druck im Grundzustand $p_0(z)$ ist dann über die ideale Gasgleichung festgelegt.

$$p_0(z) = p_{00} \cdot (1 - \kappa \cdot z/H)^{1/\kappa} \quad (4.3)$$

Die Dichte und der Druck im Grundzustand sind also nur noch vom Bodendruck p_{00} und der Bodentemperatur Θ_{00} abhängig. Diese wurden auf $p_{00} = 1000$ hPa und $\Theta_{00} = 287$ K gesetzt. Daraus ergibt sich eine Luftdichte am Boden von $\rho_{00} = 1,214$ kg/m³.

4.4 Randbedingungen

Der obere Rand des Modellgebietes ist ein undurchlässiger, fester Deckel für den gilt, dass die Vertikalgeschwindigkeit verschwindet. Unterhalb des Deckels wird eine sogenannte Schwammschicht verwendet, die die Reflektion von Schwerewellen verhindern soll. Dazu wird zur Impulsgleichung (3.2) ein zusätzlicher Term addiert.

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla \left(\frac{p}{\rho_0} \right)' - \vec{g} \frac{\Theta'}{\Theta_0} + \vec{D} + \alpha(\vec{u} - \vec{u}_e) \quad (4.4)$$

Der zusätzliche Term enthält den Parameter α der die Dimension einer inversen Zeit hat. Der Term bewirkt, dass der Geschwindigkeitsvektor $\vec{u}$ nahe des Oberrandes des Modellgebietes auf das Umgebungsprofil $\vec{u}_e$ gezwungen wird. Der Parameter α steigt dabei linear wie bei Margolin u.a. (1999) von 0 am unteren Rand der Schwammschicht auf 10^{-2}s^{-1} am oberen Rand des Modellgebietes. Der untere Rand der Schwammschicht liegt bei 2km Höhe im Falle der Pyramide und bei 3km im Falle des 2D Grates. Da die kritische horizontale Wellenlänge bei niedrigeren Geschwindigkeiten kleiner ist, erwarten wir gemäß Abschnitt 2.2 bei den Läufen mit niedriger Windgeschwindigkeit, dass ein größerer Anteil der angeregten Schwerewellen vertikal propagiert. Bei der höheren Windgeschwindigkeit, die wie in Abschnitt 4.4.2 näher erläutert wird, bei $u_0 = 9\text{m/s}$ liegt, ist das Dämpfen von Schwerewellen auch aus einem zweiten Grund unkritischer. Dieser ist im Gegensatz der durch

den Scorer Parameter festgelegten kritischen Wellenlänge kein physikalischer Grund, sondern durch die Geometrie des Modellgebietes bedingt. Gemäß Gleichung 2.13 ist die vertikale Wellenzahl m bei konstanter Windgeschwindigkeit und Brunt-Väisälä Frequenz N durch die horizontale Wellenzahl k fixiert. Die Gleichung (2.13) wird hier in leicht abgewandelter Form wiederholt:

$$m^2 + k^2 = \frac{N^2}{u_0^2} \quad (4.5)$$

Da die Länge des Modellgebietes in x -Richtung 8km beträgt, können auch keine größeren Wellenlängen λ_x dargestellt werden (vgl. Reinert (2010, S.127)). Mit Gleichung (4.5) ergibt sich, aber für $u_0=9\text{m/s}$ und der verwendeten Schichtung eine Wellenlänge $\lambda_z \approx 6\text{km}$. Das ist unter den gegebenen Voraussetzungen die minimale vertikale Wellenlänge vertikal propagierender Schwerewellen. Da diese vertikale Wellenlänge größer ist als die Höhe des Modellgebietes, können diese Wellen nicht dargestellt werden. Die Geometrie des Modellgebietes wirkt hier wie ein Filter auf das Spektrum der Schwerewellen. Die niedrigere der beiden verwendeten Anströmgeschwindigkeiten liegt, wie in Abschnitt 4.4.2 näher erläutert wird, bei $u_0=3\text{m/s}$. Es liegt nahe, dass der 2D Grat die Topographie ist, die die stärksten Schwerewellen anregt. Diese Kombination ist also die kritischste im Bezug auf Reflektion von Schwerewellen. Klemp und Lilly (1978) empfehlen ein Verhältnis der Dicke der Schwammschicht D zur dominierenden vertikalen Wellenlänge λ_z von 1. Da die dominierende vertikale Wellenlänge in etwa der kritischen horizontalen Wellenlänge entspricht (siehe hierzu Reinert (2010, S.127)) beträgt diese nach Gleichung (2.17) ungefähr 1500m und kann im Modellgebiet dargestellt werden. Im Falle des 2D Grates und einer Windgeschwindigkeit von $u_0=3\text{m/s}$ beträgt also das Verhältnis

$$\frac{D}{\lambda_z} = \frac{2000m}{1500m} = \frac{4}{3} \quad (4.6)$$

Ausserdem empfehlen Klemp und Lilly (1978) ein Verhältnis des Dämpfungsparameter α am Oberrand der Schwammschicht zur Brunt-Väisälä Frequenz N von eins. Im Falle des 2D Grates und einer Windgeschwindigkeit von $u_0=3\text{m/s}$ beträgt das Verhältnis

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1 \cdot 10^{-2} s^{-1}}{1,2 \cdot 10^{-2} s^{-1}} = \frac{5}{6} \quad (4.7)$$

Die beiden Schwammschicht Parameter sind also nahe den von Klemp und Lilly (1978) empfohlenen Werten. Für die Läufe mit 2D Grat und Anströmung mit 3m/s erwies sich die Dämpfung trotzdem als zu schwach, so dass in dieser Arbeit für den 2D Grat nur Läufe mit einer Anströmgeschwindigkeit von 9m/s gezeigt werden.

Am unteren Rand des Modellgebietes wird als Randbedingung ein *drag law* verwendet, d.h. der Impulsfluss in den Boden genügt der Gleichung $\tau = C_D(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot \rho$

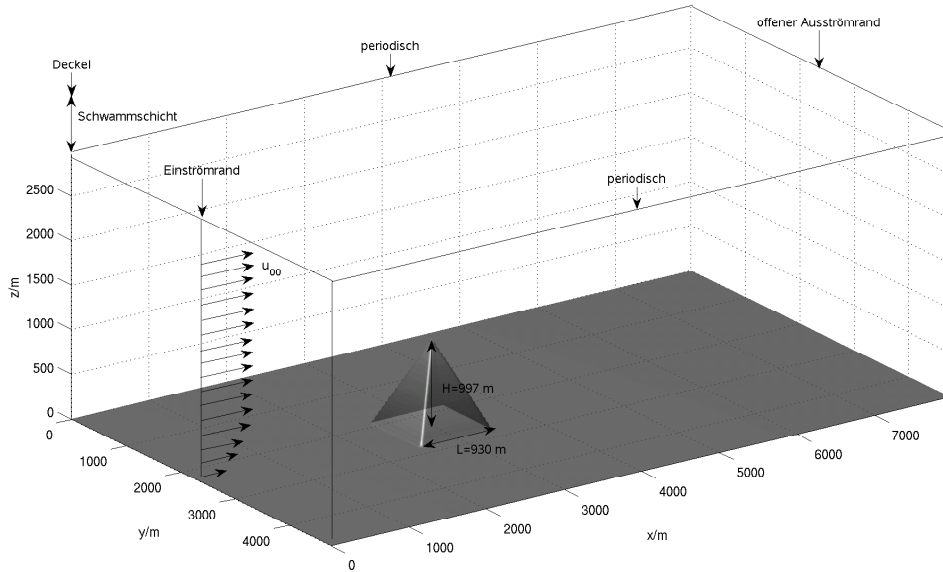


Abbildung 4.4: Schema des Modellaufbaus mit Pyramide als Orographie

(Margolin u.a., 1999). Der Parameter C_D wurde auf 0,01 gesetzt. Dabei werden geländeschneidende Koordinaten verwendet und Gitterpunkte innerhalb der Orographie haben Windgeschwindigkeit 0. In y -Richtung wurden periodische Randbedingungen verwendet. Der Ausströmrand auf der rechten Seite des Modellgebietes ist offen. Der beschriebene Modellaufbau mit einer Pyramide als Orographie ist in Abbildung 4.4 skizziert. Die Randbedingungen am Einströmrand werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

4.4.1 Windprofil bei hoher Einströmgeschwindigkeit

Zur Ermittlung des Höhenprofils des Windes $\bar{u}(z)$ am Einströmrand wurde ein Lauf ohne Orographie durchgeführt. Dabei wurde eine neutrale Schichtung $\partial\Theta/\partial z = 0$ verwendet. Die Ränder wurden bei diesem Lauf sowohl in x - als auch in y -Richtung periodisch gewählt. Die Luftmasse hat am Anfang im gesamten Modellgebiet eine Horizontalgeschwindigkeit von 9 m/s in x -Richtung. Am Boden wurde der Reibungskoeffizient auf $C_D = 0,01$ gesetzt. Durch die Bodenreibung und den dadurch verursachten Impulsfluss in den Boden bildet sich mit fortschreitender Integrationszeit in den untersten 170 Metern ein annähernd logarithmisches Windprofil aus (Stull, 1988,

S. 376). Dieses lässt sich mit der folgenden Funktion und den beiden Parametern z_0 und u_* ausdrücken. z_0 gibt die Höhe an auf der die mittlere Windgeschwindigkeit $\bar{u}$ Null wird. u_* ist die Schubspannungsgeschwindigkeit und ist über die Beziehung $u_* = \sqrt{\rho \cdot \tau}$ direkt mit dem vertikalen Fluss von horizontalem Impuls τ und der Dichte der Luft ρ verknüpft. k ist die dimensionslose von-Karman-Konstante, deren Wert laut Stull (1988, S. 377) bei 0,4 liegt.

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \cdot \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)$$

Nach zwei Stunden Integrationszeit wurde angefangen zeitlich über alle Felder zu mitteln. Nach zwei weiteren Stunden Integrationszeit wurden die mittleren Felder ausgegeben. Das zeitlich gemittelte Feld wurde nun noch in x - und y -Richtung gemittelt. Es ergibt sich ein mittleres Höhenprofil des Windes, welches in Abbildung 4.5 zu sehen ist. Zudem ist in dieser Abbildung noch die Funktion zu sehen die eine Regression der gemittelten Werte ergibt. Durch die Regression werden als Achsenabschnitt und Steigung in halblogarithmischer Auftragung die beiden Parameter ermittelt. Bei einer Windgeschwindigkeit von 9m/s und $C_D = 0,01$ beträgt die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = 1,01\text{m/s}$ und die Rauigkeitslänge $z_0 = 5,1\text{m}$, was laut Stull (1988, S. 380) ein typischer Wert für bergiges Gebiet ist.

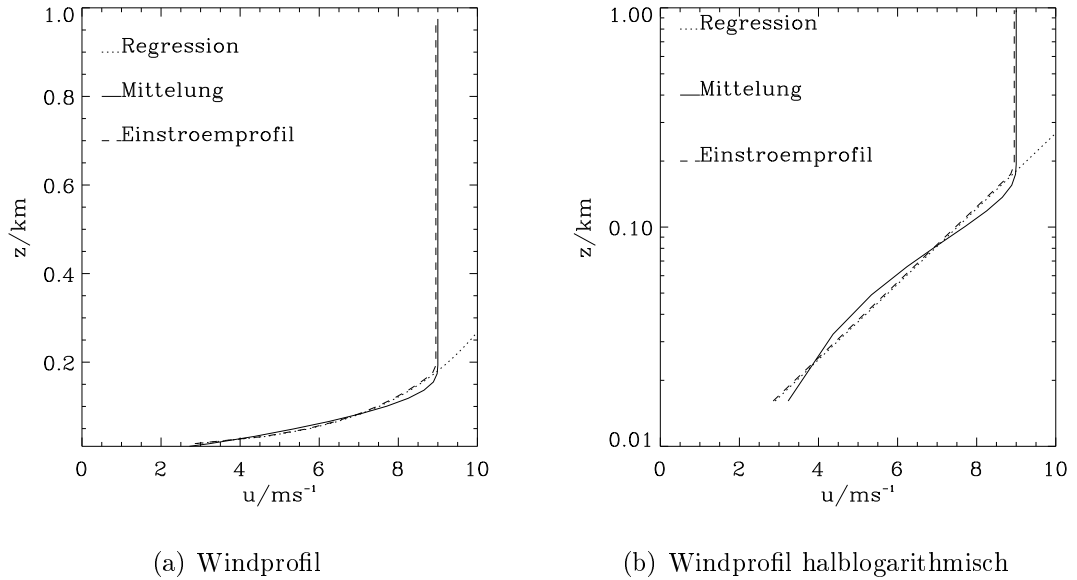


Abbildung 4.5: Windprofil für $u_0 = 9\text{m/s}^{-1}$

$$\bar{u}(z) = \frac{1,01\text{m/s}}{0,4} \cdot \ln \left(\frac{z}{5,1\text{m}} \right)$$

4.4.2 Windprofil bei niedriger Einströmgeschwindigkeit

Analog zur im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise wurde auch ein Lauf ohne Orographie mit einer anfänglichen Windgeschwindigkeit von 3m/s im gesamten Modellgebiet gestartet. Nach zwei Stunden Integrationszeit wurde angefangen über die Felder zu mitteln. Nach weiteren 3 Stunden wurden die mittleren Felder ausgegeben. Auch hier bildete sich ein annähernd logarithmisches Windprofil aus, allerdings nur in den untersten 100 Metern über dem Boden. Das Windprofil kann in diesem Bereich durch die folgende Funktion beschrieben werden, die durch eine Regression über die gemittelten Werte in den untersten 100m ermittelt wurde.

$$\bar{u}(z) = \frac{0,34\text{m/s}}{0,4} \cdot \ln\left(\frac{z}{2,9\text{m}}\right)$$

Diese Funktion und die Modelldaten sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Daraus ergibt sich eine Schubspannungsgeschwindigkeit von 0,34m/s und ein z_0 von 2,9m, was laut Stull (1988, S. 380) ein typischer Wert für niedrige Berge ist. Das im Hauptlauf verwendete Geschwindigkeitsprofil folgt der Regression bis zur Höhe in der eine Windgeschwindigkeit von 3m/s erreicht wird. Darüber bleibt die Windgeschwindigkeit konstant bei 3m/s.

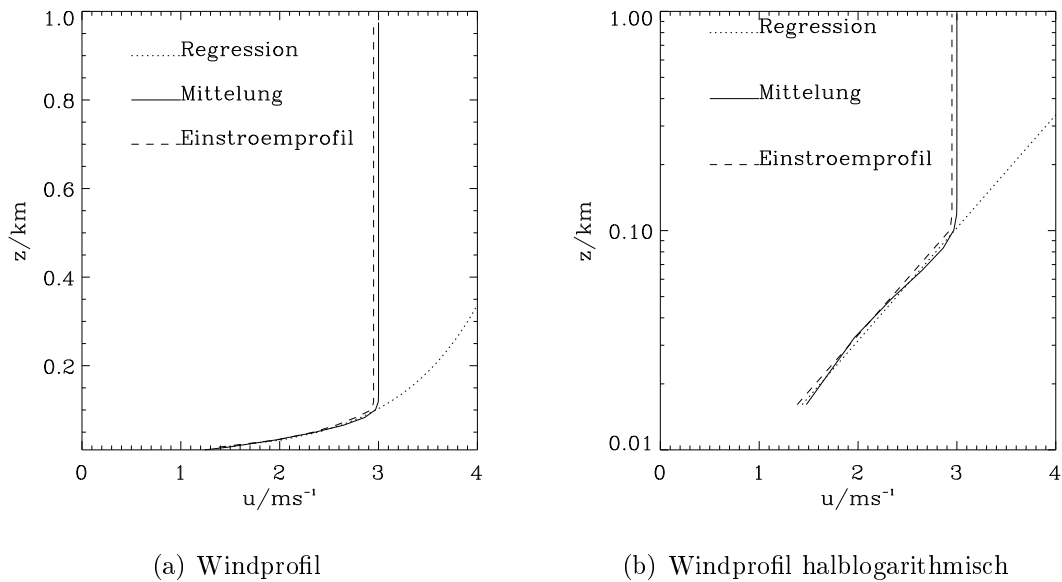
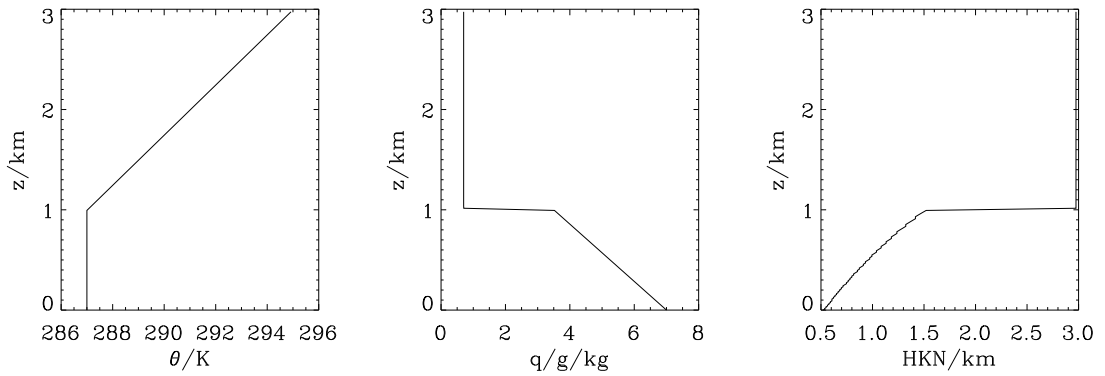


Abbildung 4.6: Windprofil für $u_0 = 3\text{ms}^{-1}$

4.4.3 Thermodynamische Profile am Einströmrund

Es wurden zwei thermodynamische Profile am Einströmrund getestet, die der Einfachheit halber im folgenden mit dicker und dünner Grenzschicht bezeichnet werden. Unter dicker Grenzschicht wird dabei verstanden, dass die Höhe z_i oberhalb der eine stabile Schichtung besteht mit der Höhe des Hindernisses H zusammenfällt. Im Falle der dünnen Grenzschicht ist $z_i = H/2$ und das Hindernis ragt aus der Grenzschicht hinaus. In beiden Fällen wurde eine neutrale Schichtung unterhalb von z_i gewählt. Darüber steigt die potentielle Temperatur Θ mit 4K/km. Als Repräsen-



(a) Profil der potentiellen Temperatur Θ (b) Profil des Feuchtetracers Ψ (c) Profil des Hebungskondensationsniveaus

Abbildung 4.7: Einströmprofile bei dicker Grenzschicht und einer Bodenfeuchte von 7g/kg

tant für die spezifische Feuchte wird ein passiver Tracer Ψ advehiert. Dabei wird am Einströmrund ein idealisiertes und normiertes Tracerprofil vorgegeben. Von einem Bodenwert 1 fällt die Tracerkonzentration in der Grenzschicht unterhalb von z_i mit dem konstanten Gradienten $\partial\Psi/\partial z = -0,5/H$, sodass im Falle der dicken Grenzschicht $\Psi(z_i) = 0,5$ und im Falle der dünnen Grenzschicht $\Psi(z_i) = 0,75$ erreicht wird. Oberhalb von z_i beträgt die Konzentration konstant 0,1.

$$\Psi(x_{in}, y, z) = \begin{cases} 1 - 0,5 \cdot z/H & z \leq z_i \\ 0,1 & z > z_i \end{cases} \quad (4.8)$$

Um ein Feuchteprofil wie in Abbildung 4.7(b) zu erhalten, muss der normierte Tracer noch mit einem Bodenwert der spezifischen Feuchte q_0 multipliziert werden, der im gezeigten Fall $q_0 = 7\text{g/kg}$ beträgt.

Die idealisierten Profile orientieren sich an Messdaten, die kurz vor einem Bannerwolkenereignis am Zugspitzgrat durch eine in Garmisch gestartete Radiosonde

aufgenommen wurden. Die gemessenen Profile zeigt Abbildung 4.8. Darin sehen wir, dass die potentielle Temperatur in der Grenzschicht unterhalb von 3,2km Höhe nur leicht ansteigt und in den 2 Kilometern darüber ungefähr von 300K auf 308K steigt. Die spezifische Feuchte fällt in der Grenzschicht von einem Bodenwert von 6,5g/kg auf ungefähr 3,5g/kg in 3,2km Höhe. Oberhalb von 3,4km bleibt sie relativ konstant auf einem Wert von etwa 0,5g/kg. Das Hebungskondensationsniveau ist die

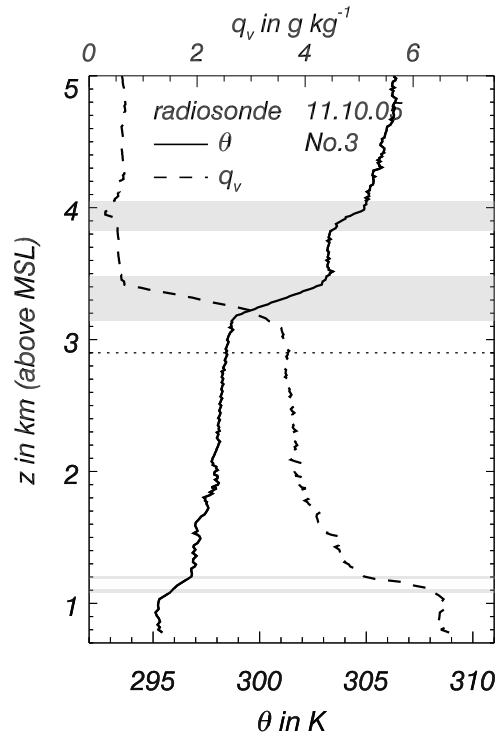


Abbildung 4.8: Profil der spezifischen Feuchte und potentiellen Temperatur. Ermittelt durch einen Radiosondenaufstieg von Garmisch am 11.10.05 um 15.30 Ortszeit. Die gepunktete Linie gibt die ungefähre Höhe des Grates an. Grau hinterlegte Bereiche sind feuchtstabil geschichtet. Aus Reinert (2010, S.122).

Höhe in der ein Luftpaket bei adiabatischer Hebung gesättigt ist, also der Sättigungsdampfdruck e_s gleich dem Dampfdruck e ist. Der Sättigungsdampfdruck ist eine Funktion der Temperatur. Die hier verwendete empirische Gleichung, die den Sättigungsdampfdruck über einer flachen Oberfläche flüssigen Wassers angibt, ist die Bolton Formel (Emanuel, 1994, S.117).

$$e_s = e_0 \cdot \exp \left(\frac{17,67 \cdot T}{243,5^\circ\text{C} + T} \right) \quad (4.9)$$

In Gleichung (4.9) steht T für die Temperatur in Grad Celsius und $e_0=6,112\text{hPa}$ ist

der Sättigungsdampfdruck am Gefrierpunkt. Der Dampfdruck e ist mit der spezifischen Feuchte q über Gleichung(4.10) verknüpft. Darin steht ϵ für das Verhältnis der Molmassen von Wasser und Luft $\epsilon = M_W/M_L = 0,622$.

$$e = \frac{q \cdot p}{\epsilon} \quad (4.10)$$

Um für jede Höhe am Einströmrand aus einem Feuchte- und Temperaturwert das Hebungs-kondensationsniveau zu bestimmen, muss iteriert werden: Der Druck wird dabei schrittweise erniedrigt, was über die Gleichung für die potentielle Temperatur (2.6) in einer Temperaturänderung resultiert. Mit der neuen Temperatur wird über Gleichung (4.9) ein Sättigungsdampfdruck errechnet. Die spezifische Feuchte bleibt erhalten und wird über Gleichung (4.10) in einen Dampfdruck umgerechnet. Sobald der Sättigungsdampfdruck gleich dem Dampfdruck ist, ist der Druck des Hebungs-kondensationsniveaus für diese Starthöhe bestimmt. Dieser Druck kann über Gleichung (4.3) leicht in eine Höhe des Hebungs-kondensationsniveaus umgerechnet werden. Es ergibt sich ein Profil des Hebungs-kondensationsniveaus wie es in Abbildung 4.7(c) zu sehen ist.

4.4.4 Diagnostischer Höhentracер

Maßgeblich für die Bannerwolkenbildung nach der Leerotor Theorie ist die Hebung im aufsteigenden Ast des Leewirbels. Um diese Hebung ermitteln zu können, wird am Einströmrand ein weiterer Tracer Φ initialisiert. Dieser trägt als Information die Höhe des Luftpaketes am Einströmrand.

$$\Phi(x_{in}, y, z) = z \quad (4.11)$$

Der Tracer wird passiv mit der Strömung advehiert.

4.5 Mittelung

Bei der Analyse der durchgeführten Simulationen werden hauptsächlich zeitliche Mittelwerte der Felder betrachtet. Diese können auf zwei verschiedene Arten berechnet werden (Fröhlich, 2006, S.273). Eine Möglichkeit ist die Ausgabe der instantanen Felder in regelmässigen Zeitabständen und die Mittelung nach Abschluss der Zeitintegration. Die andere Möglichkeit ist die Berechnung der Mittelwerte während der Simulation. Beide Methoden haben Vor- und Nachteile. Bei der nachträglichen Mittelung ist die Simulationszeit kürzer und die Anzahl der Felder kleiner, ausserdem kann der Startzeitpunkt der Mittelung nachträglich verändert werden. Dafür muss nach Abschluss der Simulation jedoch über grosse Dateien gemittelt werden

und die Felder müssen oft geschrieben werden, was den Zeitvorteil zunichte machen kann. Bei der Mittelung während der Simulation erhöht sich die Rechenzeit leicht, da für jeden Punkt im Raum und jede Variable zu jedem Zeitschritt ein Mittelwert berechnet werden muss. Dafür erhält man mit dem Ende der Simulation auch gleich die Mittelwerte der Variablen. Für diese Arbeit wurde die Mittelung während der Simulation verwendet. Das Bilden des zeitlichen Mittelwertes einer Größe u während der Rechnung erfolgt dabei in Anlehnung an Fröhlich (2006, S.273) über

$$\langle u \rangle^{n+1} = \alpha \cdot u^{n+1} + (1 - \alpha) \langle u \rangle^n \quad (4.12)$$

mit

$$\alpha = \frac{\Delta t}{t_n - t_s} \quad (4.13)$$

Dabei steht t_n für die Zeit bei Zeitschritt n und t_s für den Startzeitpunkt der Mittelung. Der Startzeitpunkt der Mittelung wurde als Vielfaches einer advektiven Zeit gewählt. Diese advektive Zeit ergibt sich indem man die eine typische Länge der Simulation, z.B. die Länge des Berges in x-Richtung, durch eine typische Windgeschwindigkeit wie die Windkomponente in x-Richtung am Oberrand des Modellgebietes u_{00} teilt. Die Mittelungszeit beträgt dann auch ein Vielfaches dieser advektiven Zeit. In den durchgeführten Simulationen wurde für $u_{00} = 9\text{m/s}$ nach 20 Minuten begonnen zu mitteln und die Mittelungsdauer beträgt mindestens eine weitere Stunde. Für $u_{00} = 3\text{m/s}$ wird nach einer Stunde für mindestens 2 Stunden gemittelt.

4.6 Übersicht über durchgeführte Läufe

Tabelle 3 gibt eine Übersicht über die erfolgreich durchgeführten Simulationen mit den verwendeten Orographien, den Randbedingungen und einigen wichtigen Modellparametern. Der in den Simulationen für die Integration verwendete Zeitschritt Δt ist abhängig von der Gitterweite und den im Modellgebiet vorkommenden Geschwindigkeiten. Er muss so gewählt werden, dass das Courant Kriterium nicht verletzt wird. Bei höheren Windgeschwindigkeiten im Modellgebiet, muss ein kleinerer Zeitschritt gewählt werden. Der größte Zeitschritt konnte folglich bei der langsam angeströmten Pyramide gewählt werden und der kleinste musste beim schnell angeströmten Grat verwendet werden.

Orographie	Windgeschwindigkeit u_{00}	Grenzschichtdicke	Zeitschritt	Gitter	Streckungsparameter SD
Pyramide	9m/s	neutral	0,5s	320x192x120	1000m
Pyramide	9m/s	1000m	0,5s	320x192x120	1000m
Pyramide	3m/s	1000m	1,5s	320x192x120	1000m
Pyramide	9m/s	500m	0,5s	320x192x120	1000m
Pyramide	3m/s	500m	1,5s	320x192x120	1000m
Grat	9m/s	1000m	0,5s	320x192x120	1000m
Grat	3m/s	1000m	1,5s	320x192x120	1000m
Grat	9m/s	500m	0,25s	320x192x120	1000m
Grat	3m/s	500m	1,0s	320x192x120	1000m
2D Grat	9m/s	1000m	0,125s	320x96x200	2000m
2D Grat	9m/s	500m	0,125s	320x96x200	2000m

Tabelle 3: Übersicht über die 11 erfolgreich durchgeführten Läufe mit den wichtigsten Modellparametern

5 Diagnostik

5.1 Diagnostische Erzeugung der Wolke

Aus den mittleren Feldern der Temperatur, des Druckes und einem der beiden passiven Tracer lässt sich nach Ende der Simulation ein Feld berechnen, das die relative Feuchte repräsentiert. Dazu werden an jedem Gitterpunkt Dampfdruck e nach Gleichung (4.10) und Sättigungsdampfdruck e_s nach Gleichung(4.9) berechnet. Das dazu benötigte Feld der spezifischen Feuchte Feld q erhält man aus den Tracerfeldern Ψ oder Φ nach Gleichung(5.1) bzw.(5.2).

$$q_\Psi(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot q_0 \quad (5.1)$$

$$q_\Phi(x, y, z) = \Psi(x_{in}, z = \Phi(x, y, z)) \cdot q_0 \quad (5.2)$$

Der Unterschied zwischen den beiden Feldern q_Ψ und q_Φ ist hauptsächlich dadurch bedingt, dass $\Psi(x_{in}, z)$ bei z_i einen scharfen Knick hat(Gleichung (4.8)), während $\Phi(x_{in}, z)$ einen konstanten Gradienten über die ganze Höhe aufweist(Gleichung (4.11)). Die Mischungsprozesse sind auf Höhe des Knicks im Ψ Feld viel stärker als im Φ Feld. Im folgenden wird ausschliesslich das q_Ψ Feld zum Berechnen der relativen Feuchte rH verwendet, ausser es wird explizit angegeben.

$$rH = \frac{e}{e_s} = \frac{q_\Psi \cdot p}{\epsilon \cdot e_0 \cdot \exp\left(\frac{17,67 \cdot T}{243,5^\circ\text{C} + T}\right)} \quad (5.3)$$

Alle Gitterpunkte mit einer relativen Feuchte $rH \geq 100\%$ werden als Teil der Wolke angesehen.

5.2 Hebung

Die Simulation liefert ein Feld der mittleren Konzentration des passiven Tracer Φ , der als Information die Starthöhe am Einströmrand trägt. Als Differenz aus der zeitlich gemittelten Konzentration $\langle \Phi \rangle$, wie in Abschnitt 4.5 besprochen, und der dazugehörigen Höhe z wird ein Feld Δz ermittelt.

$$\Delta z(x, y, z) = z - \langle \Phi(x, y, z) \rangle \quad (5.4)$$

Dieses Feld würde bei einer reinen Advektion des Tracers die Netto Hebung eines Luftpaketes seit Eintritt in das Modellgebiet angeben. Da der Tracer aber auch Mischungsprozessen unterliegt, müssen diese Effekte bei der Interpretation berücksichtigt werden. Alternativ kann man die Hebung eines Luftpaketes durch eine Trajektorienrechnung ermitteln wie sie in Abschnitt 5.5 besprochen wird. Die Hebung ist dann einfach die Höhendifferenz zwischen Start- und Endpunkt der Trajektorie.

5.3 Hebung Luv vs. Lee

Zur Definition der Bannerwolke gehört die Wolke im Lee des Berges bei gleichzeitiger Wolkenfreiheit im Luv. Somit müssen sich die mittleren Felder der thermodynamischen Variablen in Luv und Lee unterscheiden. Um diese Luv Lee Asymmetrie zu ermitteln werden Profile parallel zu den Bergflanken aufgenommen. Das heißt der Wert einer Variablen an einem bestimmten Gitterpunkt oberhalb der Orographie in der xz -Symmetrieebene auf der Lee und Luv Seite des Berges wird der entsprechenden Höhe zugewiesen. Konkret wurde hier der 4. Gitterpunkt oberhalb des letzten Gitterpunktes im Berg verwendet.

So lassen sich Profile des Höhentracers Φ im Luv und Lee des Berges erstellen wie in Abbildung 5.1 zu sehen. Auf der Ordinate ist die Höhe eines Luftpaketes am Einströmrand zu sehen, wie sie sich aus der Tracerkonzentration Φ ergibt, und auf der Abzisse seine Höhe im Luv bzw. Lee oberhalb des Berges. Die Luv und Lee Profile müssen sich in einer Höhe von etwa $z=1100\text{m}$ schneiden, da dies die Höhe des 4. Gitterpunktes oberhalb der Bergspitze ist. Diese Tracerkennlinien sind charakteristisch für eine gegebene Orographie und gegebene Einströmprofile von u und Θ . Unabhängig davon kann man das Feuchteprofil am Einströmrand variieren, das in der Abbildung durch das HKN-Profil wiedergegeben wird. Die Aussage der Abbildung 5.1 wird am besten an einem Beispiel deutlich: Wir betrachten ein Luftpaket in 800m Höhe im Luv des Berges. Aus der Höhentracerkonzentration an diesem Ort ergibt sich ein Starthöhe am Einströmrand von 400m. Im Lee des Berges befindet sich ein Luftpaket mit der gleichen Tracerkonzentration, das damit auch aus der Starthöhe von 400m stammt aber nicht notwendigerweise vom selben Ort in y -Richtung, in einer Höhe von 950m. Bei einem Feuchteprofil wie in Abbildung 5.1(a) bleiben beide Luftpakete untersättigt und wir sehen keine stationäre Wolke. Hingegen bei einem Feuchteprofil wie in Abbildung 5.1(b) erreicht das Paket im Lee sein Kondensationsniveau, während das Paket im Luv untersättigt bleibt. Diese Überlegungen gelten aber nur für den Fall, dass die Feuchte und potentielle Temperatur eines Luftpaketes erhalten sind. Da die Luftpakete auch Mischung unterliegen ist die Gültigkeit der anhand dieser Darstellung getroffenen Aussagen eingeschränkt.

Eine Möglichkeit diese Einschränkungen zu umgehen, ist Luv- und Lee-Profile der spezifischen Feuchte $q = \Psi \cdot q_0$ und der Sättigungsfeuchte $q_{sat} = \epsilon \cdot e_s/p$ entlang der Flanken, am 4. Gitterpunkt oberhalb der Orographie, auszugeben wie in Abbildung 5.2. Die Aussage der Abbildung ist ähnlich wie die der Abbildung 5.1. Der Vorteil gegenüber der Berechnung der Hebungsprofile liegt darin, dass ein Schnitt der Feuchtekenlinie des Lees mit Sättigungsfeuchtekenlinie des Lees auch tatsäch-

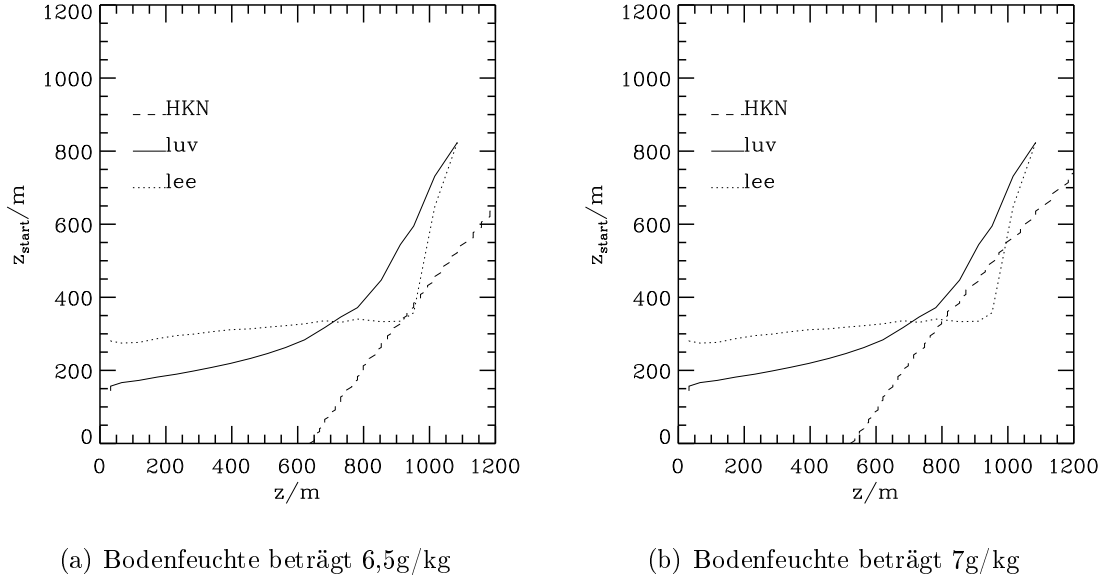


Abbildung 5.1: Hebung Luv vs. Lee mit HKN

lich Übersättigung und damit Wolkenbildung bedeutet. Der Nachteil gegenüber der Verwendung des HKN Profils am Einströmrand ist, dass ein ungestörtes Vertikalprofil wie am Einströmrand durch Radiosondenaufstiege eher ermittelt werden kann als ein Profil entlang der Flanken.

5.4 Divergenz des turbulenten Feuchteflusses

Um den Beitrag der Mischung zum Entstehen und Vergehen der Bannerwolke zu quantifizieren, werden die turbulenten Feuchte- und Wärmeflüsse betrachtet. Die spezifische Feuchte q ist eine Erhaltungsgrösse.

$$\rho_0 \frac{dq}{dt} = \rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} + \rho_0 \vec{u} \cdot \nabla q = \rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 q \vec{u}) = 0 \quad (5.5)$$

Spaltet man Feuchte $q = \bar{q} + q'$ und Windgeschwindigkeit $\vec{u} = \vec{\bar{u}} + \vec{u}'$ in einen zeitlichen Mittelwert und die Abweichung davon auf, wird die Erhaltungsgleichung (5.5) zu

$$\rho_0 \frac{\partial(\bar{q} + q')}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0(\bar{q} + q')(\vec{\bar{u}} + \vec{u}')) = 0 \quad (5.6)$$

Multipliziert man diese Gleichung aus und mittelt zeitlich über die Gleichung, ergibt sich

$$\rho_0 \frac{\partial \overline{\bar{q} + q'}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0(\overline{\bar{q}\vec{\bar{u}}} + \overline{q'\vec{\bar{u}}} + \overline{\bar{q}\vec{u}'} + \overline{q'\vec{u}'})) = 0 \quad (5.7)$$

Aus dieser Gleichung verschwinden durch die Mittelung alle gestrichelten Größen und Produkte von gestrichelten Größen mit zeitlichen Mittelwerten. Bringt man

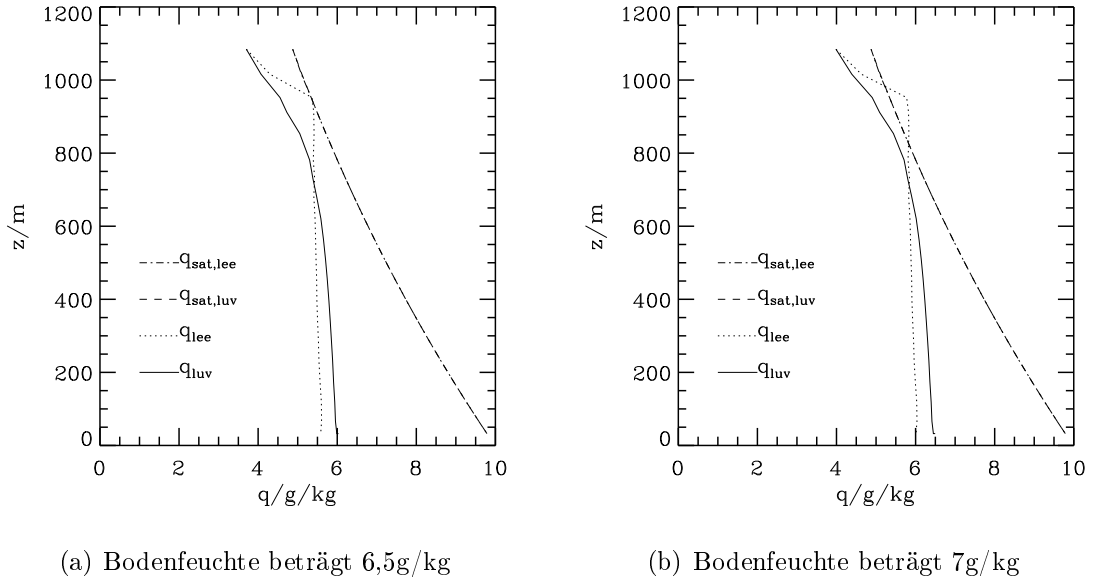


Abbildung 5.2: Kennlinien der Feuchte und Sättigungsfeuchte im Luv und Lee

nun die Terme mit mittleren Größen auf die linke und die mit gestrichenen auf die rechte Seite und teilt durch ρ_0 , ergibt sich

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \rho_0^{-1} \nabla \cdot (\rho_0 \bar{q} \vec{u}) = -\rho_0^{-1} \nabla \cdot (\rho_0 \overline{q' \vec{u}'}) =: S_{eff} \quad (5.8)$$

Der Term mit der Kovarianz von q und $\vec{u}$ ist also ein Quellterm S_{eff} für die mittlere spezifische Feuchte $\bar{q}$ (Stull, 1988, S.90). Analog kann man einen Quellterm für die potentielle Temperatur Θ als Divergenz eines turbulenten Wärmefluss' herleiten.

5.5 Trajektorien

Zum besseren Verständnis der Bannerwolkendynamik ist eine Betrachtung der Luftpaket Bahnen, die durch die Bannerwolke führen, aufschlussreich. Die numerische Simulation liefert als Ergebnis dreidimensionale, mittlere Felder der simulierten Variablen. Darunter auch ein dreidimensionales, mittleres Windfeld. Mit diesem Windfeld lassen sich die mittleren Bahnen von Luftpaketen berechnen. Da das mittlere Windfeld stationär ist, fallen die aus ihm berechneten Trajektorien mit den Stromlinien zusammen (Holton, 1972, S.45). Eine Stromlinie ist durch die Integration von Gleichung (5.9) gegeben.

$$\frac{\langle u(x, y, z) \rangle}{dx} = \frac{\langle v(x, y, z) \rangle}{dy} = \frac{\langle w(x, y, z) \rangle}{dz} \quad (5.9)$$

Bei der diskreten Berechnung einer Trajektorie werden ausgehend von einem Startpunkt $\vec{r}_s = \vec{r}(\tau = 0)$ über Tangentenabschnitte an das mittlere Windfeld $\langle \vec{u}(\vec{x}) \rangle$

die weiteren Punkte $\vec{r}(\tau)$ der Trajektorie in Abhängigkeit des Bahnparameters τ ermittelt.

$$\vec{r}(\tau + \Delta\tau) = \vec{r}(\tau) + \langle \vec{u}(\vec{r}(\tau)) \rangle \cdot \Delta\tau \quad (5.10)$$

Da die Punkte der Trajektorie $\vec{r}(\tau)$ nicht unbedingt den Gitterpunkten entsprechen, wird das Geschwindigkeitsfeld zwischen den Gitterpunkten linear interpoliert. Der Zeitschritt $\Delta\tau$ muss ausreichend klein gewählt werden. $\Delta\tau = \Delta x/u$ kann als Obergrenze für den Zeitschritt angesehen werden, da bei größeren Zeitschritten die Tangentenabschnitte an das Windfeld länger werden als der Abstand der Gitterpunkte und somit die Windgeschwindigkeiten an einzelnen Gitterpunkten entlang der Trajektorie nicht mehr in die Berechnung eingehen. Mit einem $\Delta x = 25\text{m}$ und einer maximalen Windgeschwindigkeit von 9m/s am Einströmrand ergibt sich ein $\Delta\tau = \Delta x/u = 25\text{m}/9\text{m/s} \approx 2,8\text{s}$. Für die Berechnung der gezeigten Trajektorien wurde ein Zeitschritt von $\Delta\tau = 1\text{s}$ verwendet. Tests mit $\Delta\tau = 0,1\text{s}$ wurden durchgeführt, bewirkten aber nur eine kleine Änderung des Endpunktes der Trajektorie. Durch die Berechnung von Trajektorien wird neben der Eulerschen Perspektive, also der Betrachtung der Modellvariablen an Gitterpunkten $\Theta(x, y, z)$ auch die Betrachtung von Variablen entlang von Bahnen möglich $\Theta(\vec{r}(\tau))$. Da wie eingangs erwähnt die Bahnen durch die Bannerwolke besonders interessant sind, wird als Startpunkt einer Trajektorie der Mittelpunkt der Wolke gewählt. Dazu wird über die Ortskoordinaten aller Punkte innerhalb der 100% relative Feuchte Isofläche summiert und dann durch die Anzahl der Punkte dividiert.

$$\vec{r}_s = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{x}_{i,rH>100\%} \quad (5.11)$$

Ausgehend von diesem Punkt werden dann Vorwärtstrajektorien mit dem mittleren Windfeld und Rückwärtstrajektorien mit dem negativen des mittleren Windfeldes gerechnet. Nach welchen Kriterien weitere Startpunkte interessanter Trajektorien selektiert wurden, wird im entsprechenden Abschnitt im Ergebnisteil dieser Arbeit besprochen.

6 Ergebnisse

Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse der numerischen Experimente vor. Zuerst werden die mittleren Felder betrachtet. Je ein Abschnitt stellt die Ergebnisse der Rechnungen für die drei Orographien vor. Die Unterabschnitte gliedern die Ergebnisse noch nach den beiden Grenzschichtdicken. Darin wird die Sensitivität der Dynamik auf die verschiedenen Randbedingungen beschrieben.

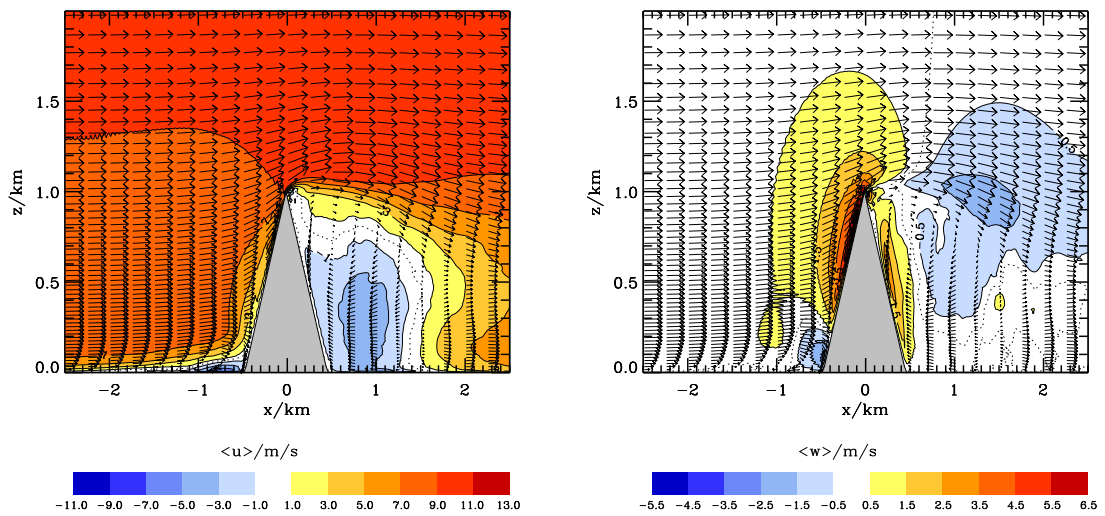
Im darauffolgenden Abschnitt wird anhand eines Referenzlaufes die Wichtigkeit der verschiedenen in Abschnitt 1.1 beschriebenen Mechanismen abgeschätzt. Mithilfe von mittleren Feldern und Trajektorienrechnungen wird schließlich eine Abgrenzung zwischen Wolkenkappen und Bannerwolken gezogen.

6.1 Pyramide

6.1.1 Pyramide in neutraler Schichtung

In diesem Abschnitt werden die mittleren Felder betrachtet, die sich bei Anströmung einer Pyramide in neutraler Schichtung ergeben. Das Windprofil am Einströmrand ist das in Abschnitt 4.4.1 beschriebene mit einer maximalen Windgeschwindigkeit von $u_{00}=9\text{m/s}$. Die hier vorgestellten Felder werden später als Vergleich genutzt, um den Effekt der Schichtung auf diese Felder zu ermitteln. In Abbildung 6.1 sind die x - und z -Komponente des Windfeldes dargestellt. Die Null-Kontur des Vertikalwindes in 6.1(b) geht fast senkrecht nach oben, da keine Schwerewellen angeregt werden können. Die Abbildung 6.2(a) zeigt die aus dem Tracer Φ ermittelte Hebung. Wir sehen, dass eine Asymmetrie in der Hebung, die ja eine notwendige Voraussetzung für Bannerwolken ist, besteht. Allerdings kann bei neutraler Schichtung in der Natur keine Bannerwolke entstehen, da ein Luftpaket in dem Kondensation stattfindet immer wärmer als seine Umgebung wäre und weiter aufsteigen würde. Die Wolke hätte dann einen konvektiven Charakter, der in der Definition nach Schween u. a. (2007) ausdrücklich ausgeschlossen wird. In der Natur ist eine feuchtstabile Schichtung oberhalb des Gipfels eine Voraussetzung für eine Bannerwolke (Reinert, 2010, S.123).

Abbildung 6.2(b) zeigt den Stördruck wie er sich bei Anströmung einer Pyramide in neutraler Schichtung ergibt. Wir sehen ein Druckmaximum vor und ein Druckminimum hinter dem Berg wie wir es auch in den Läufen mit stabiler Schichtung sehen werden. Allerdings gibt es bei stabiler Schichtung eine entscheidende Abweichung zum Stördruckfeld bei neutraler Schichtung. Die Differenz aus dem Druckfeld bei neutraler Schichtung und dem Druckfeld bei dicker Grenzschicht, also stabiler Schichtung ab 1000m Höhe, zeigt Abbildung 6.3. Wir erkennen einen um 1hPa hö-

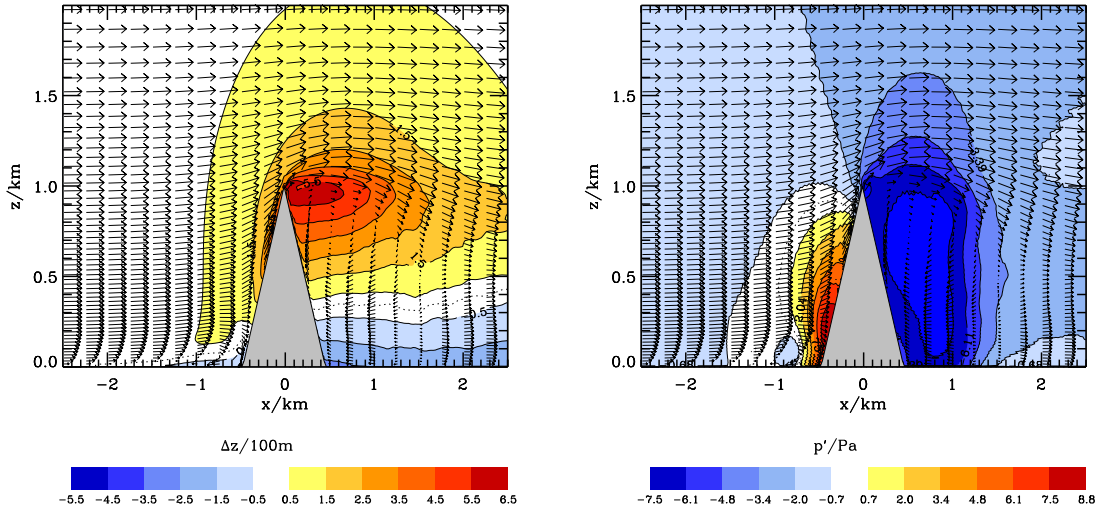


(a) Windkomponente in x -Richtung bei neutraler Schichtung

(b) Windkomponente in z -Richtung bei neutraler Schichtung

Abbildung 6.1: Vertikalschnitt in Strömungsrichtung durch die Symmetrieebene der Pyramide. Die Darstellung zeigt nur einen Teil des 8km langen und 3km hohen Modellgebietes. Die Vektorpfeile enthalten die u - und w -Komponente der Windgeschwindigkeit. Die farbig gefüllten Konturen geben die Windkomponente in x - bzw. z -Richtung an. Die gestrichelte Linie zeigt die Null-Kontur.

heren Stördruck auf der oberen Vorderseite der Pyramide. Das bedeutet, dass die stabile Schichtung den vertikalen Druckgradienten gegenüber dem neutralen Lauf abschwächt. Das Überströmen der Pyramide wird somit schwieriger. Diese Sichtweise der stabilen Schichtung als Minderung des vertikalen Druckgradienten wird im Laufe der Arbeit immer wieder aufgegriffen.



(a) Hebung Δz bei neutraler Schichtung

(b) Stördruck p' bei neutraler Schichtung

Abbildung 6.2: Vertikalschnitt in Strömungsrichtung durch die Symmetrieebene der Pyramide. Die farbige gefüllten Konturen geben den Stördruck p' bzw. die Hebung Δz an.

6.1.2 Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dicker Grenzschicht

In diesem Abschnitt wird die Sensitivität der Strömung auf unterschiedliche Windgeschwindigkeiten betrachtet. Dazu werden die beiden Läufe mit pyramidenförmiger Orographie und dicker Grenzschicht betrachtet, die sich nur hinsichtlich der Windgeschwindigkeit u_{00} oberhalb des logarithmischen Windprofils in der Grenzschicht unterscheiden. Diese beträgt einmal 3m/s und einmal 9m/s. Abbildung 6.4 zeigt die mittleren Windfelder im Vertikalschnitt durch die Symmetrieebene der Pyramide. Man erkennt, dass sich die Charakteristik der Strömung trotz der stark unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten kaum unterscheidet. Der Wiederanlegepunkt, der sich an der Stelle befindet wo die gestrichelte Kontur den Boden berührt, liegt in beiden Fällen knapp 1,5km stromab des Mittelpunkts der Pyramide.

Abbildung 6.5 zeigt das mittlere Vertikalwindfeld der beiden Läufe im Vergleich. Im Lauf mit der niedrigeren Einstömgeschwindigkeit sind die Nullkonturlinien im

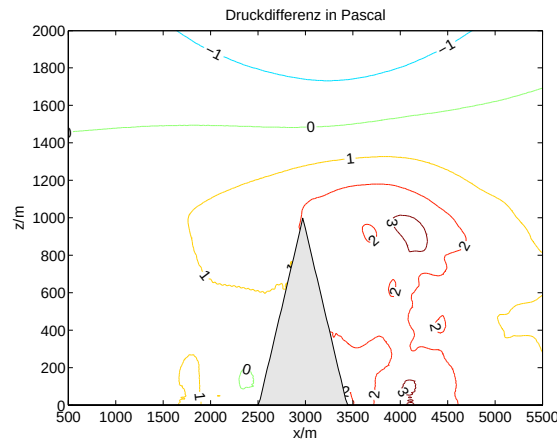
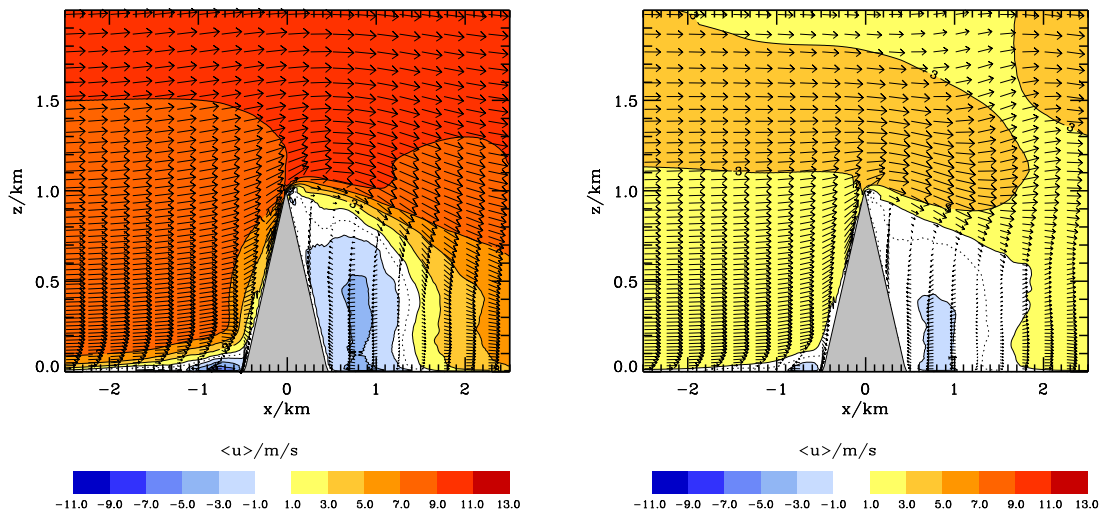


Abbildung 6.3: Vertikalschnitt in Strömungsrichtung durch die Symmetrieebene der Pyramide. Die farbigen Konturen geben die Differenz des Stördruckes p' zwischen dem Lauf mit stabiler Schichtung und dem Lauf mit neutraler Schichtung an.

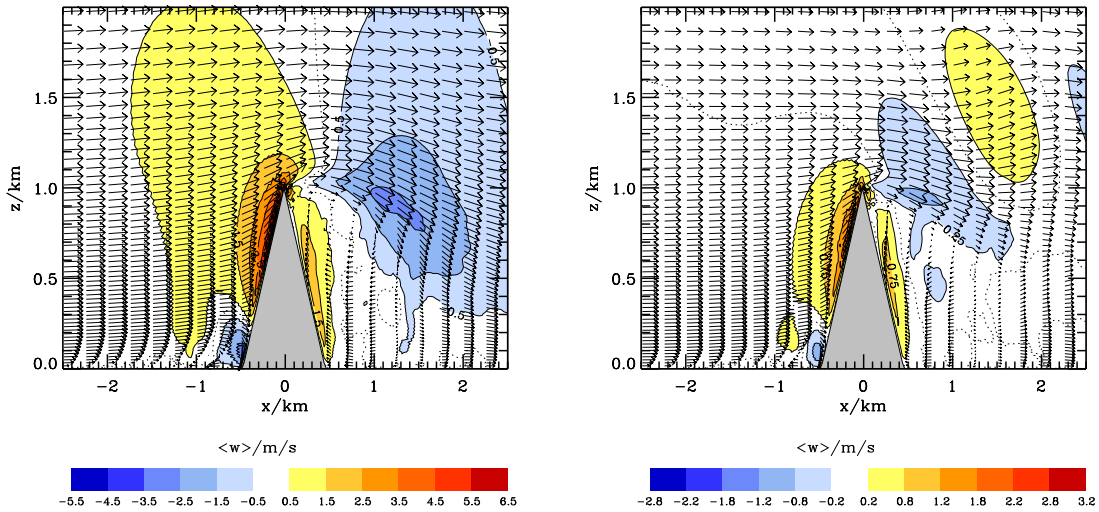


(a) Windkomponente in x -Richtung bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Windkomponente in x -Richtung bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.4: Vertikalschnitt in Strömungsrichtung durch die Symmetrieebene der Pyramide. Die Darstellung zeigt nur einen Teil des 8km langen und 3km hohen Modellgebietes. Die Vektorpfeile enthalten die u - und w -Komponente der Windgeschwindigkeit. Die farbig gefüllten Konturen geben die Windkomponente in x -Richtung an. Die gestrichelte Linie zeigt die Null-Kontur.

Gegensatz zum Lauf mit der höheren Einströmgeschwindigkeit deutlich stromaufwärts geneigt. Das ist ein Anzeichen für eine vertikal propagierende Schwerewelle (Nappo, 2002, S.51). Das wird anhand der Gleichung für die vertikale Wellenzahl $m^2 = N^2/u_0^2 - k^2$, die in Abschnitt 2.2 eingeführt wurde, plausibel. Der Anteil der Energie, der auf eine horizontale Wellenzahl k entfällt, ist durch die Form des Berges bedingt. k wird somit bei dieser Plausibilitätsbetrachtung konstant gehalten. Erhöht man nun die Anströmgeschwindigkeit u_0 , so verkleinert sich der Betrag der vertikalen Wellenzahl m . Für die Linien konstanter Phase, wie beispielsweise die Nullkontur, gilt im stationären Fall $kx + mz = \text{const.}$ Mit zunehmendem u_0 stehen also auch die Linien gleicher Phase zunehmend senkrecht. Wird eine kritische Windgeschwindigkeit überschritten und der Scorer Parameter $L_S = N/u_0$ kleiner als k , propagieren die Wellen nicht mehr vertikal, sondern ihre Amplitude nimmt gemäß Gleichung (2.12) exponentiell mit der Höhe ab. Die Null-Kontur verläuft dann senkrecht. Diese Betrachtung basiert auf linearer Theorie und kann die Neigung der Phasenlinien nur plausibilisieren. Weiterführende theoretische Analysen der Schwerewellen sind insofern schwierig, als die effektive Kontur des Berges, die durch die Strömungsablösung bedingt ist, nicht bekannt ist. Deswegen sind auch die Betrachtungen von Reinert (2010, S.127), die auf der Fouriertransformation einer Dreiecksfunktion als xz -Schnitt der Pyramide beruhen, nur eingeschränkt richtig. Erschwerend kommt hinzu, dass u_0 und N nicht konstant sind.

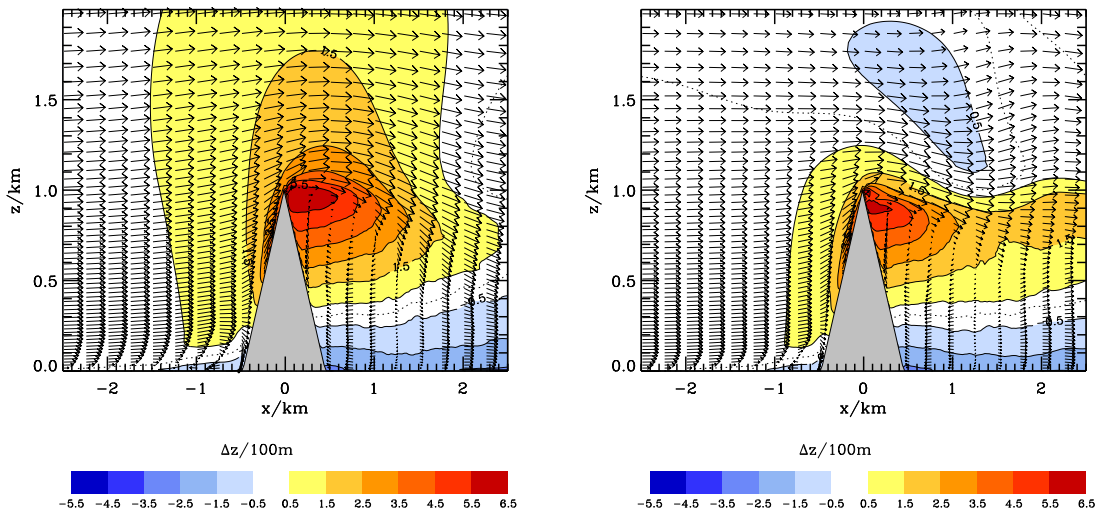


(a) Windkomponente in z -Richtung bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Windkomponente in z -Richtung bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.5: Vertikalschnitt in Strömungsrichtung durch die Symmetrieebene der Pyramide.

In Abbildung 6.6 sind die beiden aus den Tracerkonzentrationen ermittelten Hebungsfelder zu sehen. Der Wert der höchsten Kontur ist in beiden Fällen gleich und beträgt $\Delta z = 650\text{m}$. Bei höherer Windgeschwindigkeit ist diese Kontur sowohl vertikal als auch horizontal weiter ausgedehnt. Der Einfluss der Schwerewelle macht sich in der Verlängerung des Hebungsgebietes am rechten Rand von Abbildung 6.6(b) bemerkbar. Die Asymmetrie der Hebung in Luv und Lee ist in Abbildung 6.7 dargestellt.



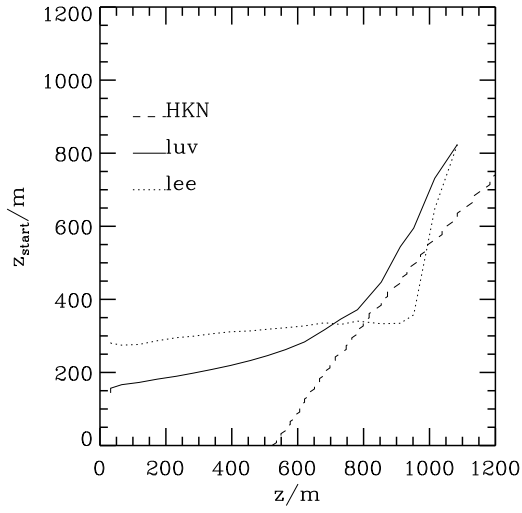
(a) Hebung bei hoher Windgeschwindigkeit (b) Hebung bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.6: Abhängigkeit der Hebung von der Windgeschwindigkeit

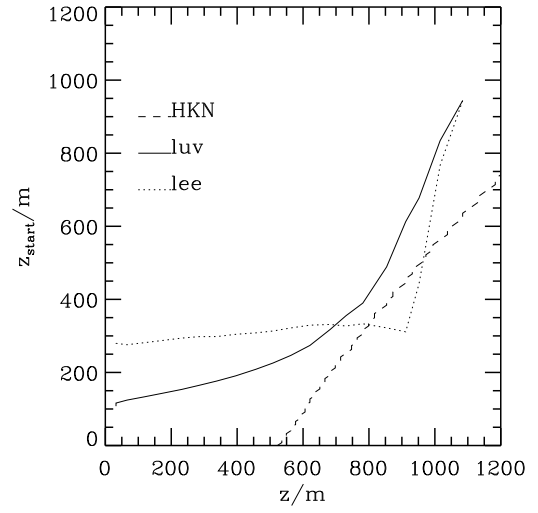
stellt. Das dem HKN Profil zugrundeliegende Feuchteprofil weist einen Bodenwert von 7g/kg auf. Man sieht, dass die dynamische Voraussetzung zum Entstehen einer Bannerwolke, also eine Asymmetrie in der Hebung, jeweils gegeben ist. Mit der entsprechenden thermodynamischen Voraussetzung, einem HKN Profil das die Lee aber nicht die Luvlinie schneidet, kann bei beiden Windgeschwindigkeiten eine Bannerwolke entstehen. Die 100% relative Feuchte als graue Isofläche wie sie sich aus den mittleren Feldern der beiden Läufe ergibt ist in Abbildung 6.8 zu sehen. Diese Fläche wird als Wolkenoberfläche angesehen. Die Ausdehnung der Bannerwolke in Strömungsrichtung ist bei der niedrigen Windgeschwindigkeit zwar deutlich kleiner, aber es ist kein struktureller Unterschied in der Form der Wolke zu erkennen.

6.1.3 Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dünner Grenzschicht

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Windgeschwindigkeit keine entscheidende Rolle bei der Bannerwolkenbildung spielt, solange der Berg nicht aus der neutralen Grenzschicht hinausragt. In diesem Abschnitt wird nun untersucht, welche

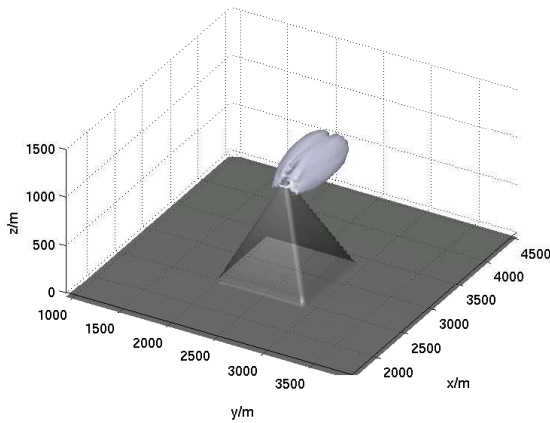


(a) Asymmetrie der Hebung bei hoher Windgeschwindigkeit

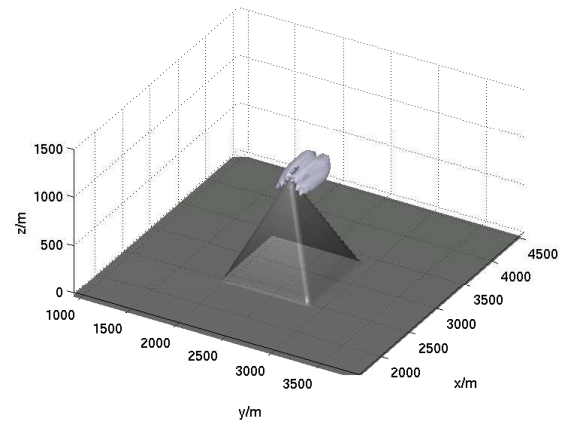


(b) Asymmetrie der Hebung bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.7: Abhängigkeit der Asymmetrie der Hebung von der Windgeschwindigkeit



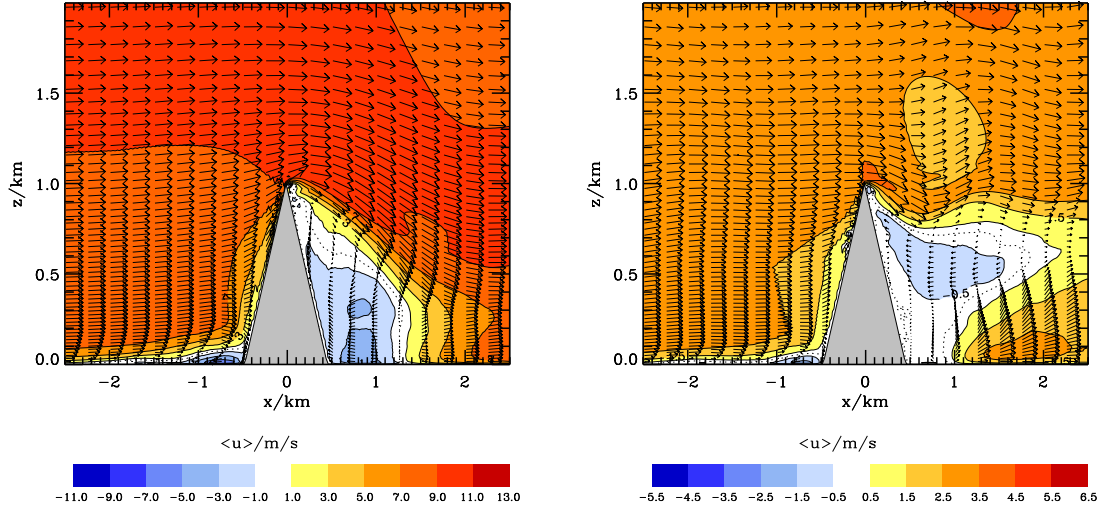
(a) Bannerwolke bei hoher Windgeschwindigkeit



(b) Bannerwolke bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.8: 100 % relative Feuchte Fläche

Rolle die Windgeschwindigkeit bei einer dünnen neutralen Grenzschicht spielt. Wie man in Abbildung 6.9 sieht, ändert sich die Charakteristik der Strömung entscheidend. Während 6.9(a) noch große Ähnlichkeit zu den Windfeldern in 6.4 aufweist, hat sich in 6.9(b) die Form des Rückstrombereiches geändert: Er hat seine maximale horizontale Ausdehnung nicht mehr am Boden, sondern in einer Höhe von 600m.



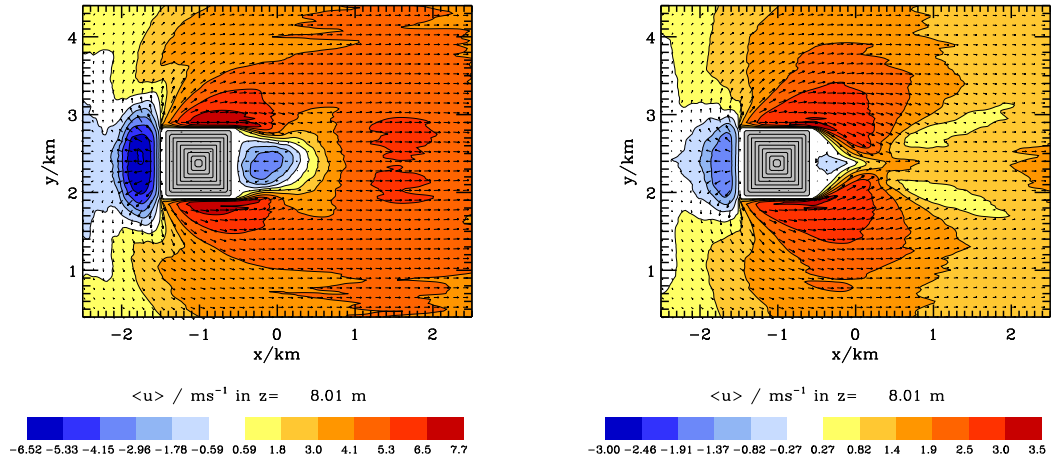
(a) Windkomponente in x Richtung bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Windkomponente in x Richtung bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.9: Vertikalschnitt in Strömungsrichtung durch die Symmetrieebene der Pyramide. Die Vektorpfeile enthalten die u und w Komponente der Windgeschwindigkeit.

Auch im xy -Schnitt in Abbildung 6.10 wird diese Änderung der Strömungscharakteristik anhand des Rückstrombereiches besonders deutlich: Er verjüngt sich bei niedriger Windgeschwindigkeit stark in Strömungsrichtung. Das hintere Ende des Rückstrombereiches zeichnet sich durch eine ausgeprägte horizontale Konvergenz aus, die sich im xz -Schnitt durch einen Bereich starken Aufwindes äußert. Diese horizontale Konvergenz rührt daher, dass der vertikale Druckgradient vor der Pyramide nicht ausreicht, um die Luftpakete gegen die stabile Schichtung über den Berg zu heben. Daher wird ein Umströmen des Berges forciert, welches sich hinter dem Berg in erhöhter horizontaler Konvergenz äußert.

Auch in der Hebung wird die Auswirkung der stabilen Schichtung auf die ankommenden Luftpakete deutlich. Die mit $\Delta z = 250\text{m}$ höchste Kontur der Hebung befindet sich in Abbildung 6.11(b) im Luv des Berges auf 600m. Soweit schaffen es die ankommenden Luftpakete in die stabile Schichtung einzudringen bevor der durch das Hindernis erzeugte vertikale Druckgradient zu klein wird, um die Pakete entgegen der Auftriebskraft zu heben. Auch im Lee des Hindernis verändert die stabile



(a) Windkomponente in x Richtung bei hoher Windgeschwindigkeit (b) Windkomponente in x Richtung bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.10: Horizontalschnitt in der untersten Modellebene.

Schichtung die Dynamik bei kleinen Windgeschwindigkeiten. Das Druckminimum im Lee der Spitze reicht nicht mehr aus, um einen Rotor der Höhe der Pyramide anzutreiben. Zusätzlich zum bekannten Rotor hinter der Pyramidenspitze entsteht ein zweiter, gegenläufiger Rotor, sodass sich dort an der Pyramidenrückseite ein Abwindbereich befindet. Die höchste Kontur der Hebung im Lee befindet sich direkt hinter der Spitze und beträgt 150m.

Betrachtet man die Feuchteprofile in Abbildung 6.12, so sieht man, dass in beiden Fällen im Lee der Spitze zwischen 800 und 1000m eine Schicht mit höherer Feuchte als im Luv besteht. Allerdings sind die absoluten Werte der Feuchte dort so klein, dass sie im Falle der niedrigen Windgeschwindigkeit in 6.12(b) nicht in die Nähe der Sättigung gelangen. Im Falle der hohen Windgeschwindigkeit sind zwar absolute Feuchtwerte vorhanden, um Sättigung zu erzeugen, aber nur bei gleichzeitiger Übersättigung eines niedriger gelegenen Bereiches im Luv. Das unmittelbare Luv der Pyramidenspitze bleibt also wolkenfrei und im direkten Lee bildet sich bei hoher Windgeschwindigkeit eine bannerähnliche Wolkenstruktur. Allerdings bildet sich mit den verwendeten Temperatur- und Feuchteprofilen in beiden Fällen eine dünne Wolkenschicht oberhalb der Grenzschicht im Luv der Pyramide wie in Abbildung 6.13 zu sehen.

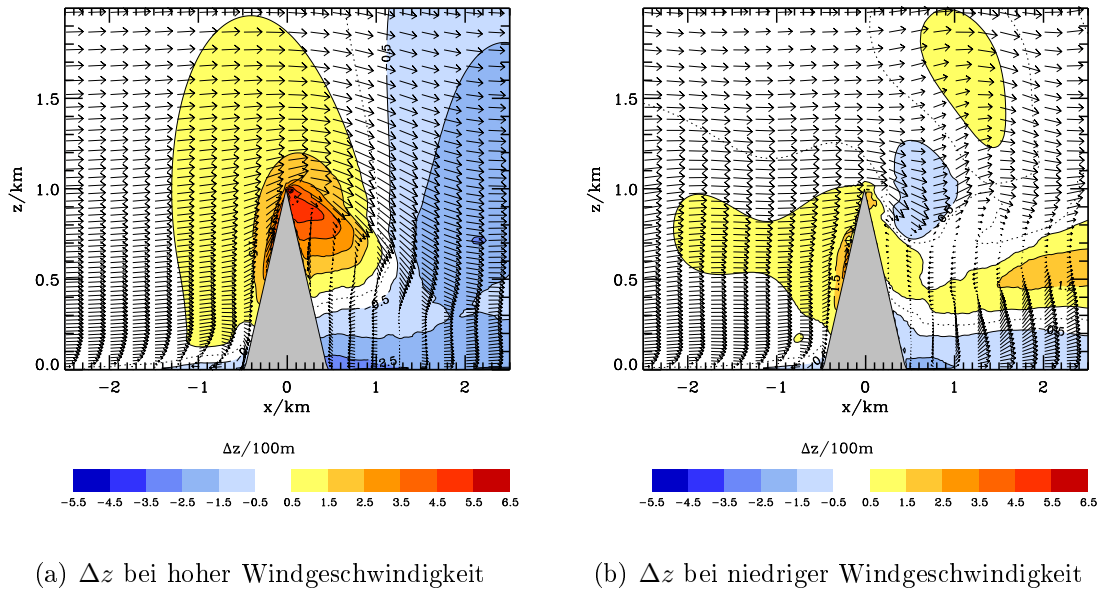
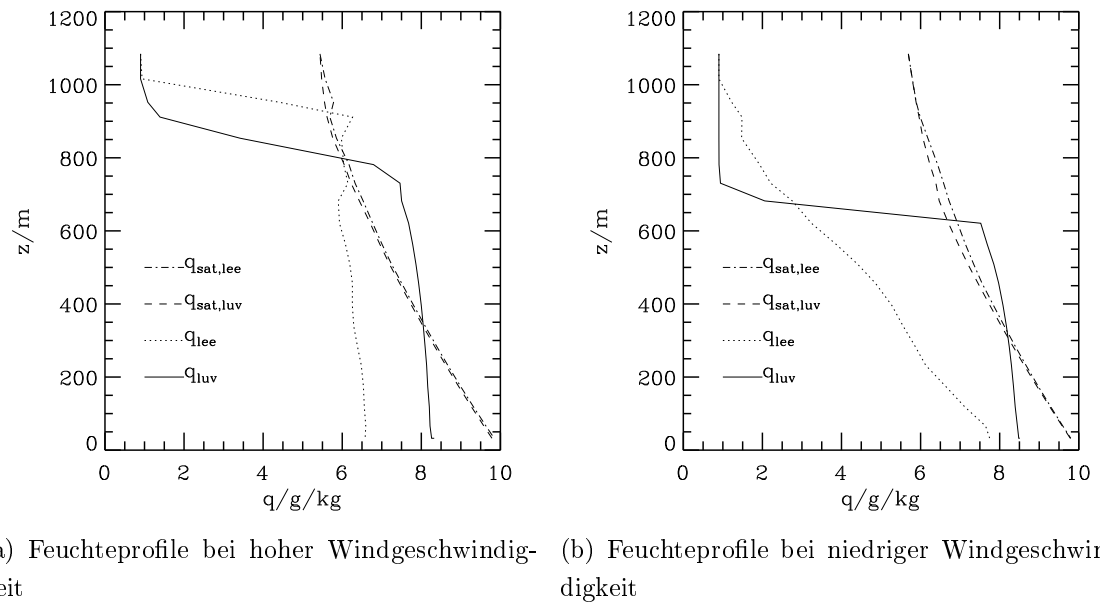
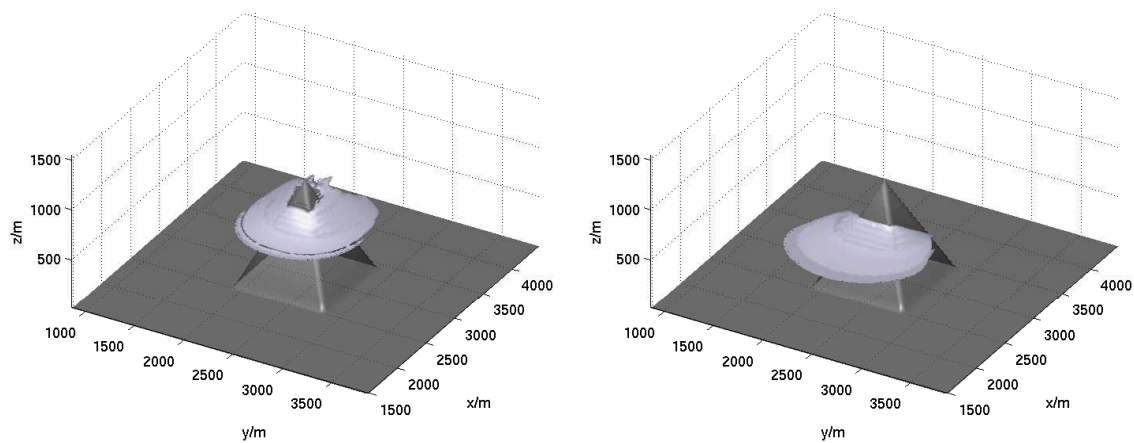
Abbildung 6.11: xz -Schnitt durch die Symmetrieebene der Pyramide

Abbildung 6.12: Profile der Feuchte und Sättigungsfeuchte entlang der Flanken im Luv und Lee der Pyramide



(a) Wolke bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Wolke bei niedriger Windgeschwindigkeit

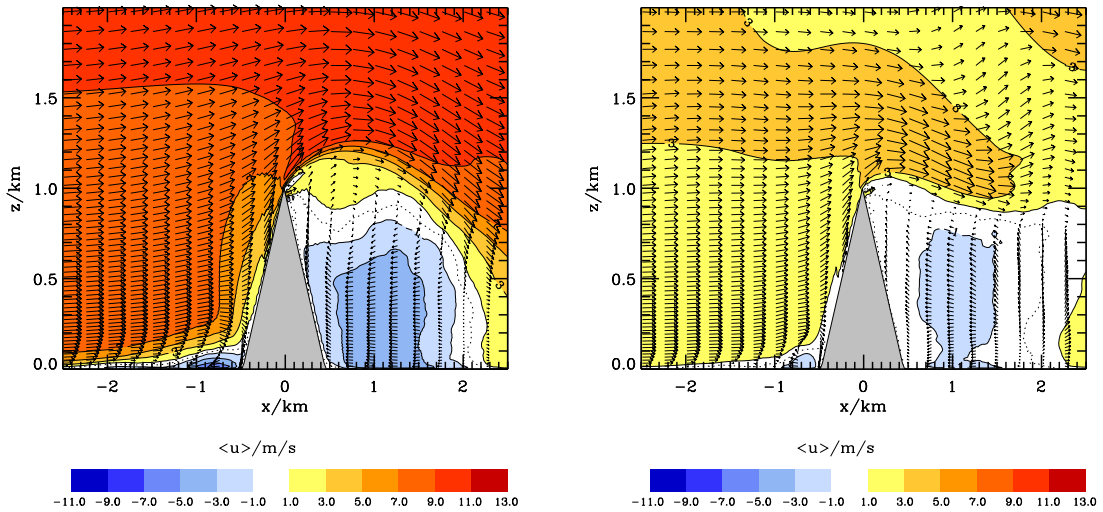
Abbildung 6.13: 100% relative Feuchte Fläche

6.2 Grat

In diesem Abschnitt werden die Läufe mit einem Grat hinsichtlich ihrer Sensitivität auf die dynamischen Randbedingungen bei unterschiedlichen thermodynamischen Randbedingungen untersucht.

6.2.1 Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dicker Grenzschicht

Bei höherer Windgeschwindigkeit ist der Leerotor stark ausgeprägt und der Aufwindbereich geht bis weit in die stabile Schichtung nach oben. Durch die Anhebung der Isentropen werden Schwerewellen angeregt. Allerdings entfällt bei kleiner werdendem Scorer Parameter $L_s = N/u_0$ gemäß Abschnitt 2.2 ein Großteil der Anregung auf exponentiell mit der Höhe abklingende Moden. Bei niedriger Windgeschwindigkeit werden die Isentropen über dem Berg zwar weniger angehoben und die Anregung ist somit geringer, allerdings propagiert aufgrund des größeren Scorer Parameters und der damit verbundenen kleineren kritischen Wellenlänge ein größerer Teil der angeregten Wellen vertikal. Der Effekt der kleineren horizontalen Schwerewellen-Länge bei niedrigerer Windgeschwindigkeit macht sich aber erst einen Kilometer stromab der Pyramide durch ein vorgezogenes Ende des Abwindbereiches bemerkbar und beeinflusst somit den Entstehungsbereich der Bannerwolke wenig. Im Feld der Hebung



(a) Windfeld bei hoher Windgeschwindigkeit (b) Windfeld bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.14: xz -Schnitt durch die Symmetrieebene des Grates

in Abbildung 6.15 sehen wir, dass die höhere Windgeschwindigkeit einen größeren Bereich der Hebung direkt über dem Berg verursacht. Außerdem liegt der Bereich

mit der größten Hebung höher und weiter im Lee als bei niedriger Windgeschwindigkeit. Am rechten Rand von Abb. 6.15(b) erkennen wir, dass das Gebiet mit Hebung größer 100m weiter ausgedehnt ist, da in die Distanz vom Berg bis zum rechten Rand des dargestellten Gebietes eine volle horizontale Wellenlänge der Schwerewelle passt. In den Feuchteprofilen an den Flanken des Grates, die wie Abschnitt 5.3 beschrieben

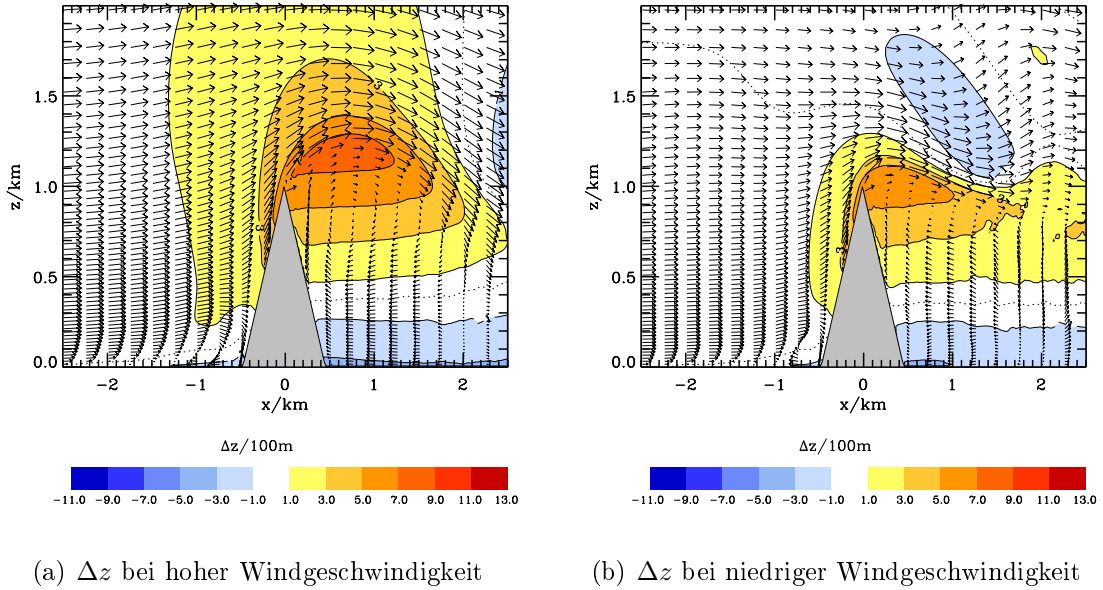
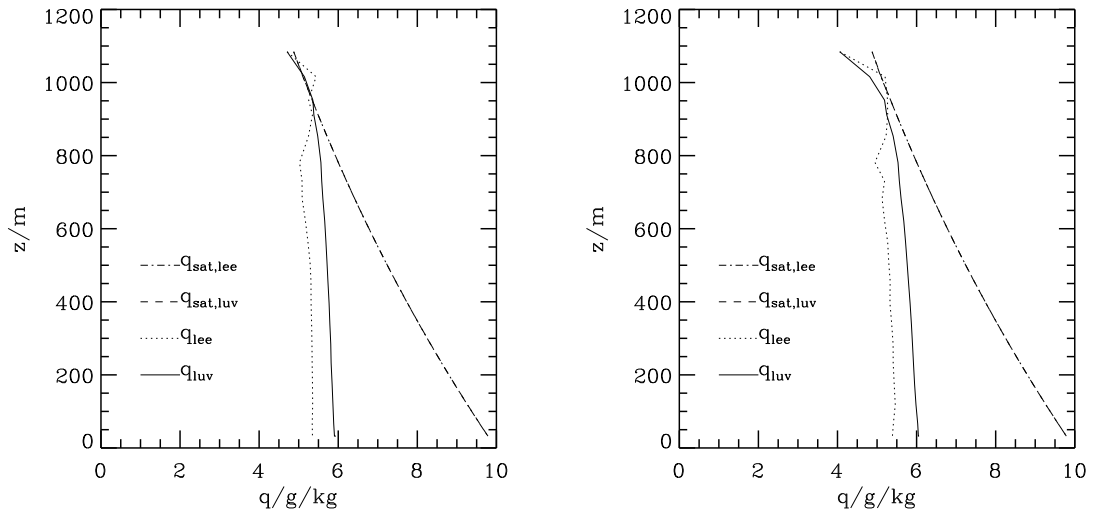


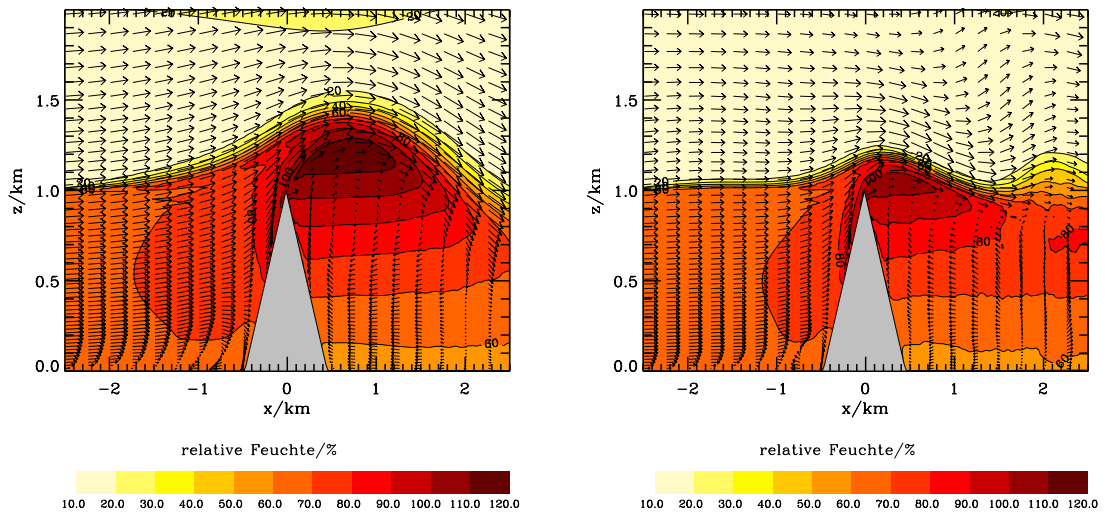
Abbildung 6.15: xz -Schnitt durch die Symmetrieebene des Grates

erstellt wurden, schlägt sich der Unterschied in der Anströmgeschwindigkeit kaum nieder. In Abbildung 6.16 erkennen wir, dass die Luv-Lee-Asymmetrie in der Feuchte nur einen kleinen vertikalen Bereich umfasst, der bei höherer Windgeschwindigkeit zum größten Teil oberhalb des Grates liegt. Der Bereich, in dem sich die thermodynamischen Profile bewegen dürfen, damit es zu Wolkenbildung ausschließlich im Lee kommt, ist also eng. Die Wolkenoberfläche im Schnitt sehen wir in den Feldern der relativen Feuchte in Abbildung 6.17. Die Konturen der 100% relative Feuchte Bereiche sehen den Konturen der Hebung in Abbildung 6.15 qualitativ ähnlich. Das deutet darauf hin, dass die Hebung der maßgebliche Effekt für die Sättigung ist. Selbstverständlich ist diese Ähnlichkeit nicht, da die spezifische Feuchte auch durch turbulente Flüsse transportiert wird, die nicht mit einer mittleren Hebung einhergehen. Ausserdem geht in die Berechnung der relativen Feuchte das Druckfeld ein. Im Fall höherer Windgeschwindigkeit ist der übersättigte Bereich größer, höher und weiter im Lee gelegen. Er beginnt aber schon im Luv des Grates. Die Wolke hat also bei der höheren Windgeschwindigkeit eher die Form einer Wolkenkappe als einer Bannerwolke. Das liegt natürlich auch daran, dass der Abbildung 6.18 mittlere Fel-



(a) Feuchteprofile bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Feuchteprofil bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.16: Profile der Feuchte und Sättigungfeuchte auf beiden Seiten des Grates

(a) Relative Feuchte bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Relative Feuchte bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.17: xz -Schnitt durch die Symmetrieebene des Grates

der zugrunde liegen. Aber auch in Momentaufnahmen der Wolke wie in Abbildung 6.19 bleibt eine glatte Wolkenoberseite in beiden Fällen erhalten, während die unruhigen Unterseiten die Turbulenz sichtbar machen. Bei einem Grat, der nicht aus der

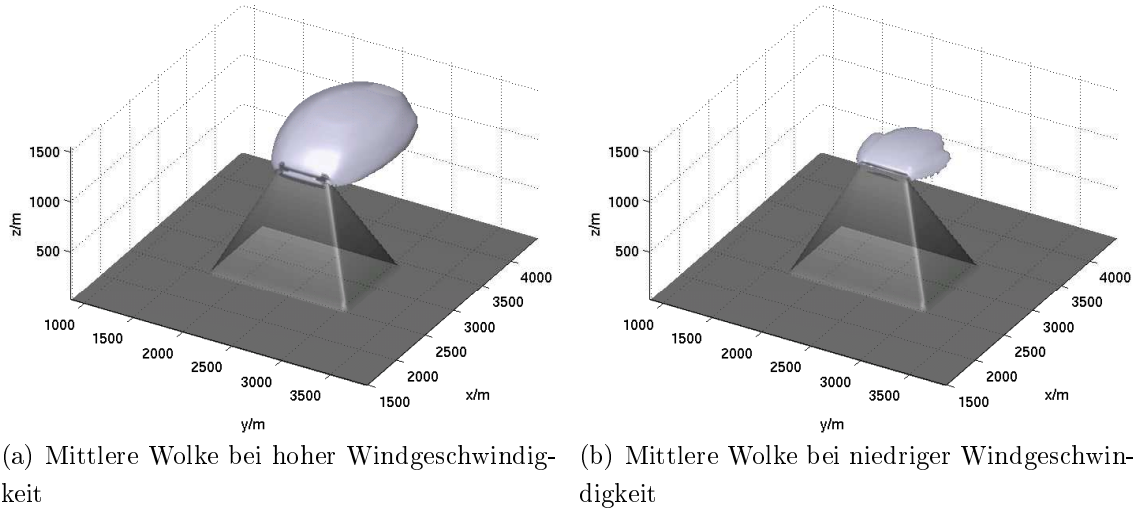


Abbildung 6.18: 100 % relative Feuchte Fläche

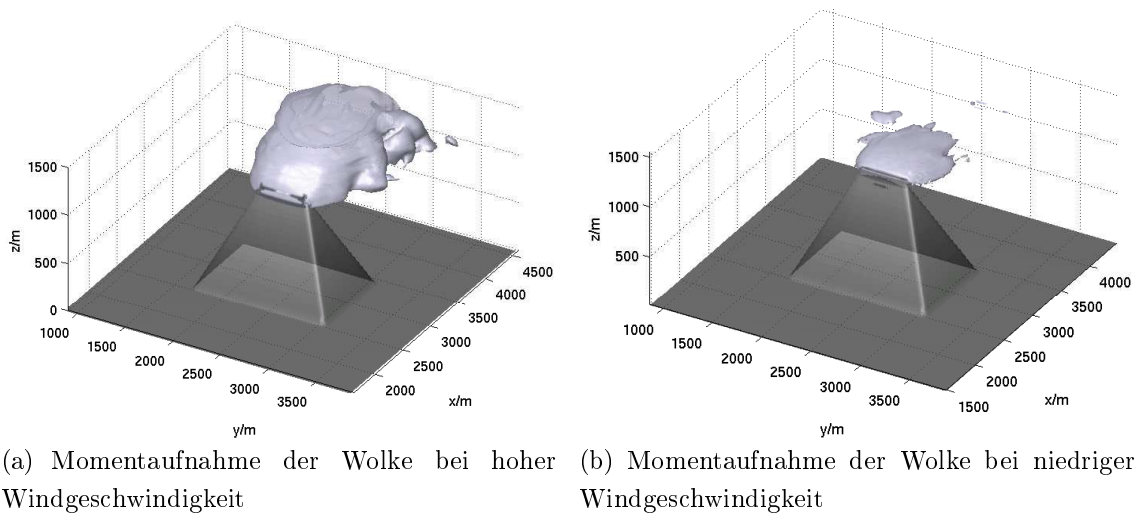
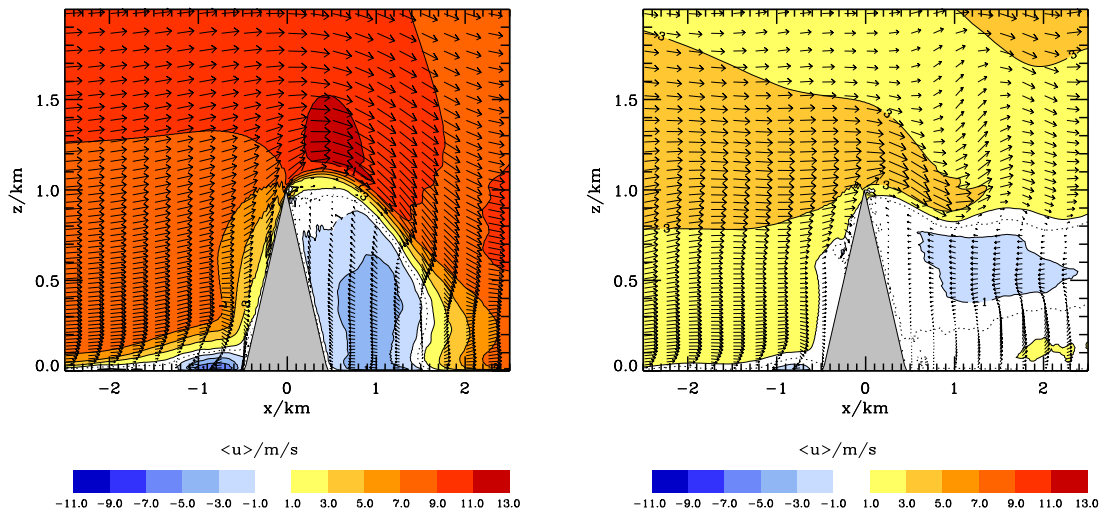


Abbildung 6.19: 100 % relative Feuchte Fläche

neutralen Grenzschicht ragt, spielt die Windgeschwindigkeit also eine geringe Rolle bezüglich der Bildung einer Wolke. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit ähnelt die Wolkenform immer mehr einer Wolkenkappe. Gegenüber einer Pyramide sind die dynamischen Voraussetzungen zur Bildung einer Bannerwolke schlechter, da sie die möglichen thermodynamischen Profile einschränken.

6.2.2 Sensitivität auf Windgeschwindigkeit bei dünner Grenzschicht

In diesem Abschnitt wird ein Grat betrachtet, der in die stabil geschichtete Atmosphäre hineinragt. Als dynamische Randbedingungen werden wieder zwei unterschiedliche Windgeschwindigkeiten verwendet. Beim Blick auf das Windfeld in Abbildung 6.20 werden die Unterschiede sofort deutlich. Bei der hohen Windgeschwindigkeit weist die Strömung die typischen Merkmale auf, einen zum Hufeisenwirbel gehörenden Rotor auf der Vorderseite und einen zum Bogenwirbel gehörenden Rotor auf der Rückseite. Bei der niedrigen Windgeschwindigkeit kommen im Luv noch zwei zusätzliche stationäre Wirbel oberhalb des Hufeisenwirbels hinzu, die mit zwei weiteren Stagnationspunkten auf 600m und 800m einhergehen. Im Lee kommt ein gegenläufig zum Bogenwirbel drehender Rotor in den untersten 500m hinzu. Dadurch ist der Rückstrombereich im Lee vom Boden abgehoben.



(a) Windfeld bei hoher Windgeschwindigkeit (b) Windfeld bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.20: xz -Schnitt durch die Symmetrieebene des Grates

Auch im xy -Schnitt in Abbildung 6.21 sehen wir, dass sich eine Eigenschaft der Strömung in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit ändert. Der Bogenwirbel im Lee des Grates, der bei hoher Windgeschwindigkeit in 6.21(a) als Quadrupol im Konturplot der y -Komponente des Windfeldes zu sehen ist, verschwindet in 6.21(b). Diese Unterschiede in der Strömung wirken sich natürlich auf die Feuchtefelder aus, die wir in Abbildung 6.22 sehen. Bei der höheren Windgeschwindigkeit kann feuchte Luft gegen die stabile Schichtung auf der Luvseite des Grates bis über den Gipfel gehoben werden. Im Lee wird Feuchte durch Advektion und durch Mischung über die ganze Rückseite des Grates nach oben transportiert. Auf Advektion deutet das

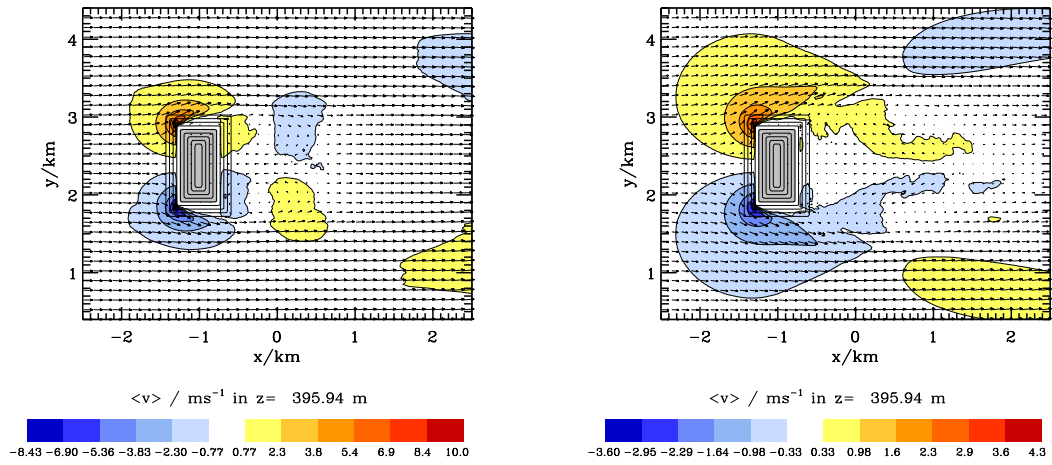
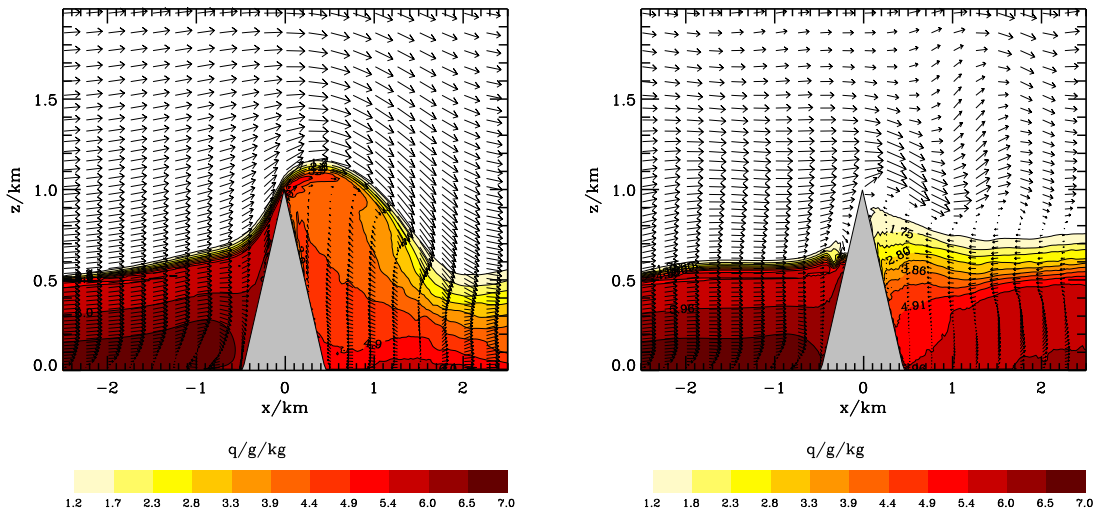


Abbildung 6.21: xy -Schnitt des Grates in einer Höhe von 395,94m. Farbige gefüllte Konturen geben den Horizontalwind in y -Richtung an. Die Windpfeile enthalten die u - und v -Komponente der Windgeschwindigkeit. Grau gefüllte Konturen zeigen den Teil der Orographie oberhalb der Schnittebene. Parallel dazu verlaufende ungefüllte Konturen zeigen die Orographie unterhalb der Schnittebene. Der Abstand der Höhenlinien beträgt 100m und die innerste Höhenlinie gibt eine Höhe von 900m an.

Ansteigen der Konturen in Richtung Berg hin und auf Mischung die Vergrößerung der Abstände zwischen den Isolinen. In 6.22(b) bei der niedrigeren Windgeschwindigkeit wird keine feuchte Luft aus dem Luv über den Grat gehoben, die stabile Schichtung erzwingt ein Umströmen. Im Lee wird im oberen Teil des Grates feuchte Luft sowohl durch Mischung als auch durch Advektion in Richtung Gipfel transportiert. Im unteren Teil der Lee-Seite des Grates wird relativ trockene Luft nach unten transportiert, erkennbar an den in Richtung Berg nach unten geneigten Konturen. Die Luft unterhalb des Grates auf der Lee-Seite ist also im Vergleich zur

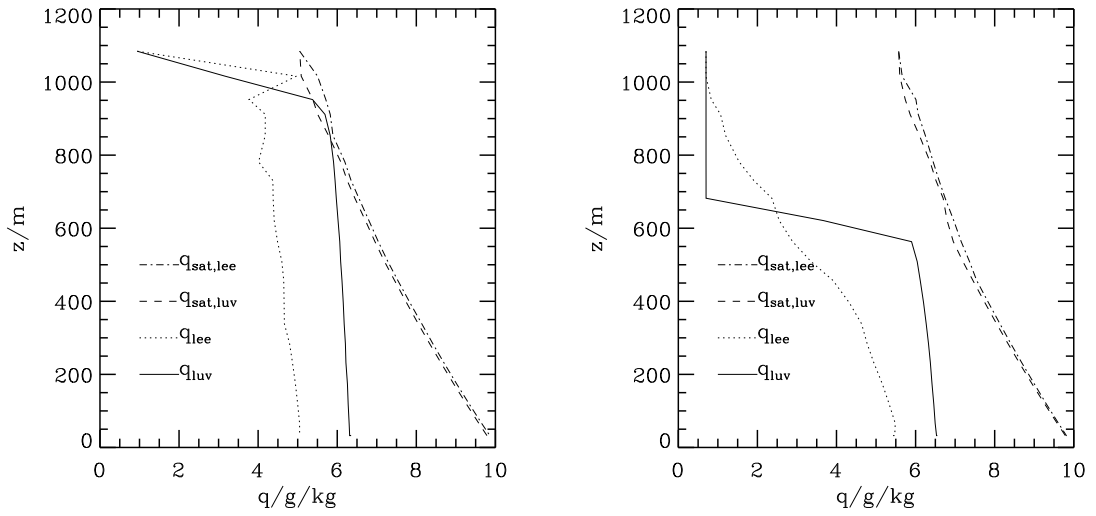


(a) Feld des Tracers $q = \Psi \cdot q_0$ bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Feld des Tracers $q = \Psi \cdot q_0$ bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.22: xz -Schnitt des Grates in der Symmetrieebene. Die gefüllten Konturen geben den Feuchtetracer $q = \Psi \cdot q_0$ an. q_0 beträgt 7g/kg .

Luv-Seite absolut feuchter, was die Bildung einer Bannerwolke begünstigen sollte. Allerdings sehen wir in Abbildung 6.23(b), dass die vorhandene Asymmetrie in der Feuchte beim gegebenen Temperaturprofil keine Bannerwolke erzeugen kann. Bei der höheren Windgeschwindigkeit ist die Asymmetrie schwach ausgeprägt und besteht auch erst oberhalb des Grates. Eine Wolke im Lee hätte also den Charakter einer Wolkenkappe und würde auch immer mit Staubewölkung im Luv einhergehen, da Schnittpunkte des Feuchteprofils im Lee mit der Kennlinie der Sättigungsfeuchte immer mit Schnittpunkten mit der Luv Linie einhergehen. Die Strömung um einen aus der neutralen Grenzschicht herausragenden Grat reagiert also durchaus sensitiv auf die dynamische Randbedingung Strömungsgeschwindigkeit. Das bei niedrigerer Windgeschwindigkeit erzwungene Umströmen der feuchten Grenzschichtluft um den Grat und die Hebung der feuchten Luft im Leerrotor reichen aber unter den gegeb-



(a) Kennlinien der Feuchte bei hoher Windgeschwindigkeit

(b) Kennlinien der Feuchte bei niedriger Windgeschwindigkeit

Abbildung 6.23: Profile der spezifischen Feuchte und Sättigungsfeuchte entlang der Flanken des Grates

nen Randbedingungen nicht aus, um eine Bannerwolke zu erzeugen.

6.3 2D Grat

Dieser Abschnitt stellt die Ergebnisse der Simulation eines über die komplette Breite des Modellgebietes gehenden Grates vor.

6.3.1 Sensitivität auf Windgeschwindigkeit in dicker Grenzschicht

Da kein Umströmen des Hindernis' möglich ist, muss die ganze einströmende Luft den Berg überqueren. Die überströmenden Luftpakete müssen dabei die stabile Schicht anheben, so dass Schwerewellen angeregt werden. Durch das Ablösen der Strömung aufgrund von Bodenreibung und eines ansteigenden Druckes wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, beginnt die effektive Orographie, also die Kontur des Berges, den die Höhenströmung wahrnimmt, bereits weit stromauf des Grates. Der im Vergleich zur Pyramide weiter stromauf gelegene Ablösepunkt, siehe Tabelle 4, sorgt dafür, dass nun vermehrt Wellen mit einer Wellenlänge größer der kritischen Wellenlänge $\lambda_{xc} = 2\pi \cdot u_0/N$ angeregt werden, sodass mehr Energie auf vertikal propagierende Moden entfällt. Das ist in Abbildung 6.24 an der stromauf geneigten Null-Kontur zu erkennen.

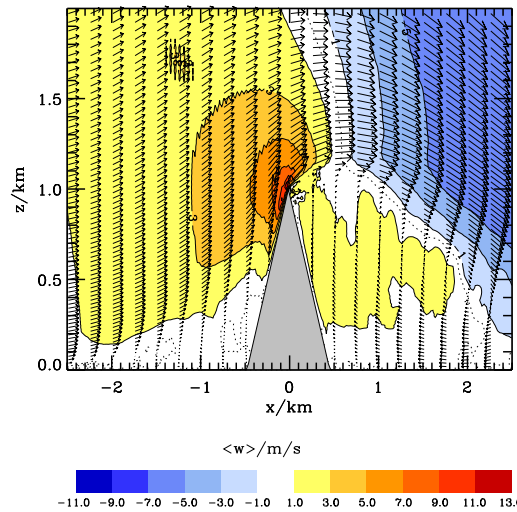


Abbildung 6.24: xz -Schnitt des 2D-Grates mit dem mittleren Feld des Vertikalwindes in farbig gefüllten Konturen.

Der durchgehende Grat ändert also das Spektrum der angeregten Schwerewellen. Wichtiger für die Frage der Bannerwolkenbildung ist aber, dass nun auch die bodennah einströmende feuchte Luft über den Grat gehoben werden muss. Deswegen ändert sich die Feuchte an den Flanken des Grates auf der Luv Seite kaum mit der Höhe wie in Abbildung 6.25 ersichtlich. Auch im Lee ist in beiden Fällen die Feuchte

relativ höhenkonstant, allerdings auf einem etwas niedrigeren Niveau, da trockene Luft aus höheren Luftschichten eingemischt wird.

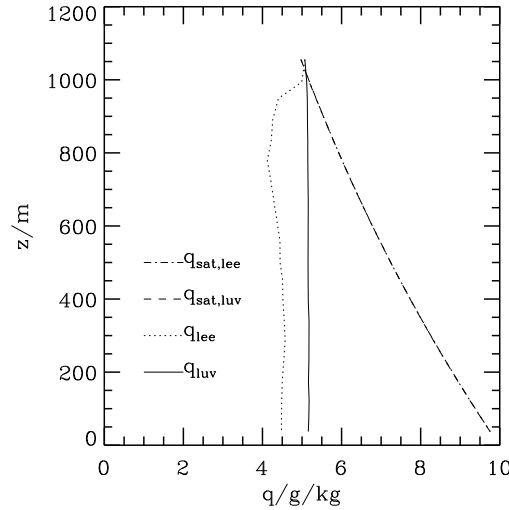


Abbildung 6.25: Profile der spezifischen Feuchte und Sättigungsfeuchte entlang der Flanken des Grates. Die bodennahe Feuchte am Einströmrand beträgt 5,5g/kg

Da die Luft in beiden Fällen auf der Luv Seite des Grates in jeder Höhe feuchter ist und es aufgrund der neutralen Schichtung auch keine Temperaturdifferenz gibt, kann keine Bannerwolke entstehen. Mit der passenden Bodenfeuchte, im Beispiel 5,5g/kg, entsteht eine Wolkenkappe, wie in Abbildung 6.26.

6.4 Übersicht über die Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird eine tabellarische Übersicht über wichtige Eigenschaften der Strömung in den Läufen gegeben. Unter Ablösepunkt wird hier die x -Koordinate des Punktes in der Symmetrieebene und untersten Modellschicht verstanden an der die Windgeschwindigkeit in x -Richtung vom linken Rand kommend erstmals kleiner Null wird. Der Stagnationspunkt ist der Punkt in der Symmetrieebene und in der ersten Modellebene oberhalb der Orographie an dem der Vertikalwind vom linken Rand des Berges kommend Null wird. Der Anlegepunkt gibt den Punkt in der Symmetrieebene und untersten Modellschicht an, an dem die Windgeschwindigkeit in x -Richtung hinter dem Berg wieder größer Null wird.

Die Tabelle gibt auch die Höhe der maximalen Differenz Δq_{max} zwischen Luv und Lee im Wert des Feuchtetracers an den Flanken der Orographie an, falls die Feuchte im Lee höher ist. Diese Asymmetrie kann als notwendige Voraussetzung für die Bildung einer ausschließlich im Lee befindlichen Wolke angesehen werden.

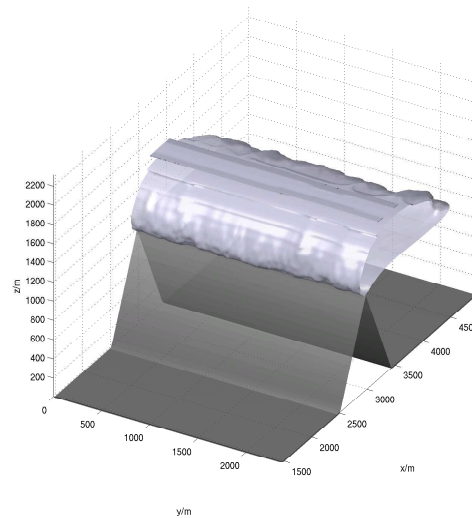


Abbildung 6.26: 100% relative Feuchte Fläche bei Überströmung eines durchgehenden Grates. Die Feuchte der einströmenden Luft beträgt bodennah 5,5g/kg.

Streng genommen gilt dieser Kriterium nur, wenn die Profile der Sättigungsfeuchte in Luv und Lee gleich sind. Das ist aber, siehe Abbildungen 6.25, 6.23 und ??, näherungsweise der Fall. Die Höhe der maximalen Feuchtedifferenz sollte sich, da sich eine Bannerwolke definitionsgemäß im unmittelbarem Lee des Berges, also dahinter und nicht darüber, bildet, unterhalb oder auf Höhe der maximalen Orographiehöhe befinden. Diese beiden Vorraussetzungen sind aber nicht hinreichend, da das Feuchteprofil im Lee noch vom entsprechenden Profil der Sättigungsfeuchte geschnitten werden muss, um ein Bannerwolke zu erzeugen. Die letzte Spalte der Tabelle gibt mit *ja*, *nein* und *teilweise* an, ob sich im jeweiligen Lauf eine Wolke gebildet hat, die die an eine Bannerwolke gestellten Kriterien ganz, nicht oder teilweise erfüllt.

Orographie	Windgeschwindigkeit u_{00}	Grenzschichtdicke	Ablösepunkt	Stagnationspunkt	Anlegepunkt	Höhe Δq_{max}	Bannerwolkenbildung
Pyramide	9m/s	neutral	-1800m	212m	1500m	912m	
Pyramide	9m/s	1000m	-2000m	263m	1475m	973m	ja
Pyramide	3m/s	1000m	-1625m	212m	1350m	973m	ja
Pyramide	9m/s	500m	-1925m	212m	1275m	973m	nein
Pyramide	3m/s	500m	-2075m	155m	900m	817m	nein
Grat	9m/s	1000m	-2250m	263m	2175m	1038m	teilweise
Grat	3m/s	1000m	-1825m	263m	2025m	1038m	teilweise
Grat	9m/s	500m	-2325m	263m	1550m	1038m	nein
Grat	3m/s	500m	-2350m	155m	700m	747m	nein
2D Grat	9m/s	1000m	-2500m	374m	3275m	-	nein
2D Grat	9m/s	500m	-2525m	536m	2200m	-	nein

Tabelle 4: Übersicht über die 11 durchgeführten Läufe mit den wichtigsten Modellparametern und Ergebnissen. Der Ablöse- und Anlegepunkt ist als Entfernung zum Gipfel in x -Richtung angegeben. Der Stagnationspunkt ist als Höhe in z -Richtung angegeben.

6.5 Quantifizierung der Einflüsse von Druckreduktion, Mischung und Hebung

Die Hypothesen 1-3 zur Entstehung von Bannerwolken, hier mit Bernoullieffekt, Mischungsnebel und Leerotor bezeichnet, beruhen auf drei verschiedenen Mechanismen, deren Wichtigkeit anhand der durchgeführten numerischen Simulationen abgeschätzt werden kann. Alle drei haben einen Effekt der zu einer Erhöhung der Sättigung im Lee des Berges führen und damit zu einer Wolke beitragen kann. Sie unterscheiden sich bezüglich des Ortes an dem die Sättigung erhöht wird und bezüglich der Stärke des Effektes. In diesem Abschnitt werden die drei Mechanismen anhand des Laufes mit Pyramide als Orographie, dicker Grenzschicht und hoher Windgeschwindigkeit untersucht. Am einfachsten ist der Bernoullieffekt einer Abschätzung zugänglich, da die Abweichung p' vom Hintergrundzustand $p_0(z)$ eine Modellvariable ist, die zu jedem Zeitschritt diagnostisch aus den Feldern der Windgeschwindigkeit und der potentiellen Temperatur bestimmt wird. Betrachtet man also die zeitlich gemittelte Druckabweichung $\overline{p'}$ kann man eine Expansion und damit eine Kühlung ausrechnen die ein Luftpaket durch horizontale Druckgradienten im Mittel erfährt. Das $\overline{p'}$ Feld bei der Umströmung einer Pyramide ist in Abbildung 6.27 dargestellt. Das Druckminimum im Lee des Berges liegt bei wenigen Pascal unter dem Umgebungsdruck. Die Kontur der größten negativen Druckabweichung ist 8Pa. Die Änderung der Temperatur mit dem Druck ist durch die Differentiation der Definitionsgleichung für die potentielle Temperatur (2.6) gegeben.

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\Theta}{p_{00}^{\kappa}} \cdot \kappa \cdot p^{\kappa-1} \quad (6.1)$$

Benutzt man diese Gleichung um die Temperaturänderung ΔT linear zu nähern und setzt einen Bodendruck $p_{00} = 1000\text{hPa}$, eine Potentielle Temperatur $\Theta = 287\text{K}$ und eine Druckabweichung von $\Delta p = 7\text{Pa}$ an, so erhält man eine Temperaturreduktion von $\Delta T = 0.006^\circ\text{C}$. Das bedeutet, dass der Bernoullieffekt in der vorliegenden Simulation einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Temperatur und damit auf die relative Feuchte und Bannerwolkenbildung hat. Reinert (2010, S.89) führt in seiner Dissertation eine Abschätzung des Effektes nach oben hin durch. Letztlich nimmt er dafür Energieerhaltung entlang einer Stromlinie in einer reibungsfreien, stationären Strömung an. Er rechnet dann die Druckdifferenz aus, die nötig ist, um ein Luftpaket von einer Geschwindigkeit u zum Stillstand zu bringen. Für die Druckdifferenz gilt dann

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} u^2 \quad (6.2)$$

Setzt man in diese Gleichung eine Windgeschwindigkeit von $u=15\text{m/s}$ und eine Dichte $\rho = 1\text{kg/m}^3$ ein, so gelangt man dabei zu Druckreduktion Δp im Bereich von

einem hPa und Temperaturreduktionen von ungefähr 0,1 K. Auch diese unter den nicht gegebenen Annahmen von Reibungsfreiheit und Stillstand des Fluids in der Wolke errechneten Werte, erlauben keine Erklärung von Bannerwolken durch den Bernoullieffekt.

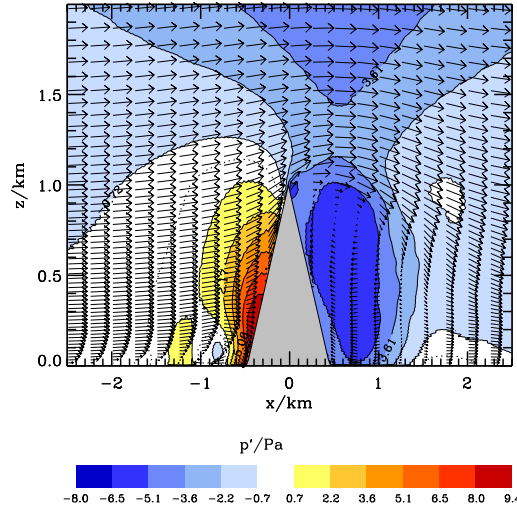


Abbildung 6.27: Feld des Stördrucks $\overline{p'}$ in der Symmetrieebene bei Umströmung einer Pyramide

Schwerer als der Bernoullieffekt ist der Mischungseffekt zu quantifizieren. Unter Mischungseffekt wird hier die Abweichung der mittleren Feuchte- und Temperaturfelder von den rein durch Advektion erzeugten Feldern verstanden. Diese Abweichung ist durch den turbulenten Transport von Feuchte und Wärme bedingt. Abbildung 6.28 zeigt die Divergenz des turbulenten Feuchteflusses, die wie in Abschnitt 5.4 gezeigt eine effektive Feuchtequelle darstellt. Da die gewählte Einheit Milligramm pro Kilogramm und Sekunde etwas ungewohnt ist, verdeutlicht das folgende Rechenbeispiel die Größenordnung: Ein Luftpaket, das sich über eine Dauer von 1000 Sekunden in einem Bereich mit einer effektiven Feuchtequelle von 1mg/kg/s aufhält, gewinnt 1g/kg Feuchte. Das entspräche bei einer Windgeschwindigkeit von 10m/s einer zurückgelegten Strecke von 10km in diesem Bereich. In Abbildung 6.28 sieht man einen Dipol im S_{eff} Feld im Lee der Spitze. Das Zustandekommen des Dipoles lässt sich durch die Analyse der Prozesse, die zu einer Divergenz des turbulenten Feuchteflusses $\nabla \cdot \overline{u'q'}$ führen, erklären. Damit ein turbulenter Feuchtefluss entsteht, muss zunächst ein Gradient in der Feuchte vorhanden sein, da sonst q' Null ist. Zudem muss das Windfeld turbulent sein, da sonst u' Null ist. Wenn man annimmt, dass der turbulente Fluss einer Größe proportional zum Gradienten der mittleren

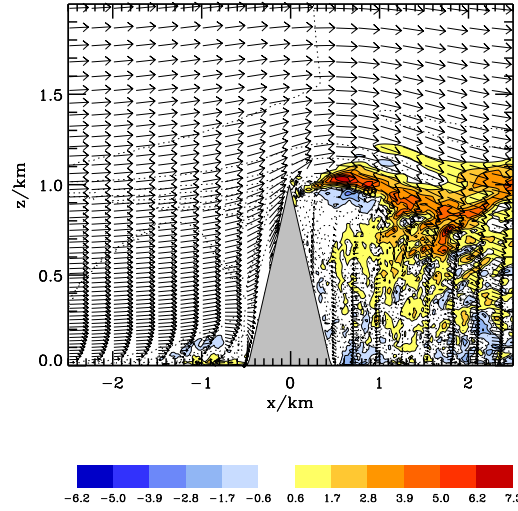


Abbildung 6.28: Effektive Feuchtequelle $S_{eff} = -\nabla \overline{u'q'}$ (mg/kg/s)

Gradienten Größe ist (Stull, 1988, S.204),

$$\overline{u'_i q'} = -K \frac{\partial \overline{q}}{\partial x_i} \quad (6.3)$$

dann ist eine Divergenz des turbulenten Feuchte Flusses ist immer da vorhanden, wo der Gradient der Feuchte sich räumlich ändert. Die stärkste Änderung des Gradienten der Feuchte liegt wie in Abbildung 6.29 ersichtlich etwas höher als der stärkste Gradient der Turbulenten Kinetischen Energie als Maß für die Turbulenz. Der Dipol ist also durch die schwache Änderung des Gradienten in der Feuchte in Verbindung mit hoher Turbulenz bedingt. Einen Kilometer stromab des Pyramidenzentrums sehen wir in 1,1km bis 1,2km Höhe einen weiteren, schwach ausgeprägten Dipol im S_{eff} Feld. Dieser ist durch die starke räumliche Änderung des Feuchtegradienten in Verbindung mit schwacher Turbulenz bedingt. Um den Einfluss dieser Feuchtequellen auf das mittlere Feuchtefeld zu quantifizieren, bräuchte man die Abweichung des simulierten Feuchtefeldes zu einem rein durch Advektion entstandenem Feuchtefeld, das, wie Gleichung (5.8) zeigt, Feuchtegradienten nur senkrecht zum Geschwindigkeitsfeld aufweist. Dieses Feld lässt sich aus den Modellvariablen aber nicht ohne Aufwand generieren. Man kann den Beitrag aber durch die Lagrange'sche Betrachtung eines Luftpaketes abschätzen, indem man die Änderung des Tracers der spezifischen Feuchte entlang einer Trajektorie betrachtet. An jedem Teilstück der Trajektorie wird dem Paket gemäß dem S_{eff} Feld und dem gewählten Zeitschritt der Trajektorienrechnung $\Delta\tau=1s$ Feuchte hinzugefügt. Vergleicht man den Anfangs- und Endwert der Feuchte des Luftpaketes, hat man den Beitrag der Mischung zur

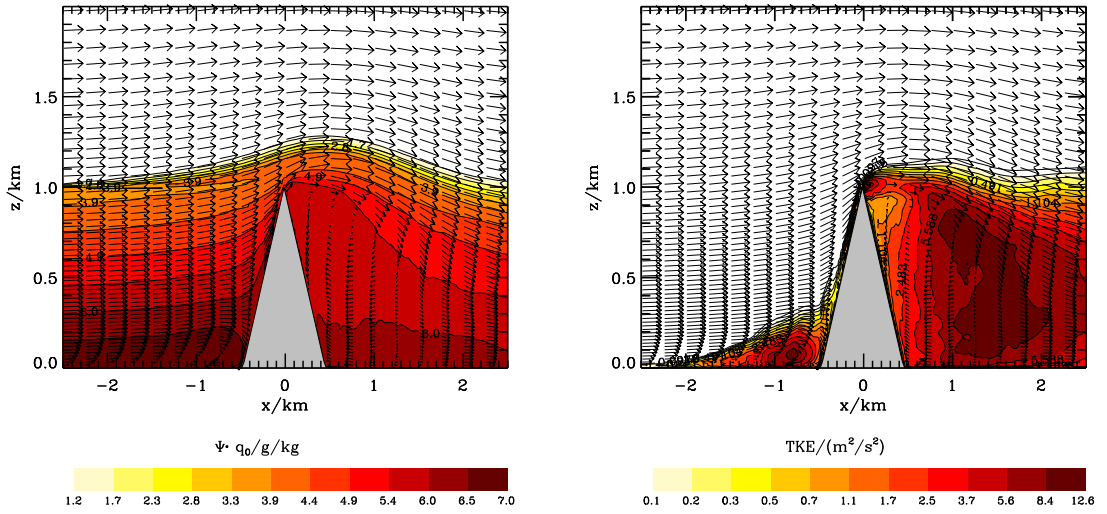
(a) Mittlere Feuchte $\bar{q}$ in g/kg(b) Summe aus aufgelöster und nicht aufgelöster
Turbulenter Kinetischer Energie in m^2/s^2

Abbildung 6.29: Felder der mittleren Feuchte und TKE in der Symmetrieebene bei Umströmung einer Pyramide

Feuchte dieses Luftpaketes. Eine solche Trajektorie ist in Abbildung 6.30(a) dargestellt. Zu sehen ist dort ausserdem die Isofläche $S_{eff} = 4\text{mg/kg/s}$. Die Trajektorie wurde so gewählt, dass sie durch das Maximum von S_{eff} in der Symmetrieebene verläuft. In 6.30(b) ist der zeitliche Verlauf der spezifischen Feuchte im Luftpaket das sich entlang der Trajektorie bewegt zu sehen. Der Zeitpunkt Null wird beim Durchgang durch das Maximum von S_{eff} erreicht. Das Luftpaket hat eine Anfangsfeuchte von $q = 4,64\text{g/kg}$, die es bis zum Erreichen der Zone mit starker Mischung beibehält. Durch turbulente Einmischung feuchter Luft steigt dort die spezifische Feuchte auf einen Endwert von $q = 5,04\text{g/kg}$. Der Effekt der Mischung auf die spezifische Feuchte dieses Luftpaketes beträgt also $\Delta q = 0,4\text{g/kg}$. Will man den Einfluss der Mischung auf die relative Luftfeuchtigkeit quantifizieren, muss man neben dem turbulenten Feuchtefluss auch den turbulenten Wärmefluss betrachten. Zu diesem Zweck ist der Verlauf der potentiellen Temperatur des betrachteten Luftpaketes in Abbildung 6.31(a) gezeigt. Anders als bei der spezifischen Feuchte ist die Potentielle Temperatur weitgehend erhalten (man beachte die Skala). Die Auswirkungen auf die relative Feuchte sind also maßgeblich durch das Einmischen von Feuchte gegeben. Drei verschieden berechnete relative Feuchten im Luftpaket sind in 6.31(b) dargestellt. In rot dargestellt ist die relative Feuchte, die sich aus den entlang der Trajektorie summierten Divergenzen des turbulenten Feuchteflusses ergibt. In blau ist die aus den mittleren Konzentrationen des Tracers Ψ berechnete relative Feuchte

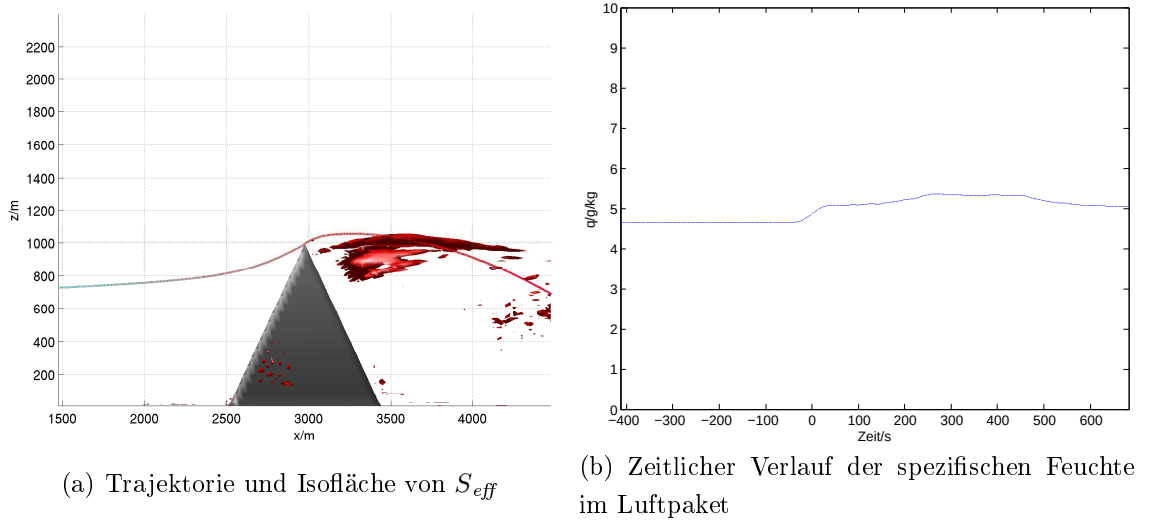
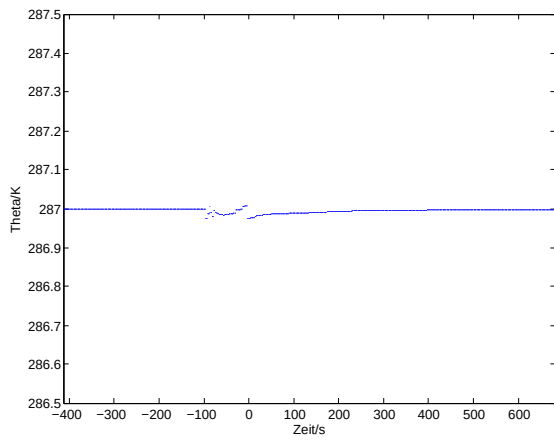
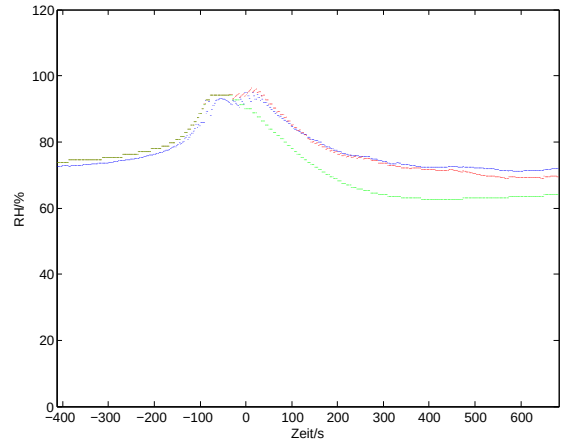


Abbildung 6.30: Trajektorie durch das Maximum von S_{eff} in der Symmetrieebene

dargestellt. Die grüne Kurve gibt den Verlauf der relativen Feuchte an, wenn man die spezifische Feuchte auf ihrem Anfangswert hält, d.h. keine Mischung erlaubt. Da Temperaturen und Feuchten nur an Gitterpunkten verfügbar sind und keine Interpolation der Variablen zwischen Gitterpunkten durchgeführt wurde, weisen die Kurven Sprünge auf. Beim Zeitpunkt Null weisen die rote und blaue Kurve definitionsgemäß den gleichen Wert aus. Die grüne und rote Kurve verlaufen am Anfang nahezu deckungsgleich, da noch keine Einmischung stattfindet. Für Zeiten größer Null weicht die grüne Kurve deutlich von den beiden anderen nach unten ab. In der Spitze ist die Luftfeuchtigkeit im Luftpaket, das Mischung zulässt, 10% höher als im Luftpaket, in dem die spezifische Feuchte erhalten ist. An den Stellen, wo die Feuchte starke räumliche Gradientänderungen aufweist, ist Mischung also ein nicht zu vernachlässigender Effekt. Die Lage dieser Stellen ist aber maßgeblich durch die mittlere Strömung gegeben. Da die stärksten Gradienten in der Feuchte vertikal verlaufen, beeinflusst die Mischung auch hauptsächlich die vertikale Ausdehnung der Wolke. Das wird anhand einer zweiten Trajektorie noch deutlicher. In Abb 6.32(a) ist der Verlauf dieser Trajektorie zu sehen. Die Trajektorie ist mit der Zeit eingefärbt. Sie beginnt türkis, ist rot wenn sie einen Punkt 100m unterhalb des Maximums von S_{eff} erreicht und wird danach zunehmend blauer. Innerhalb von 2000 Sekunden durchläuft das Luftpaket fast volle zwei Male den Rotor. Auch in dieser Abbildung umschließt die rote Fläche Orte an denen $S_{eff} > 4\text{mg/kg/s}$. In Abb 6.32(b) ist der zeitliche Verlauf der relativen Feuchte im Luftpaket zu sehen. In grün der Verlauf ohne turbulente Einmischung von Feuchte und in rot der Verlauf mit Einmischung. Im ersten Fall bleibt das Paket während der ganzen Zeit untersättigt. Lässt man

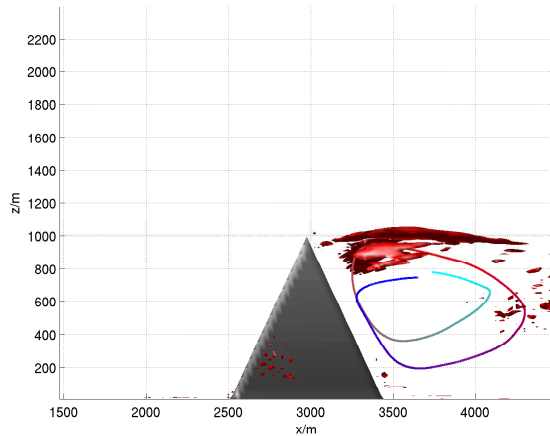


(a) Zeitlicher Verlauf der Potentiellen Temperatur entlang der Trajektorie durch das Maximum von S_{eff}

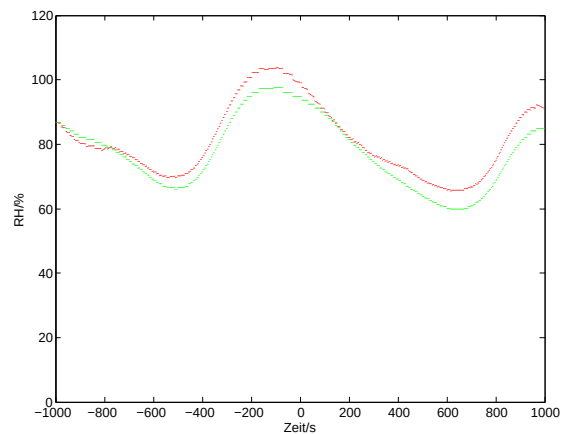


(b) Zeitlicher Verlauf der relativen Feuchte im Luftpaket. In rot dargestellt ist die relative Feuchte, die sich aus den entlang der Trajektorie summierten Beiträgen von $S_{eff} \cdot \Delta\tau$ ergibt. In blau ist die aus der Tracerkonzentration Ψ berechnete relative Feuchte dargestellt. Die grüne Kurve gibt den Verlauf der relativen Feuchte ohne Mischung an.

Abbildung 6.31: Einfluss der Mischung auf die relative Luftfeuchtigkeit eines Luftpaketes



(a) Trajektorie eines Luftpaketes im Rotor



(b) Zeitlicher Verlauf der relativen Feuchte mit und ohne Mischung im Luftpaket

Abbildung 6.32: Einfluss der Mischung auf die relative Luftfeuchtigkeit eines Luftpaketes im Rotor

Einmischung zu, ist das Paket am höchsten Punkt der Trajektorie übersättigt. In diesem Fall sorgt also die Mischung für die Übersättigung und hebt dadurch die Wolkenobergrenze an. Der Verlauf der Trajektorie und der zeitliche Verlauf der relativen Feuchte legen aber auch nahe, dass die Mischung im Vergleich zur Hebung nur eine untergeordnete Rolle spielt, da die relative Feuchte stark mit der Höhe des Luftpaketes korreliert ist. Die Hebung, die ein Luftpaket seit dem Eintritt ins Modellgebiet netto erfahren hat, lässt sich über den passiven Tracer Φ anhand von Gleichung (5.4) ermitteln. Das Konzept der Nettohebung und die damit verbundenen Probleme lassen sich anhand der Trajektorie eines Luftpaketes verdeutlichen. In Abbildung 6.33 ist die Seitenansicht einer Pyramide zu sehen und die Trajektorie

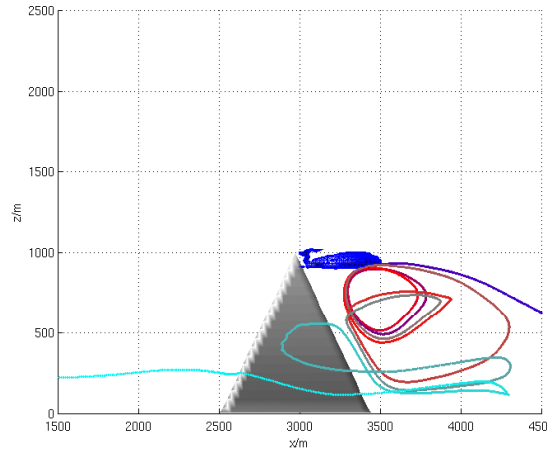


Abbildung 6.33: Seitenansicht der Pyramide mit Trajektorie und Isofläche von $\Delta z=550\text{m}$

eines Luftpaketes, die durch einen Punkt auf der Symmetrieebene hundert Meter unterhalb des Gipfels auf der Rückseite der Pyramide verläuft. An diesem Punkt beträgt das aus dem Tracer Φ errechnete $\Delta z=550\text{m}$. Die blau eingefärbte Isofläche gibt ein Δz von 550m an.

Betrachtet man die Höhe des Luftpaketes entlang der Trajektorie in 6.34(a), kann man sehen, dass das Paket zu anfang eine Höhe von 200m und am Zeitpunkt Null eine Höhe von gut 900m hat. Daraus ergibt sich eine Hebung von 700m zum Zeitpunkt Null. An diesem Punkt beträgt aber die aus der Tracerkonzentration ermittelte Hebung 550m . Die Differenz lässt sich durch turbulente Mischung erklären. Der Tracer Φ ist entlang einer Trajektorie nicht erhalten. Seine zeitliche Entwicklung entlang der betrachteten Trajektorie ist in Abbildung 6.34(b) dargestellt. Dort sieht man, dass sich die Anfangskonzentration des Tracers Φ/m von 200 bis zum Zeitpunkt Null auf 350 erhöht hat. Addiert man diese 150m zu der aus der Tracerkonzentration ermittelten Hebung von 550m , gelangt man zu der Lagrange'sch ermittelten Hebung von 700m .

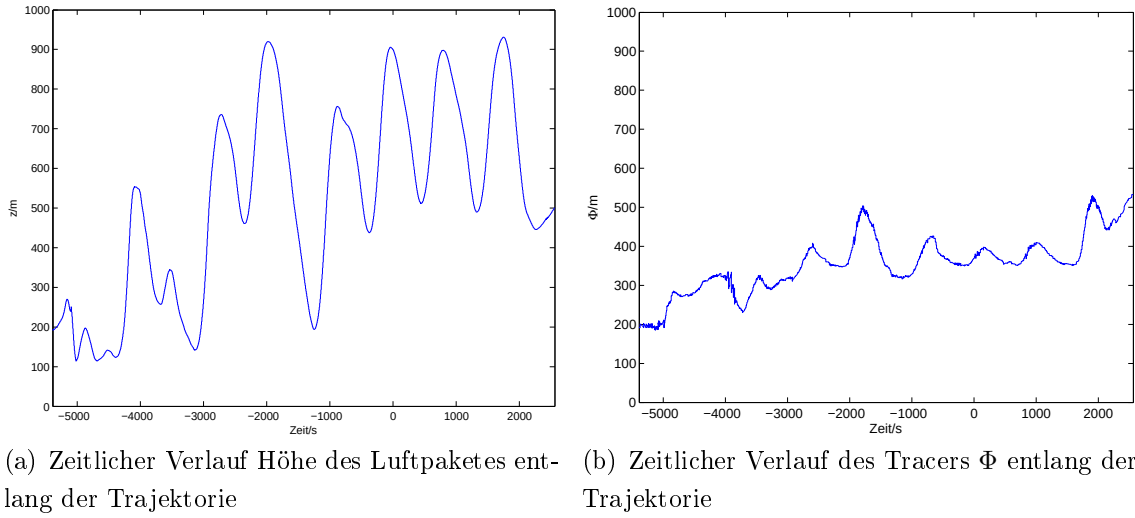


Abbildung 6.34: Höhe und Höhentracers im Zeitverlauf mit mehrfachem Rotordurchlauf bei Umströmung einer Pyramide

Aus dieser Beispielrechnung wird deutlich, dass eine alleinige Betrachtung der mittleren Tracerfelder nicht ausreicht, um die Netto Hebung korrekt zu ermitteln. Dieses Problem ist auch Reinert (2010, S.116) bewusst, der seine Diagnostik auf Tracerkonzentrationen aufbaut. Er schlägt die Rechnung von Trajektorien vor, um die Hebung als Funktion der Starthöhe zu bestimmen und die Luv- und Leekennlinien zu erzeugen. Zu diesem Zweck wurden hier 930 Rückwärtstrajektorien gerechnet. Die Startpunkte liegen alle in der xz -Symmetrieebene parallel zu den Flanken der Pyramide. Der horizontale Abstand der Startpunkte beträgt 1m, sodass jeweils 465 Trajektorien im Luv und 465 im Lee der Pyramide beginnen. Der Zeitschritt bei der Trajektorienrechnung beträgt 1s und es wurden insgesamt 10000 Schritte gemacht. Die Startpunkte der gerechneten Rückwärtstrajektorien sind in Abbildung 6.35 zu sehen. Ausgehend von diesen Trajektorien kann man sich nun Kennlinien für die Hebung im Luv und Lee ausgeben, indem man die Endhöhe des Luftpaketes gegen die Höhe am Einströmrand aufträgt. Da 213 von 930 Trajektorien den Einströmrand innerhalb von 10000s nicht erreicht haben, wurden diese Trajektorien bei der Erstellung der Kennlinien nicht berücksichtigt. Diese Kennlinien sind in Abbildung 6.36(a) zu sehen. Die Kennlinien in Abbildung 6.36(b) sind aus dem mittleren Feld des Höhentracers Φ gewonnen wie in Abschnitt 5.3 beschrieben. Dabei wurden Tracerkonzentrationen an den Startpunkten der Rückwärtstrajektorien betrachtet. Da diese Punkte nicht mit Gitterpunkten zusammenfallen, wurden die Konzentrationen durch lineare Interpolation gewonnen.

Der Verlauf der auf verschiedene Arten erzeugten Kennlinien weist einige Ähn-

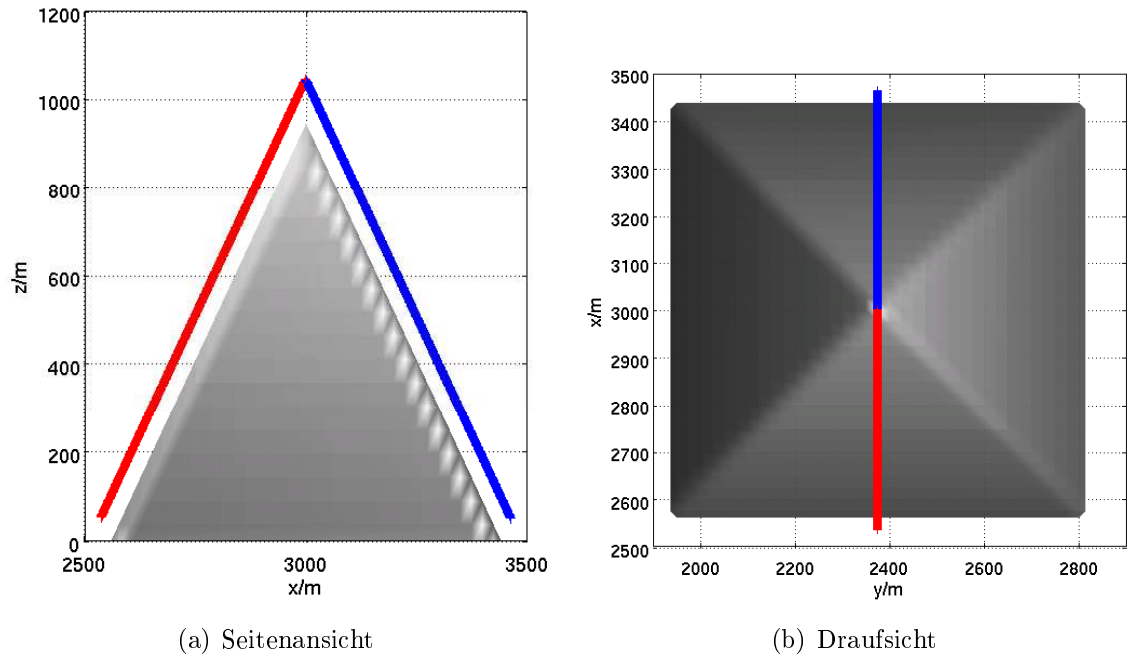


Abbildung 6.35: Startpunkte der in der Symmetrieebene auf der Luv- und Lee-Flanke der Pyramide gestarteten Rückwärtstrajektorien

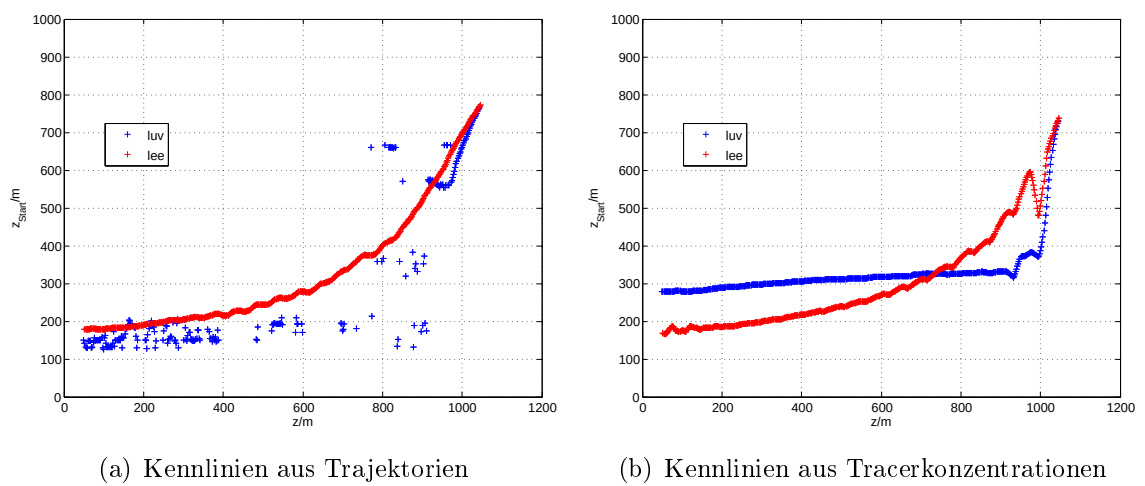


Abbildung 6.36: Kennlinien der Hebung für Luv und Lee

lichkeiten wie auch wichtige Unterschiede auf. Ähnlich ist in beiden Darstellungen der Verlauf der Luv-Kennlinien. Beide starten bei einer Höhe von knapp 200m und steigen dann nahezu monoton auf eine Starthöhe von knapp 800m an. Der ähnliche Verlauf rührt daher, dass im Luv der Pyramide wenig gemischt wird, sodass die Tracerkonzentrationen weitgehend durch Advektion bestimmt werden und somit entlang der Trajektorien erhalten sind. Die Lee-Kennlinien haben gemeinsam, dass sich die Starthöhe der Luftpakete in den untersten 800m kaum ändert. Allerdings liegt die durch Tracerkonzentrationen errechnete Starthöhe bei 300m, während die Trajektorien in einem Bereich um 150m Höhe starten. Diese Diskrepanz ist auf die starke Mischung im Lee zurückzuführen, die sich in der Tracerkennlinie niederschlägt. Diese sorgt im Extremfall, bei vollständiger Durchmischung der untersten 1000m, dafür, dass alle Luftpakete eine scheinbare Starthöhe von 500m aufweisen. Die so ermittelten Hebungsprofile unterschätzen also die Hebung in den untersten 500m und überschätzen sie darüber. Somit ist der niedrigere Verlauf der Lee-Kennlinie in 6.36(a) qualitativ wohl richtig. Aus dem Verlauf der Kennlinien lässt sich vermuten, dass die Luft, die sich an den Pyramidenflanken befindet, oberhalb des Stagnationspunktes und damit des Hufeisenwirbels eingeströmt ist. Im Lee stammt die Luft in den untersten 800m sogar vornehmlich aus einer dünnen Schicht die am Einströmrand eine Höhe von ungefähr 150m hat. Die von Reinert (2010, S.118) erdachte Methode die Möglichkeit einer Bannerwolkenbildung aus Höhentracerkennlinien zu diagnostizieren führt trotz der Unterschätzung der Luv-Lee-Asymmetrie der Hebung zu guten Ergebnissen. Das liegt daran, dass die Hebung bei Reinert durch die Vernachlässigung der Mischung zwar unterschätzt wird, aber die Feuchte durch Vernachlässigung der Mischung überschätzt wird. Dadurch heben sich die Effekte bei der Betrachtung des Kondensationsniveaus teilweise auf. Qualitativ bleiben die getroffenen Aussagen also richtig. Um auch quantitativ richtige Profile zu betrachten, wird eine Betrachtung des Feuchte- und Sättigungsfeuchteprofils entlang der Pyramidenflanken empfohlen. Der Vorteil dieser Diagnostik ist, dass nicht von einem Höhentracersprofil auf das Feuchteprofil geschlossen werden muss. In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass die Hebung größeren Anteil am Zustandekommen von Übersättigung im Lee eines pyramidenförmigen Berges in neutraler Grenzschicht hat als der Bernoullieffekt und die turbulente Mischung.

6.6 Abgrenzung der Bannerwolke zur Wolkenkappe

Peppler (1927) und Douglas (1928) berichten von einem turbulentem und einem laminaren Bannerwolkentyp. Der laminare Typ könnte dabei aber eigentlich eine Wolkenkappe sein, die jedoch starke Ähnlichkeit mit einer Bannerwolke aufweist. Beide können scheinbar am Gipfel befestigt sein und wie eine Fahne im Lee des Gipfels aussehen. Der Unterschied zwischen den beiden Wolkentypen ist, dass sich die Bannerwolke komplett in der turbulenten Grenzschicht unterhalb des Gipfels befindet, während die Wolkenkappe mit ihrer Oberseite in die laminare Strömung hinaufreicht wie in Abbildung 6.37 zu sehen ist.

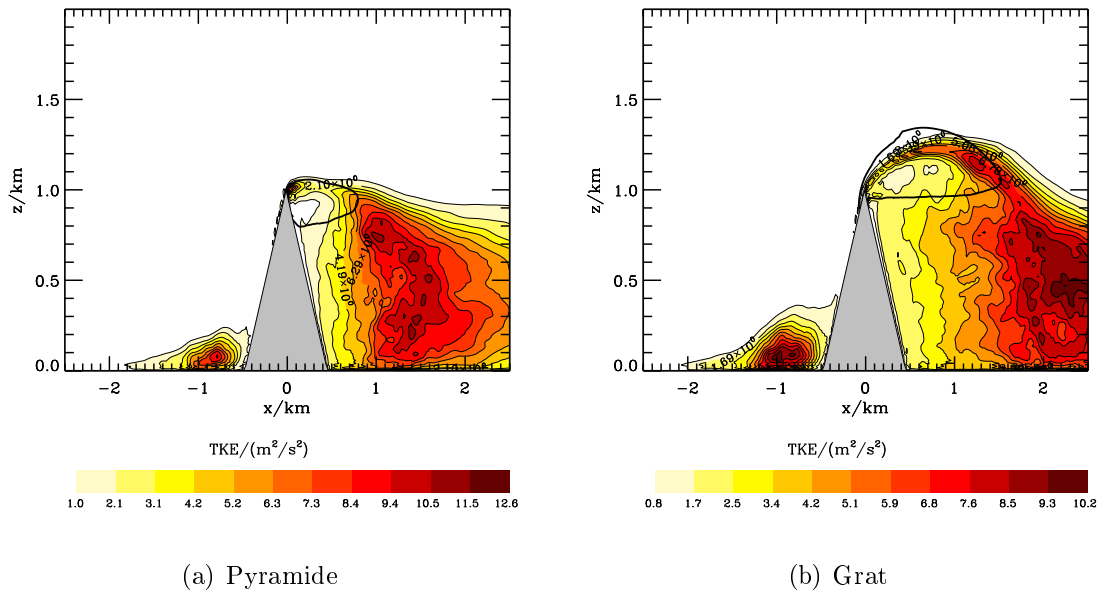
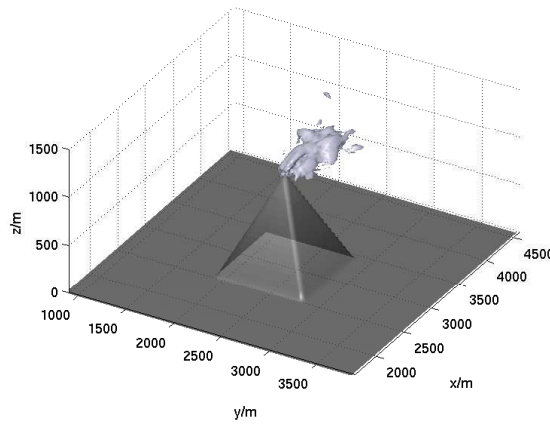
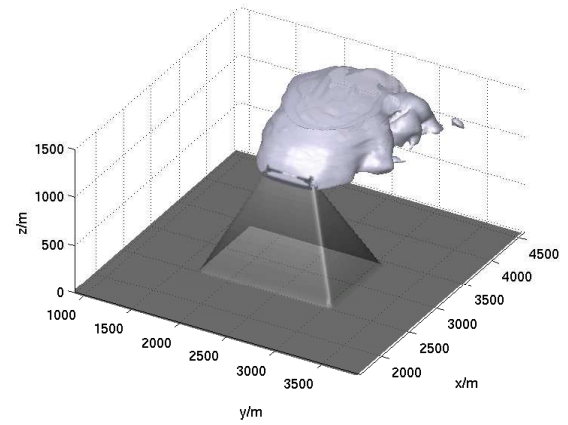


Abbildung 6.37: Pyramide und Grat im xz -Schnitt mit farbig gefüllten Konturen der turbulenten kinetischen Energie und 100% relative Feuchte im Zeitmittel als dicke schwarze Kontur

Durch eine Momentaufnahme der 100% relative Feuchte Fläche in Abbildung 6.38 wird der Unterschied anschaulich. Die Wolke an der Pyramide in Abbildung 6.38(a) weist eine raue teilweise zerissene Oberfläche auf. Die Wolke am Grat in Abbildung 6.38(b) hingegen besitzt eine glatte Oberseite. An ihrer Unterseite ist auch sie stärker strukturiert und teils nicht mehr zusammenhängend. Ein weiteres Abgrenzungsmerkmal könnte, wie von Douglas (1928) vermutet, sein, dass die Feuchte in Wolkenkappen aus höheren Luftschichten als in Bannerwolken stammt. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich unter anderem mit der Untersuchung dieser Vermutung mithilfe von Trajektorienrechnungen.



(a) Pyramide



(b) Grat

Abbildung 6.38: Momentaufnahme der 100% relative Feuchte Fläche nach einer Stunde Laufzeit

6.7 Trajektorien

6.7.1 Pyramide in dicker Grenzschicht und hoher Windgeschwindigkeit

In diesem Abschnitt werden statt der mittleren Werte von Variablen an Gitterpunkten die Änderung dieser Variablen entlang der mittleren Bahnen der Luftpakete betrachtet. Exemplarisch wird dazu zuerst die Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke betrachtet. Diese Trajektorie ist in Abbildung 6.39 zu sehen. Sie ist mit der Zeit eingefärbt und ist zu frühen Zeitpunkten türkis, beim Durchgang durch die Wolke rot und zu späten Zeitpunkten blau. Der Verlauf der relativen Feuchte, der potentiellen Temperatur, der spezifischen Feuchte und der Höhe des Luftpaketes ist in Abbildung 6.40 zu sehen.

Wir erkennen, dass das Luftpaket im Luv in einer Höhe von ungefähr 200m startet. Es passiert die Pyramide seitlich und verliert dabei an Höhe, was auf den Abwind auf der Innenseite des Hufeisenwirbels zurückzuführen ist. Das Luftpaket wird im linken Ast des Bogenwirbels eingefangen, bewegt sich der Pyramide im Rückström-bereich entgegen und steigt dann entlang der Flanke innerhalb kurzer Zeit bis auf über 500m auf. Der weitere Aufstieg verläuft spiralförmig entlang des Bogenwirbels, ist also eine Überlagerung einer Kreisbewegung um die Achse des Wirbels und eine Aufstiegs entlang der Achse in Richtung Druckminimum. Dadurch ist dem Aufstieg in den 2000 Sekunden vor dem Durchgang durch den Mittelpunkt der Wolke eine Oszillation überlagert wie in Abbildung 6.40(d) ersichtlich. Kurz vor dem Durchgang durch den Mittelpunkt der Wolke, der mit dem Erreichen des höchsten Punktes entlang der Bahn zusammenfällt, ist die Luft im Paket erstmals übersättigt. Es ist jetzt Teil des Lee-Rotors, der hier eine fast horizontale Achse hat. Im absteigenden Teil des Rotors sinkt das Paket wieder soweit, dass es untersättigt. Ungefähr eine Viertelstunde später erreicht das Luftpaket wieder ein lokales Höhenmaximum und ist dort auch wieder Teil der Wolke. Nach einem letzten Durchgang durch die Wolke verlässt das Paket den Lee Rotor sinkend und in Richtung der Hauptströmung und hat am Ende seine Ausgangshöhe fast wieder erreicht. Die potentielle Temperatur im Luftpaket bleibt während des gesamten Zeitraumes weitgehend erhalten. Die spezifische Feuchte im Luftpaket nimmt entlang der Bahn ab, was auf die turbulente Einmischung trockener Luft zurückzuführen ist.

Nachdem exemplarisch eine besondere Trajektorie analysiert wurde, werden nun Trajektorien von jedem Gitterpunkt innerhalb der 100% Isofläche betrachtet. Interessant ist dabei vor allem die Herkunft der Luftpakete in der Wolke. Um diese zu ermitteln, wurden Rückwärtstrajektorien von jedem der 4811 übersättigten Gitterpunkte gestartet. Von dort wurden 10000 Schritte zu einer Sekunde zurückgerechnet. Die Anfangsorte in x -Richtung, die sich durch diese Rechnung ergeben, sind im Hi-

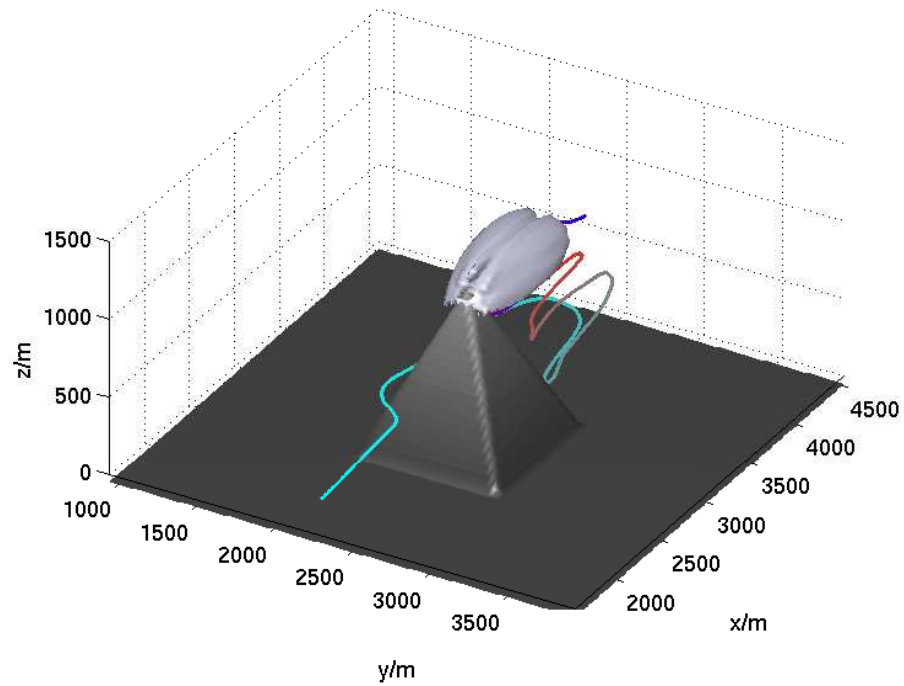


Abbildung 6.39: Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke

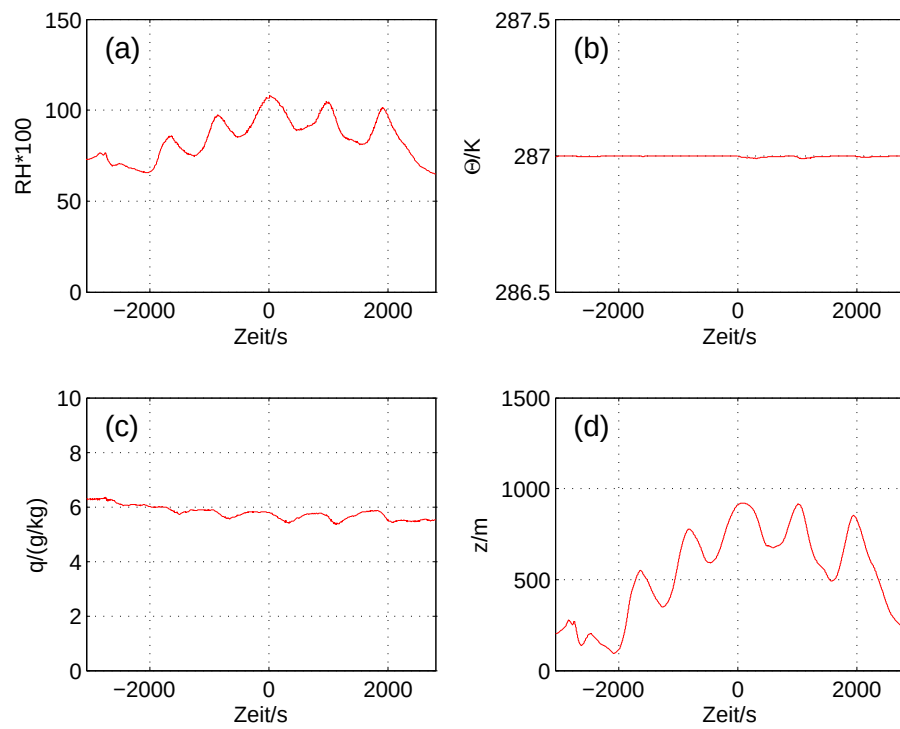


Abbildung 6.40: Variablen entlang der Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke

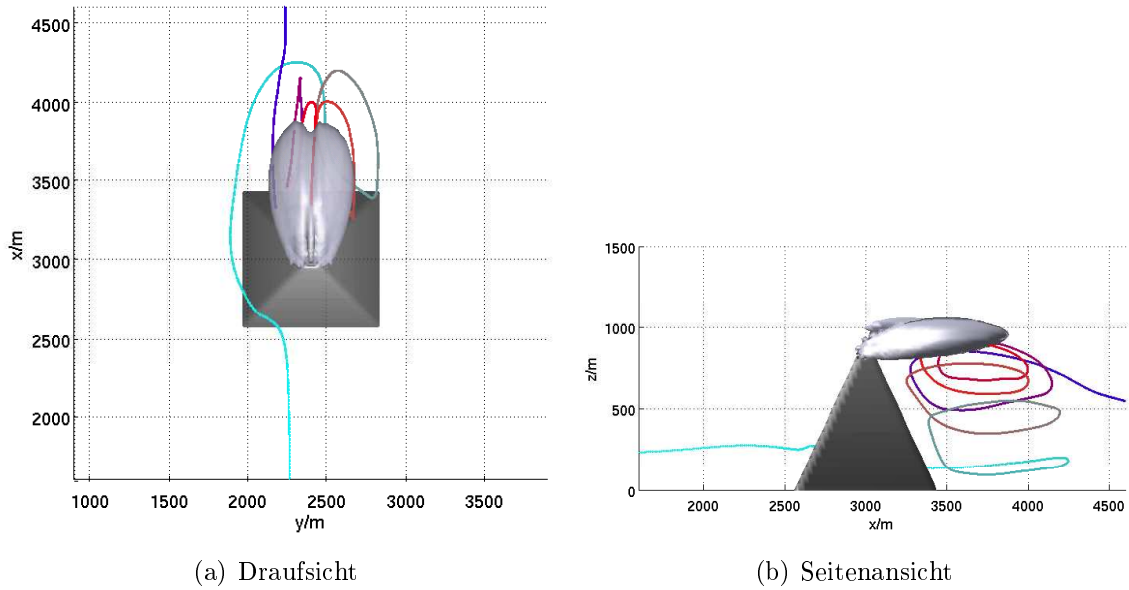


Abbildung 6.41: Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke

stogramm in Abbildung 6.42(a) zu sehen. 3362 Trajektorien haben nach 10000s den linken Rand, bzw. die x -Position 250m, die als Abbruchkriterium für die Trajektorienrechnung gewählt wurde, erreicht. Die restlichen 1449 Trajektorienpunkte sind fast vollständig im Bereich zwischen 3000m und 4000m, also im Lee der Pyramide anzutreffen. Dort befinden sie sich in einem engen y -Bereich nahe der Symmetrieebene wie aus Abbildung 6.42(b) ersichtlich ist. Ein möglicher und naheliegender Schluss aus diesen Verteilungen ist, dass diese Trajektorien nahezu zweidimensionale und fast geschlossene Bahnen im Lee Rotor sind. Für die Betrachtungen über die Herkunft der Luft aus der Wolke werden diese Trajektorien nicht berücksichtigt, sondern nur die 3362 die den Einströmrand erreicht haben. Die Verteilung der Höhe dieser Trajektorien am Einströmrand ist in Abbildung 6.43(a) dargestellt. Wir sehen eine bimodale Verteilung mit einem Maximum bei 200m und einem weiteren kleineren Maximum bei 500m. Das heißt die Luft in der Wolke stammt hauptsächlich aus zwei Höhenbereichen. Der Höhenbereich um 200m ist auch der aus dem die Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke stammt. In 6.43(b) ist ein Histogramm zu sehen, in dem die Trajektorien nach der Zeit klassifiziert sind, die ein Luftpaket benötigt, um vom Einströmrand in die Wolke zu gelangen. Auch hier sehen wir eine bimodale Verteilung. Die größte Klasse liegt bei einer Zeit von 500 Sekunden. In diese Klasse fallen alle Trajektorien, die auf direktem Wege von Einströmrand in die Wolke führen. Direkt daneben bei 1000 Sekunden liegt die kleinste Klasse, die die beiden Moden trennt. Der zweite Modus hat ein Maximum bei 3000 Sekunden

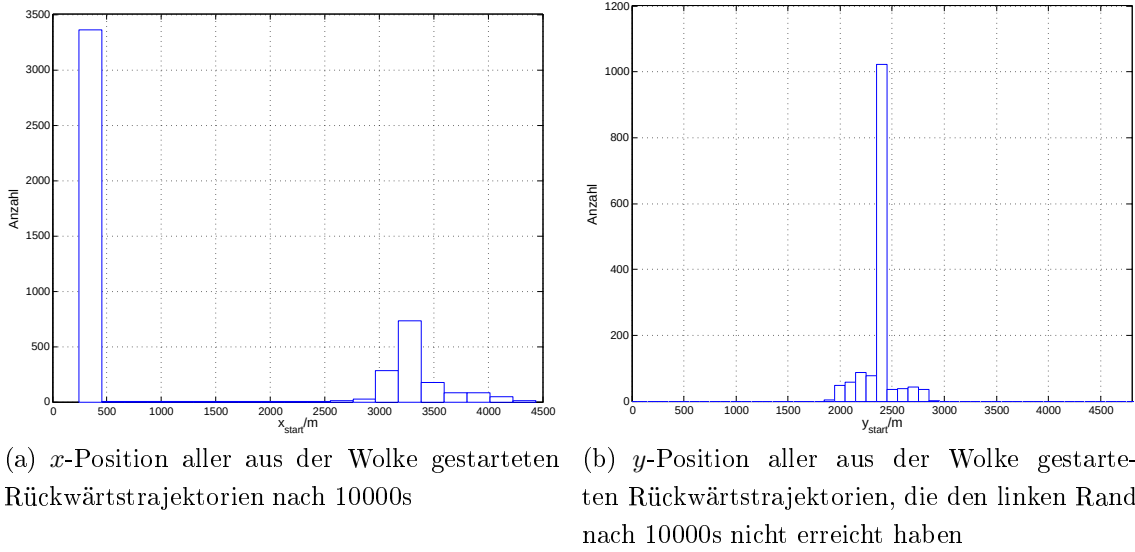


Abbildung 6.42: Histogramme der Startpunkte der Trajektorien durch die Wolke

und ist rechtsschief mit einem flachen Abfall. Trennt man die beiden Moden indem

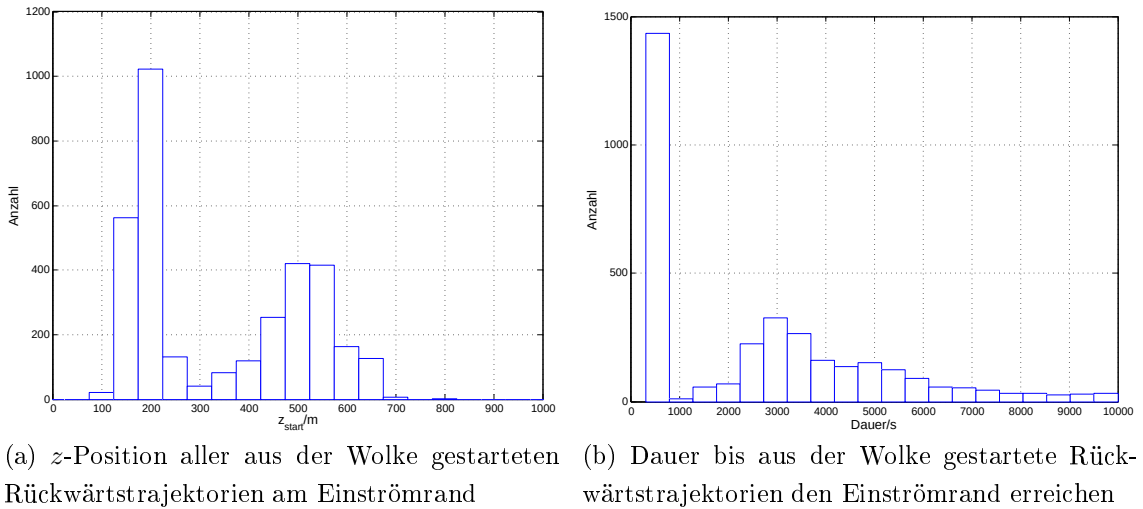


Abbildung 6.43: Histogramme der Starthöhe und Dauer der Trajektorien durch die Wolke

man nur Trajektorien selektiert die länger bzw. kürzer als 1000 Sekunden dauern und klassifiziert nun nach Starthöhen erhält man die Histogramme aus Abbildung 6.44. Die beiden Verteilungen sind jetzt unimodal. Die 1444 Trajektorien mit kurzer Dauer können, wie wir später sehen werden, als die Trajektorien identifiziert werden die über die Pyramide führen, ihren höchsten Punkt aber erst im Lee erreichen und dort zur Wolke gehören. Die Übersättigung kommt daher in diesem Teil der Wolke nach dem gleichen dynamischen Mechanismus wie bei Wolkenkappen zustande. Würde man die Feuchte im Höhenbereich um 600m am Einströmrand ent-

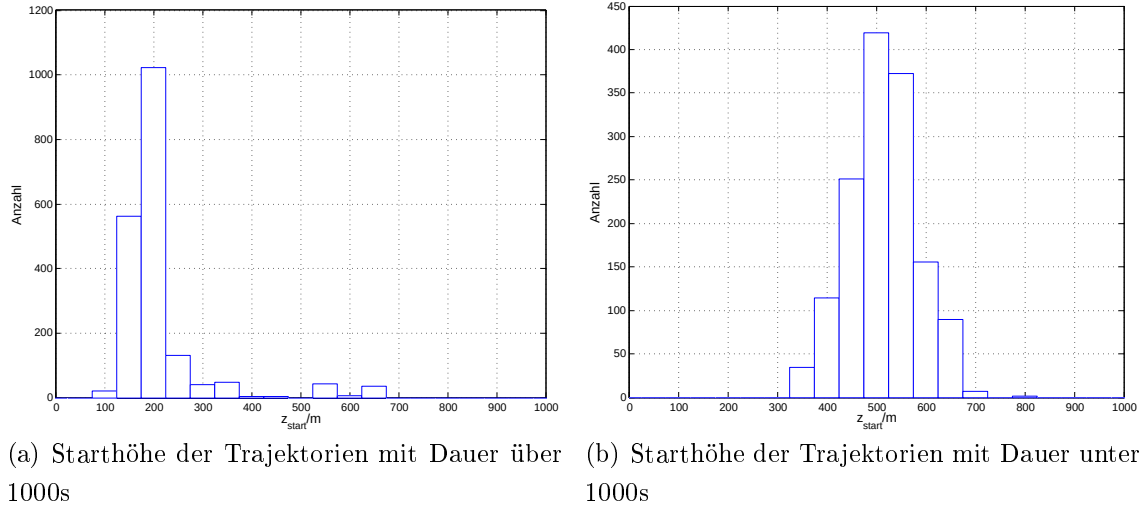


Abbildung 6.44: Histogramme der Starthöhen am Einströmrund aller aus der Wolke gestarteten Rückwärtstrajektorien

fernen, verschwände die glatte Wolkenoberseite wie aus Abbildung 6.47 ersichtlich, wo die Endpunkte der nach der Zeit klassifizierten Trajektorien dargestellt sind. Die Unterschiede zwischen den beiden Trajektorientypen werden auch bei einer Betrachtung der maximalen x -Position der Luftpakete deutlich. Die Trajektorien mit kurzer Dauer erreichen ihre maximale x -Position im Bereich der Wolke, während die 1918 Trajektorien mit langer Dauer bereits weit hinter den Berg führten, bevor sie durch die Wolke gehen. Der Scatter-Histogramm Plot in Abbildung 6.45 zeigt diesen Sachverhalt. Die Diskretisierung der maximalen x -Positionen bei kurzer Trajektoriendauer lässt sich dadurch erklären, dass Rückwärtstrajektorien von allen übersättigten Gitterpunkten gestartet wurden. Bei den kurzen Trajektorien fällt die maximale x -Position mit dem Endpunkt der Trajektorie in der Wolke zusammen und ist damit ein Gitterpunkt. Neben dem Rückströmen ist für die langen Trajektorien auch das Umströmen charakteristisch. Dazu wurde für alle Trajektorien, die den Einströmrund erreichen, ihre maximale Auslenkung in y -Richtung relativ zum Zentrum der Pyramide ermittelt. Diese Auslenkung ist in Abbildung 6.46 gegen die Starthöhe der Trajektorie am Einströmrund aufgetragen. Man sieht daran, dass die Luftpakete die aus dem Höhenbereich um 200m am Einströmrund kommen 400m-600m in y -Richtung ausgelenkt werden, d.h. die Pyramide umströmen. Die Luftpakete aus einem Höhenbereich um 500m am Einströmrund werden nur 0m bis 300m ausgelenkt. Diese Trajektorien führen also, wie schon vorweggenommen, über die Pyramide. Sie erreichen ihre maximale Auslenkung in y -Richtung beim Durchgang durch die Wolke, was man daran sieht, dass diese Werte diskrete Abstände

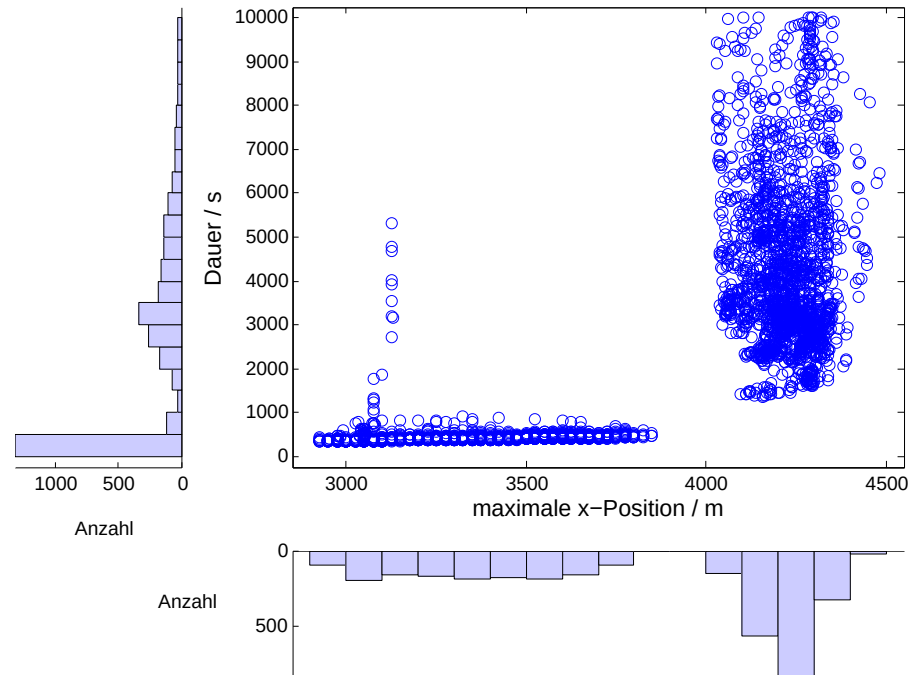


Abbildung 6.45: Dauer der Trajektorie über maximaler x -Position der Trajektorie

haben. In dieser idealisierten Simulation ist für die Bannerwolkenbildung also nicht das ganze Feuchteprofil am Einströmrand wichtig, sondern lediglich, dass die Luft in einem Höhenbereich um 200m ausreichend feucht ist, um bei einer Hebung im Lee-Rotor eine Wolke zu produzieren. Luft aus diesem Höhenbereich wird nicht in ausreichender Menge vom Luv her über den Gipfel gehoben, da dort die Luft im Mittel untersättigt bleibt wie aus der Abbildung 6.48(a) hervorgeht. Das wirft die Frage auf, ob das verwendete Profil für den Feuchtetraçer Ψ nicht zu stark idealisiert ist. Der konstante vertikale Feuchtegradient in der Grenzschicht, könnte eine zu starke Idealisierung des gemessenen Feuchteprofils in Abbildung 4.8 sein. Ein starker Gradient in der Feuchte oberhalb des Herkunftsbereiches der Luftpakete die durch den Rotor gehen, könnte ein Kriterium dafür sein, dass keine Mischform zwischen Bannerwolke und Wolkenkappe entsteht, sondern ausschließlich im Lee-Rotor gehobene Pakete übersättigen.

Anhand einer größeren Zahl von Trajektorien lässt sich auch der Einfluss der Mischung auf die Wolke besser quantifizieren. Dazu wurde die Feuchtedifferenz zwischen End- und Anfangspunkt aller Trajektorien verglichen. Die Differenz gibt den Einfluss der Mischung an, da bei reiner Advektion die Feuchte erhalten ist. Abbildung 6.49 zeigt, dass für die Punkte, an denen Übersättigung nach dem Wolkenkappenmechanismus zustande kommt, die Mischung im Mittel einen feuchteerhöhenden Effekt hat. Bei den Endpunkten von Trajektorien, die durch den Lee-Rotor gehen,

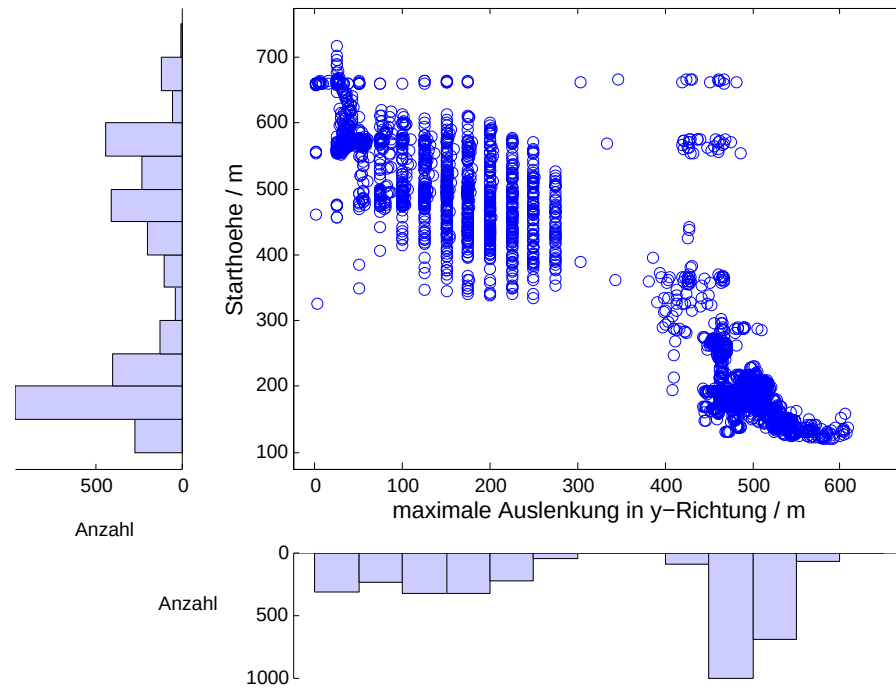
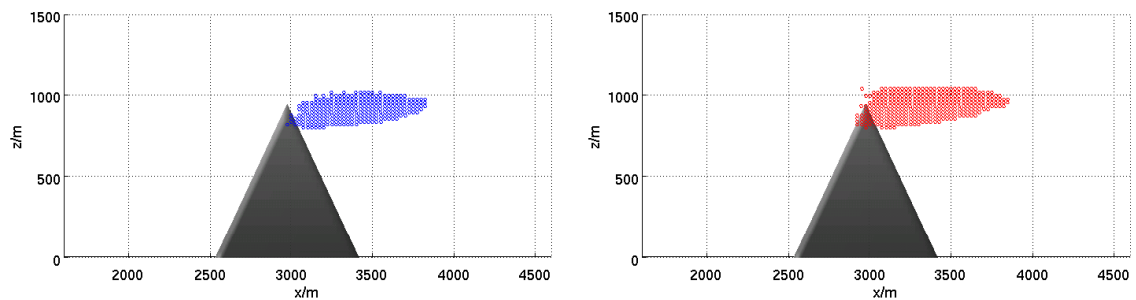
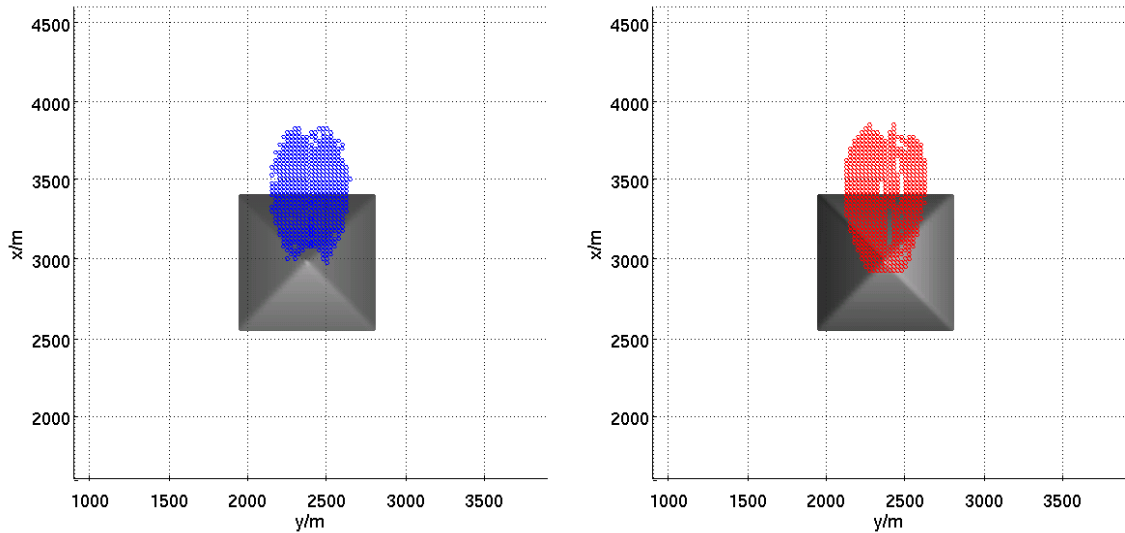


Abbildung 6.46: Starthöhe der Trajektorie über maximaler y -Position der Trajektorie



(a) Endpunkte aller aus der Wolke gestarteten Rückwärtstrajektorien mit Dauer über 1000s (b) Endpunkte aus der Wolke gestarteten Rückwärtstrajektorien mit Dauer unter 1000s

Abbildung 6.47: Seitenansicht der Endpunkte der Trajektorien



(a) Endpunkte aller aus der Wolke gestarteten Rückwärtstrajektorien mit Dauer über 1000s (b) Endpunkte aus der Wolke gestarteten Rückwärtstrajektorien mit Dauer unter 1000s

Abbildung 6.48: Draufsicht der Endpunkte der Trajektorien

hat die Mischung im Mittel einen feuchtemindernden Effekt.

6.7.2 Pyramide in dicker Grenzschicht und niedriger Windgeschwindigkeit

Zuerst wird auch hier wieder die Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke betrachtet. Diese Trajektorie ist in Abbildung 6.50 aus drei verschiedenen Blickwinkeln zu sehen. Die Luft entlang der Trajektorie umströmt die Pyramide, gelangt in den Rückströmbereich und steigt spiralförmig im Bogenwirbel auf. Der Verlauf der relativen Feuchte im Luftpaket folgt hauptsächlich der Höhe des Luftpaketes. Die potentielle Temperatur entlang der Trajektorie ist weitgehend erhalten. Allerdings sinkt durch Einmischung trockenerer Luft die spezifische Feuchte im Luftpaket. Die Entwicklung dieser Variablen entlang der Trajektorie ist in Abbildung 6.51 dargestellt.

Analog zur im vorangegangenen Unterkapitel beschriebenen Vorgehensweise wurden auch hier von allen übersättigten Gitterpunkten Rückwärtstrajektorien gestartet und alle Trajektorien aussortiert, die den Einströmrund nach 10000s nicht erreicht haben. Wir erhalten wieder zwei Typen von Trajektorien, die sich anhand verschiedener Merkmale unterscheiden lassen. Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Zeit als Unterscheidungsmerkmal gewählt. Die Trajektorien die den Berg umströmen und im Rückstrombereich eingefangen werden brauchen nicht nur länger bis sie Teil der

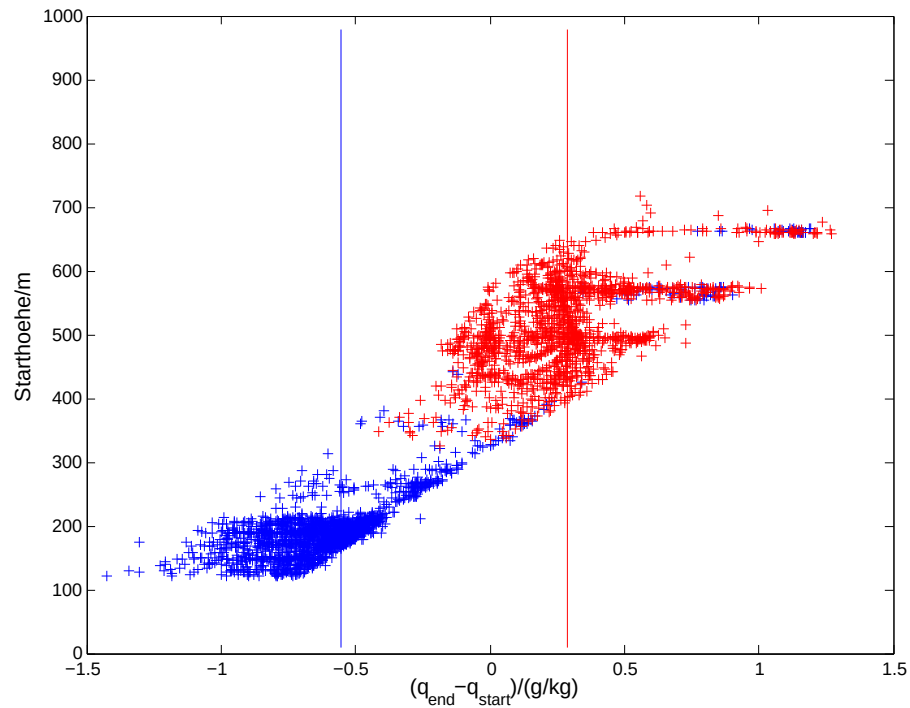
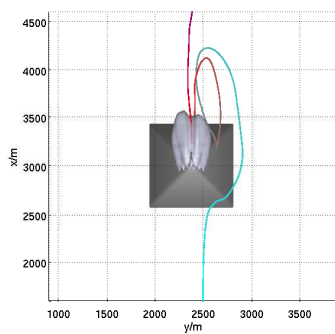
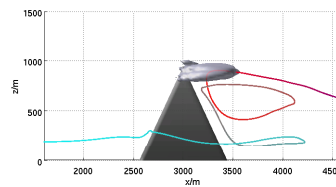


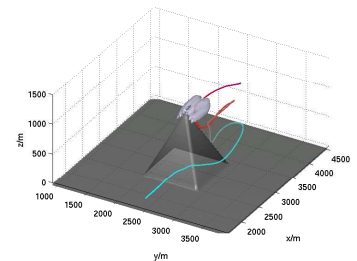
Abbildung 6.49: Feuchtedifferenz zwischen End- und Anfangspunkt der Trajektorie in Abhängigkeit von der Starthöhe. In blau sind Startpunkte von Trajektorien mit Dauer größer 1000s und in rot von Trajektorien mit Dauer kleiner 1000s dargestellt. Die senkrechten Linien geben die Mittelwerte der jeweiligen Klassen an.



(a) Draufsicht



(b) Seitenansicht



(c) Ansicht aus 30 Grad Elevation und 30 Grad Azimuth

Abbildung 6.50: Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke

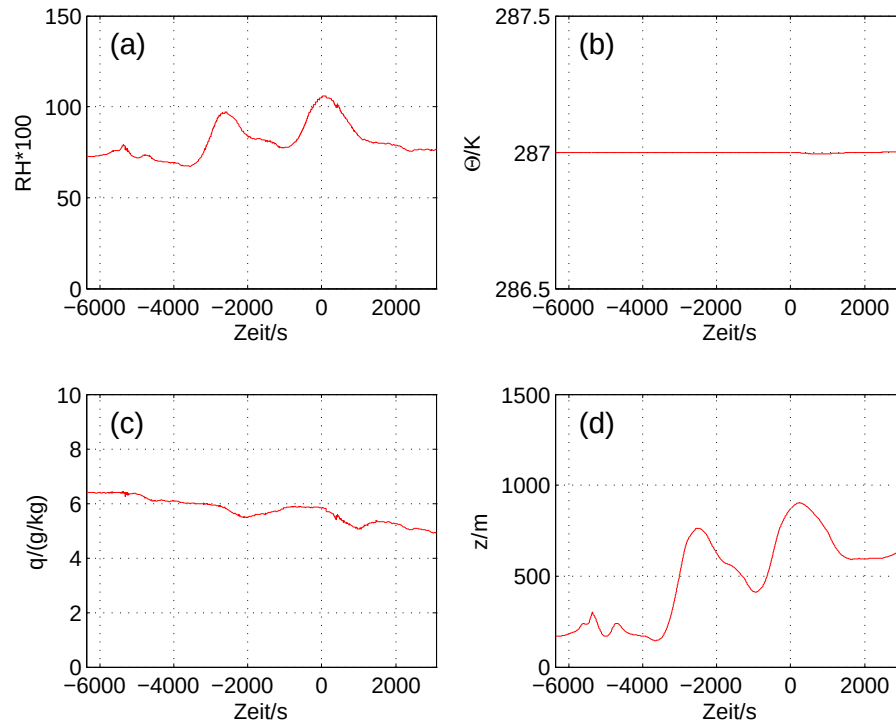


Abbildung 6.51: Variablen entlang der Trajektorie durch den Mittelpunkt der Wolke

Wolke sind, sondern erreichen auch Punkte die stromab des Berges liegen. Deswegen kann die Unterscheidung zwischen den beiden Typen von Trajektorien auch über die maximale x -Position einer Trajektorie getroffen werden. Dass beide Unterscheidungen nahezu äquivalent sind, zeigt Abbildung 6.52. Da die Einströmwindgeschwindigkeit in diesem Fall 3m/s statt 9m/s beträgt, liegt auch die Trajektoriendauer, die die beiden Moden trennt, statt bei 1000s bei 3000s. Alternativ kann man als Unterscheidungskriterium auch eine maximale x -Position von 3800m wählen und erhält nahezu die gleichen Trajektorien. An der maximalen x -Position sieht man, dass Luftpakete des einen Typs bereits 1km bis 1,5km stromab der Pyramide befinden, bevor sich diese Luftpakete im Rückströmbereich wieder auf die Pyramide zubewegen. Der andere Typ erreicht seine maximale x -Position im Bereich der Wolke. Die Endpunkte der beiden Trajektorienarten sind in Abbildung 6.55 dargestellt. Man sieht, dass die oberste Schicht der Wolke aus Luftpaketen besteht, die durch reines Überströmen übersättigen. Auch die Übersättigung an den Seiten des Berges kommt nach diesem Mechanismus zustande. Im Inneren der Wolke befinden sich Luftpakete die den Berg passiert haben und beim Aufstieg im Lee-Rotor übersättigen. Die Luft im Inneren der Wolke kommt aus einem Höhenbereich um 200m, während die Luft der oberen Wolkenhülle aus einem Bereich oberhalb von 500m stammt. Die Luft im Inneren der Wolke hat durch Mischung Feuchte an die Umgebung verloren und der obere

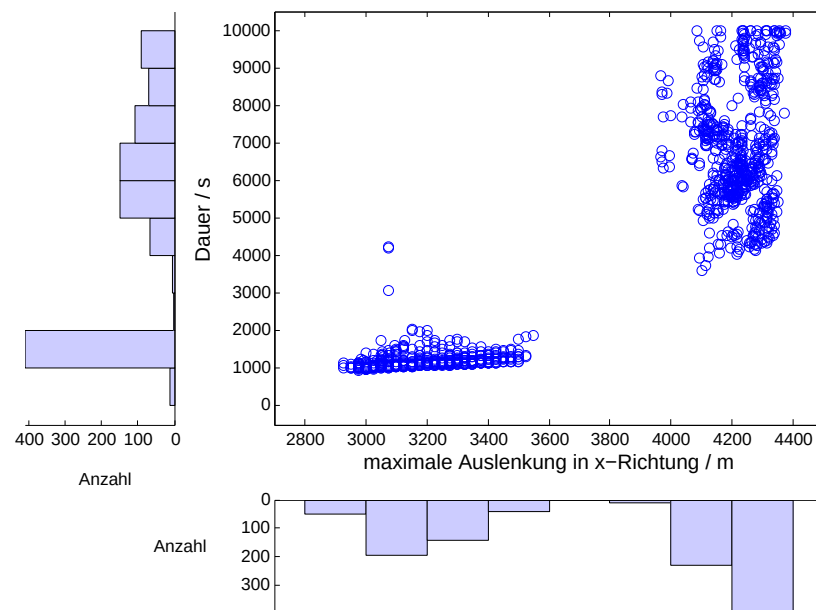


Abbildung 6.52: Dauer der Trajektorie über maximaler x -Position der Trajektorie

Bereich der Wolke Feuchte hinzugewonnen.

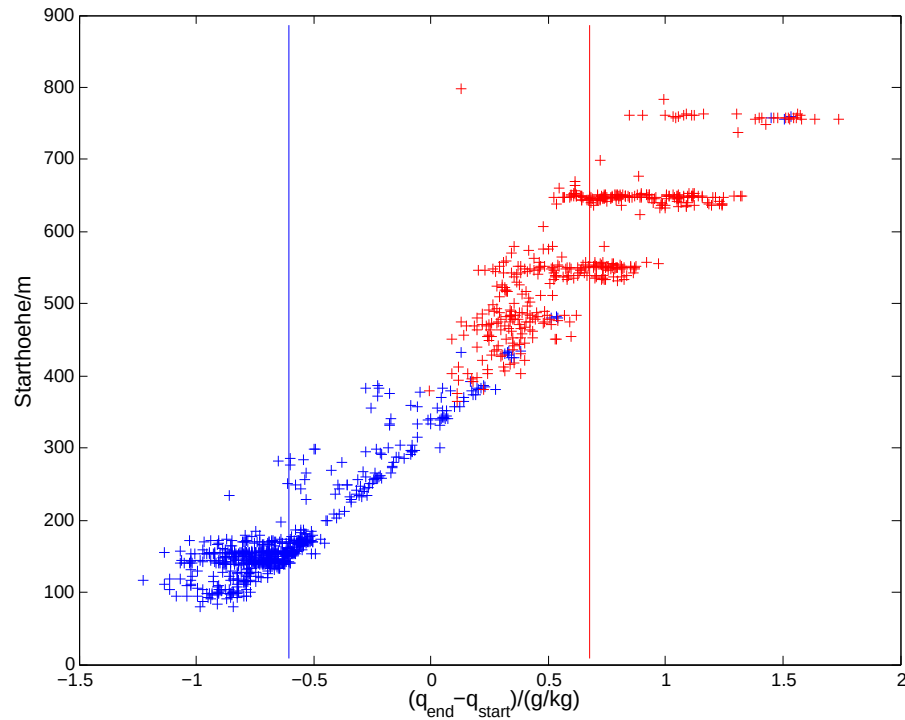


Abbildung 6.53: Feuchtedifferenz zwischen End- und Anfangspunkt der Trajektorie in Abhängigkeit von der Starthöhe. In blau sind Startpunkte von Trajektorien mit Dauer größer 3000s und in rot von Trajektorien mit Dauer kleiner 3000s dargestellt. Die senkrechten Linien geben die Mittelwerte der jeweiligen Klassen an.

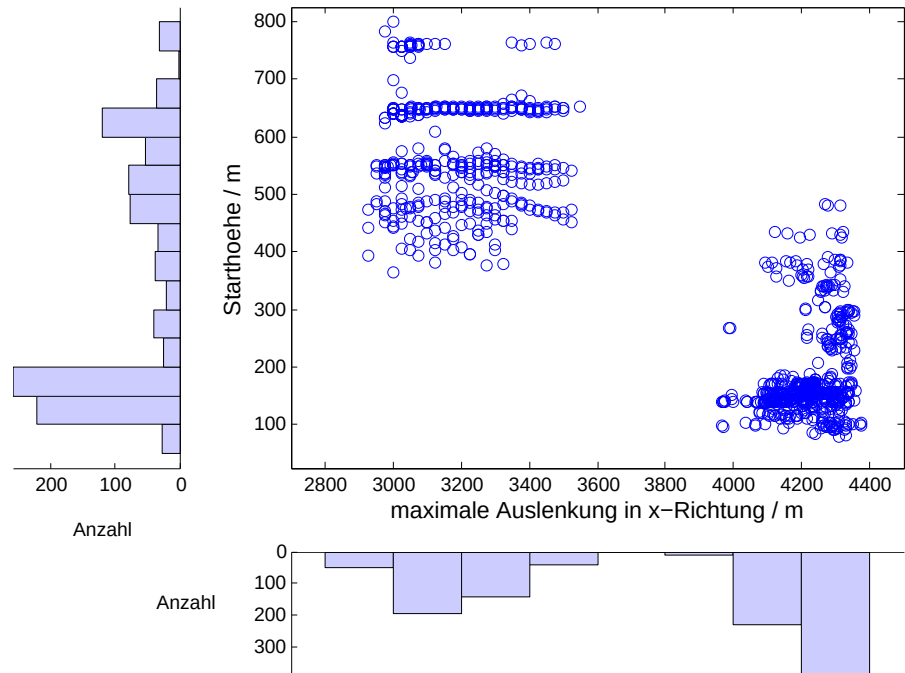


Abbildung 6.54: Starthöhe der Trajektorie über maximaler x -Position der Trajektorie

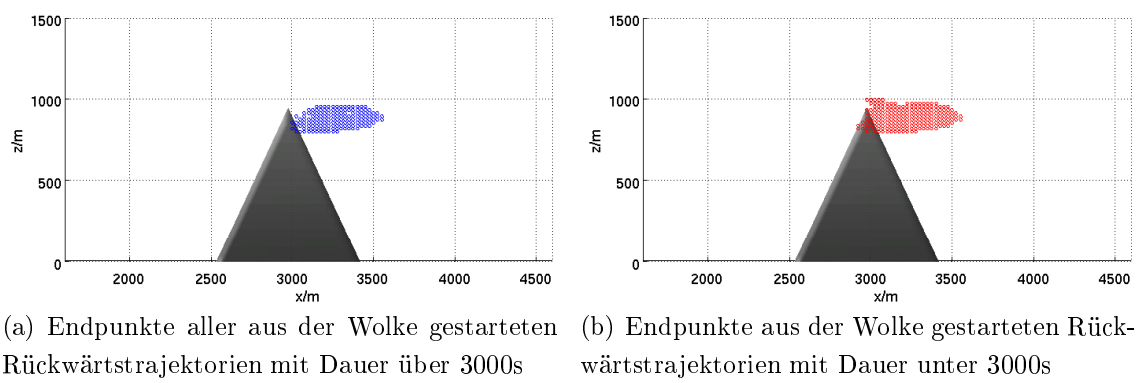


Abbildung 6.55: Seitenansicht der Endpunkte der Trajektorien

7 Zusammenfassung und Ausblick

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit war, zum Verständnis der Dynamik von Bannerwolken beizutragen. Dazu wurden numerische Simulationen mit idealisierter Orographie und verschiedenen Randbedingungen durchgeführt. Für die Simulationen wurde der Fluid Löser EULAG als LES Modell betrieben. Ein Ziel war bestehende Entstehungshypothesen hinsichtlich ihrer Wichtigkeit für die Bannerwolkenbildung zu überprüfen. Dabei wurde festgestellt, dass der Bernoulli Effekt für die Bannerwolkenbildung zu vernachlässigen ist. Es wurden turbulente Flüsse und die daraus resultierenden effektiven Feuchtequellen berechnet. In Verbindung mit Trajektorienrechnungen konnte darüber an einem Fallbeispiel gezeigt werden, dass Mischung in Form von turbulenten Feuchteflüssen substantiell zur Sättigung beitragen kann. Den größten Anteil am Zustandekommen der Übersättigung im Lee des Berges hat die Hebung im Leerotor. Hier konnte durch Trajektorienrechnungen gezeigt werden, dass Luftpakete bei bestimmten Randbedingungen entlang spiralförmiger Bahnen um die Achse des Bogenwirbels aufsteigen. Luftpakete können den Rotor dabei mehrfach durchlaufen, wobei sie auch mehrfach unter- und übersättigt sind. Die Luftpakete in der Wolke stammen dabei aus einem begrenzten Höhenbereich am Einströmrand.

Ein weiteres Ziel war die Sensitivität der Bannerwolkenbildung auf Orographie, Windgeschwindigkeit und Stabilität der Schichtung zu untersuchen. Dabei wurde festgestellt, dass, unter den benutzten Randbedingungen, Pyramiden am günstigsten für die Bannerwolkenentstehung sind, da sie die größte Bandbreite an Feuchte- bzw. Temperaturprofilen für die Wolkenentstehung erlauben. Ein endlich ausgedehnter Grat favorisiert eher die Entstehung von Wolkenkappen und lässt nur wenige thermodynamische Profile zu, bei denen Bannerwolken entstehen können. Ein unendlich ausgedehnter Grat lässt die Bannerwolkenbildung nach der Lee-Rotor Hypothese nicht zu, da kein Umströmen stattfinden kann und somit die Lee-Seite nie feuchter als die Luv-Seite wird. Die Windgeschwindigkeit hat bei dreidimensionalen Bergen, die nicht aus der neutralen Grenzschicht herausragen, nur einen sehr geringen Effekt auf die Hebung und damit auf das Zustandekommen der Wolke. Ragt der Berg in die stabil geschichtete Atmosphäre hinein, so wird die Anströmgeschwindigkeit zu einem entscheidenden Parameter für die Dynamik. Bei hoher Windgeschwindigkeit können Luftpakete noch gegen die stabile Schichtung gehoben werden und es entsteht ein Lee-Rotor, der die Entstehung einer Bannerwolke ermöglichen kann. Bei der niedrigen simulierten Windgeschwindigkeit unterdrückt die stabile Schichtung die Ausbildung eines Lee Rotors und die Hebung reicht nicht für eine Wolkenbildung aus. Es gibt also eine kritische Windgeschwindigkeit, die nicht bestimmt wurde, bei der der vertikale Druckgradient gerade nicht mehr ausreicht ein Luftpaket gegen die

Auftriebskraft zu heben.

Der Übergang zwischen Bannerwolke und Wolkenkappe ist fließend, da auch Wolkenkappen unter bestimmten Bedingungen komplett im Lee des Berges liegen. Allerdings können die beiden Wolkentypen dadurch voneinander abgegrenzt werden, dass die Oberseite der Wolke bei der Wolkenkappe bereits in der laminaren Strömung liegt und bei der Bannerwolke auch die Oberseite noch turbulent ist. Zudem kommt die Feuchtigkeit bei der Wolkenkappe aus größerer Höhe als bei der Bannerwolke.

Ein Teil der offenen Fragen konnte durch diese Arbeit beantwortet werden, aber viele müssen durch fortführende Arbeiten beantwortet werden. So kann beispielsweise die Frage, warum an der Zugspitze, die als langgezogener Grat ungünstige Bedingungen für eine Bannerwolke bietet, so viele Ereignisse beobachtet werden, evtl. durch die Simulation realistischer Orographie beantwortet werden. Obwohl die trockene Dynamik für die Wolkenbildung maßgeblich zu sein scheint, sollten weitere Untersuchungen unter Berücksichtigung der Feuchtephysik durchgeführt werden. Dabei sollten auch weniger stark idealisierte Feuchteprofile verwendet werden. Trajektorienrechnungen wurden für diese Arbeit nur mit dem mittleren Windfeld durchgeführt. Weiterführend könnten Trajektorienrechnungen mit instantanen Windfeldern durchgeführt werden.

Literatur

- [Beer 1974] BEER, T.: *Atmospheric Waves*. Adam Hilger LTD, 1974
- [Chyu und Natarajan 1996] CHYU, M.K. ; NATARAJAN, V.: Heat transfer on the base surface of threedimensional protruding elements. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (1996), Nr. 14, S. 2925 – 2935
- [Douglas 1928] DOUGLAS, C.K.M.: Some alpine cloud forms. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 54 (1928), S. 175–178
- [Emanuel 1994] EMANUEL, Kerry: *Atmospheric Convection*. Oxford University Press, 1994
- [Fröhlich 2006] FRÖHLICH, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Erste Auflage. Teubner Verlag, 2006
- [Geerts 1992] GEERTS, B.: The Origin of Banner Clouds: A case of Scientific Amnesia. In: *Bulletin of the Australian Meteorological Society* 5 (1992), S. 6–9
- [Hann 1896] HANN, J.: *Allgemeine Erdkunde*. Fünfte Auflage. Teubner Verlag, 1896
- [Hauer 1949] HAUER, H.: Ein schauerauslösender Sogeffekt auf der Zugspitze. In: *Meteorologische Rundschau* 2 (1949), S. 326–327
- [Holton 1972] HOLTON, J.: *An Introduction to Dynamic Meteorology*. 1., Aufl. Academic Press, 1972
- [Humphreys 1964] HUMPHREYS, W.J.: *Physics of the Air*. Dover Publications, 1964
- [Ikhwan 2005] IKHWAN, M.: *Investigation of Flow and Pressure Characteristics around Pyramidal Buildings*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 2005
- [Klemp und Lilly 1978] KLEMP, J.B. ; LILLY, D.K.: Numerical Simulation of hydrostatic mountain waves. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 35 (1978), S. 78–107
- [Kuettner 2000] KUETTNER, J. P.: Erinnerungen 1945-48. In: WEGE, K. (Hrsg.): *Die Geschichte der Wetterstation Zugspitze*. Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, 2000

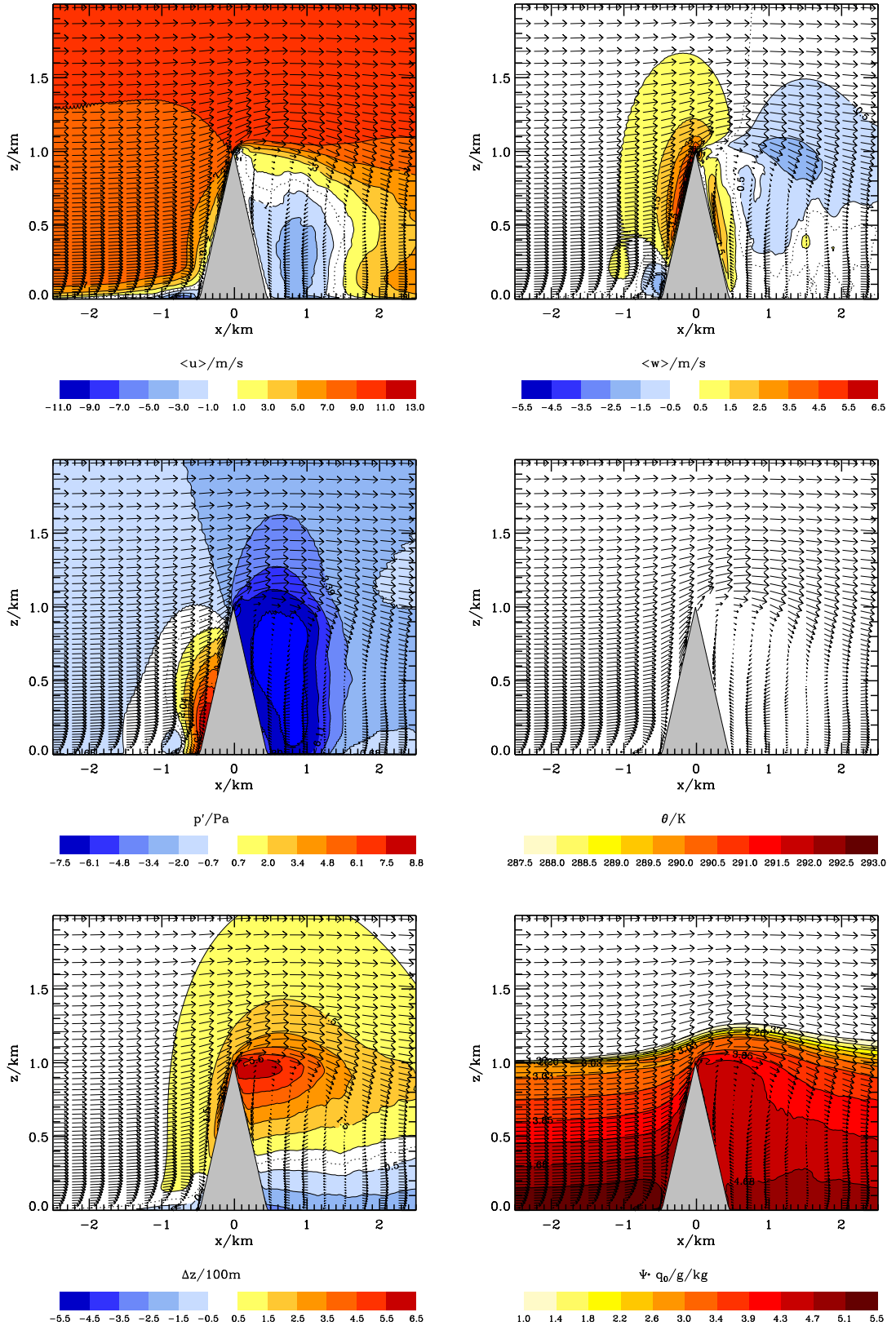
- [Margolin u. a. 1999] MARGOLIN, L.G. ; SMOLARKIEWICZ, P.K. ; SORBJAN, Z.: Large eddy Simulations of convective boundary layers using nonoscillatory differencing. In: *Physica D* (1999), S. 390–397
- [Martinuzzi und AbuOmar 2003] MARTINUZZI, R.J. ; ABUOMAR, M.: Study of the flow around surface-mounted pyramids. In: *Experiments in fluids* 34 (2003), S. 379–389
- [McIntosh 1963] MCINTOSH, D.H.: *Glossary of Meteorology*. Her Majesty's Stationery Office, 1963
- [Nappo 2002] NAPPO, C.J.: *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*. Erste Auflage. Academic Press, 2002
- [Ogura und Philipps 1961] OGURA, Y. ; PHILIPPS, N.A.: Scale Analysis of Deep and Shallow Convection in the Atmosphere. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 19 (1961), S. 2192–2210
- [Peppler 1927] PEPPLER, W.: Hinderniswolken am Säntisgipfel. In: *Das Wetter* 44 (1927), S. 212. – heute Zeitschrift für angewandte Meteorologie
- [Prusa u. a. 2008] PRUSA, J.M. ; SMOLARKIEWICZ, P.K. ; WYSZOGRODZKI, A.A.: EULAG, a computational model for multiscale flows. In: *Computers and Fluids* 37 (2008), S. 1193–1207
- [Reinert 2010] REINERT, D.: *Dynamik orographischer Bannerwolken*, Universität Mainz, Dissertation, 2010
- [Schween u. a. 2007] SCHWEEN, J.H. ; KUETTNER, J. ; REINERT, D. ; REUDER, J. ; WIRTH, V.: A Definition of Banner Clouds based on time lapse movies. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* (2007), S. 2047–2055
- [Scorer 1955] SCORER, R.S.: Theory of airflow over mountains:IV-Separation of flow from the surface. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 81 (1955), S. 340–350
- [Scorer 1958] SCORER, R.S.: *Natural Aerodynamics*. Erste Auflage. Pergamon Press, 1958
- [Smolarkiewicz 1982] SMOLARKIEWICZ, P.K.: A Simple Positive Definite Advection Scheme with Small Implicit Diffusion. In: *Monthly Weather Review* 111 (1982), S. 479–486

- [Smolarkiewicz und Margolin 1997] SMOLARKIEWICZ, P.K. ; MARGOLIN, L.G.: On forward-in-time differencing for fluids: an eulerian/semi-lagrangian non-hydrostatic model for stratified flows. In: *Atmos. Ocean Special* (1997), S. 127–152
- [Smolarkiewicz und Rotunno 1989] SMOLARKIEWICZ, P.K. ; ROTUNNO, R.: Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles. Part I: Baroclinically Generated Lee Vortices. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 46 (1989), S. 1154–1164
- [Smolarkiewicz und Szmelter 2005] SMOLARKIEWICZ, P.K. ; SZMELTER, J.: Multi-dimensional positive definite advection transport algorithm(MPDATA): an edge-based unstructured-data formulation. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 47 (2005), S. 1293–1299
- [Sorbian 1995] SORBJAN, Z.: Numerical Study of Penetrative and Solid-Lid Non-Penetrative Convective Boundary Layers. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* (1995), S. 101–112
- [Stull 1988] STULL, R.: *An introduction to Boundary Layer Meteorology*. Zweite Auflage. Kluwer Academic Publishers, 1988
- [Whiteman 2000] WHITEMAN, C.D.: *Mountain Meteorology*. Erste Auflage. Oxford University Press, 2000
- [Wirth u.a. 2011] WIRTH, V. ; KRISTEN, M. ; LESCHNER, M. ; REUDER, J. ; SCHWEEN, J.: Bannerclouds observed at Mount Zugspitze. In: *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions* 11 (2011), S. 29407–29439

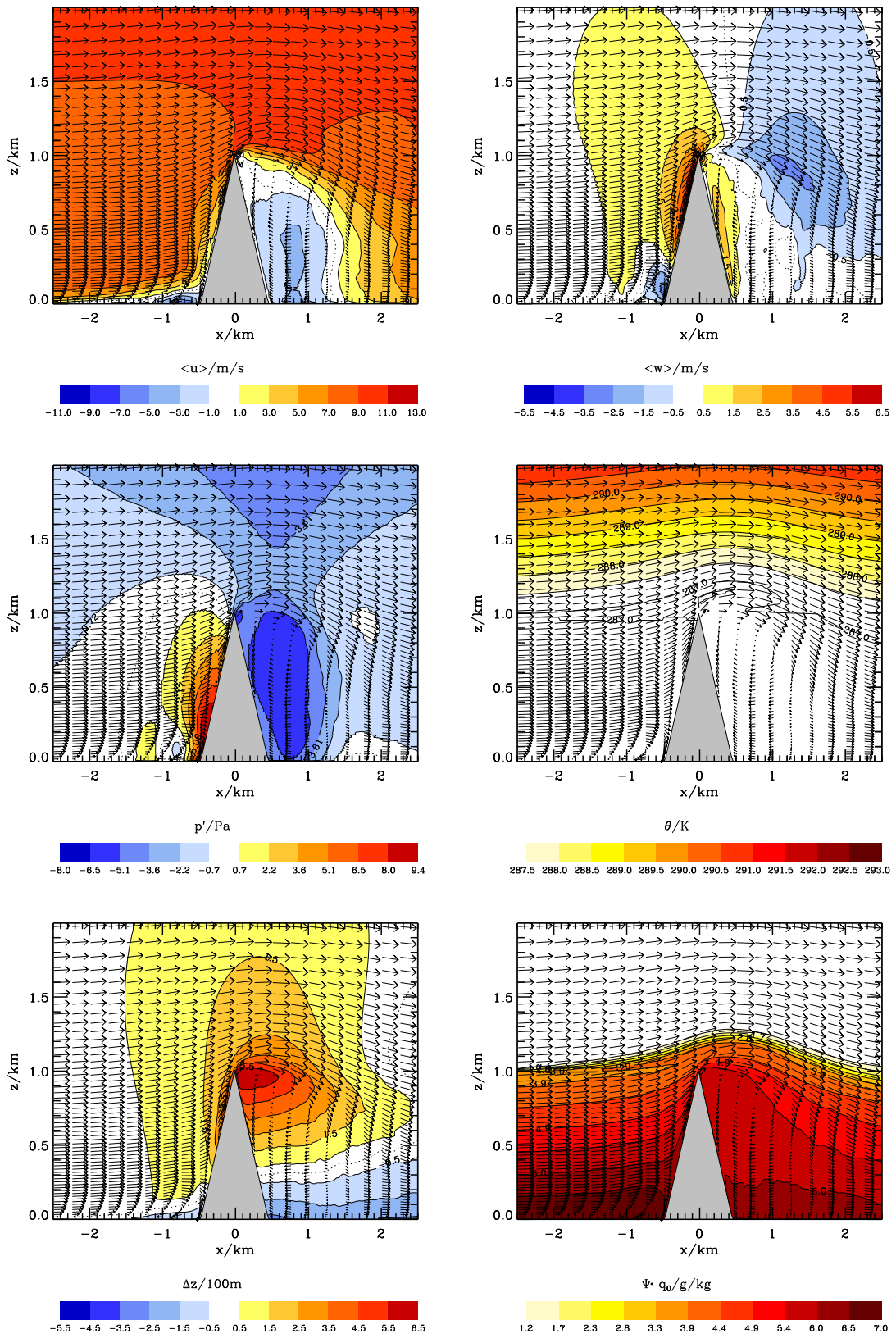
A Anhang

Die im Anhang enthaltenen Plots vervollständigen die Diagnostik zu den im Hauptteil der Arbeit behandelten Läufen. Einige der Plots wurden bereits im Hauptteil gezeigt und werden hier, der Vollständigkeit halber, wiederholt. Auf allen Abbildungen ist ein xz -Schnitt durch die Symmetrieebene des Modellgebietes zu sehen. Die mit Konturen dargestellten mittleren Felder sind der Horizontalwind in x -Richtung u , der Vertikalwind w , der Stördruck p' , die potentielle Temperatur Θ , die aus dem Tracer Φ ermittelte Hebung Δz und die aus dem Tracer Ψ ermittelte Feuchte q . Die Vektorpfeile geben die u - und w -Komponente des mittleren Windfeldes an. Die Konturintervalle sind nicht überall gleich gewählt. Die Gliederung erfolgt abschnittsweise nach der Orographie. In den Abschnitten sind die Plots unter Angabe der Schichtung und Windgeschwindigkeit aufgeführt.

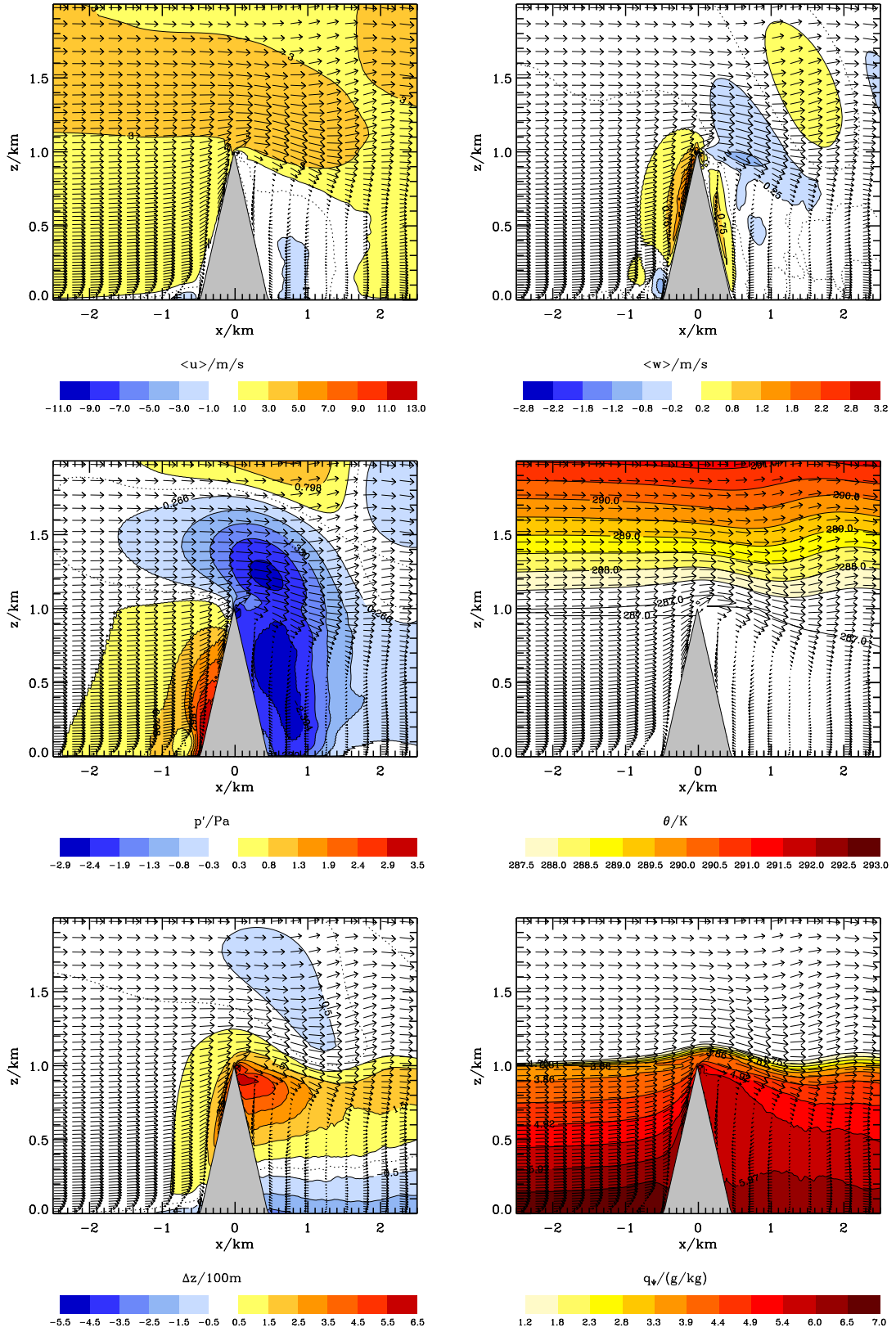
Pyramide in neutraler Schichtung und bei hoher Windgeschwindigkeit



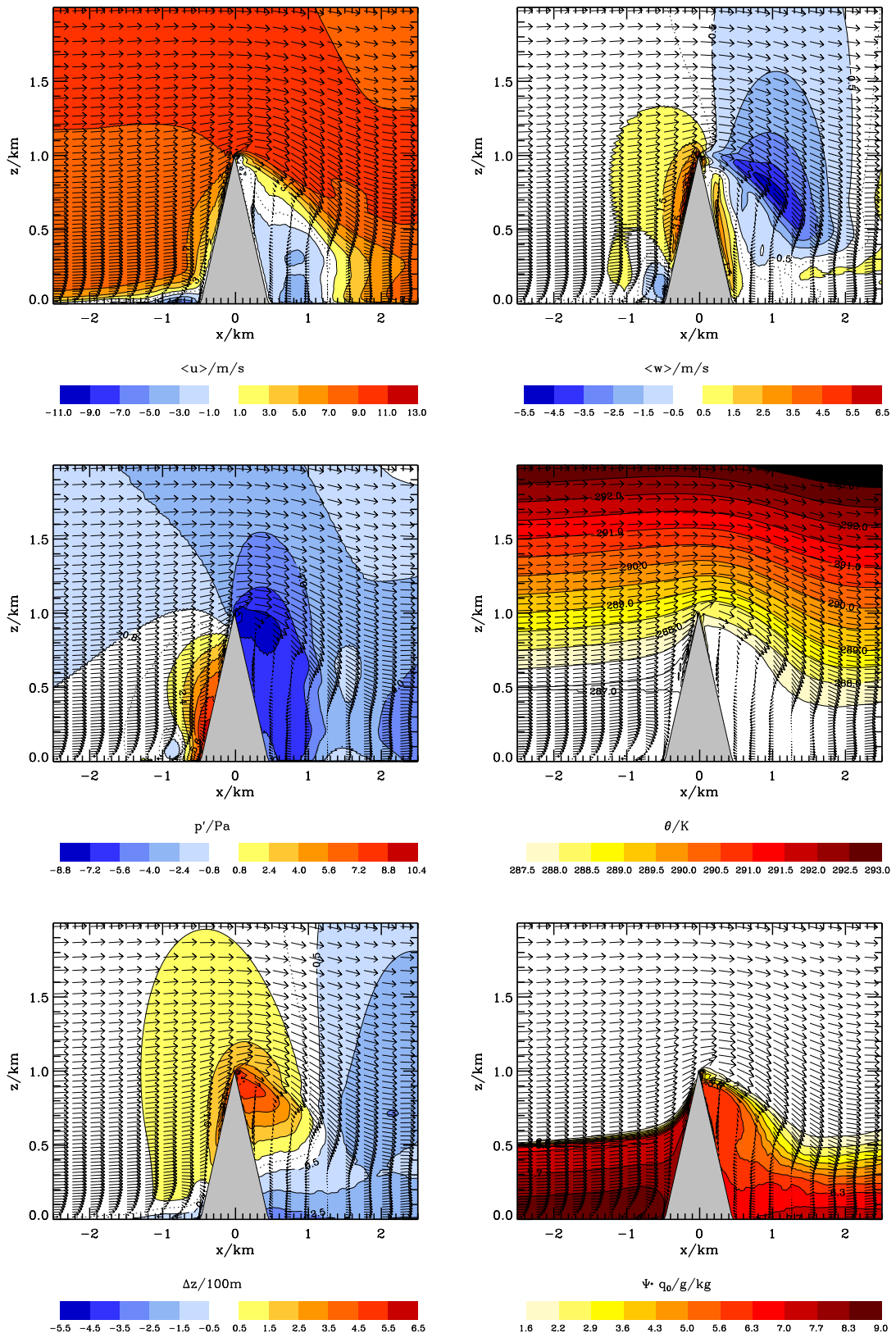
Pyramide in dicker Grenzschicht und bei hoher Windgeschwindigkeit



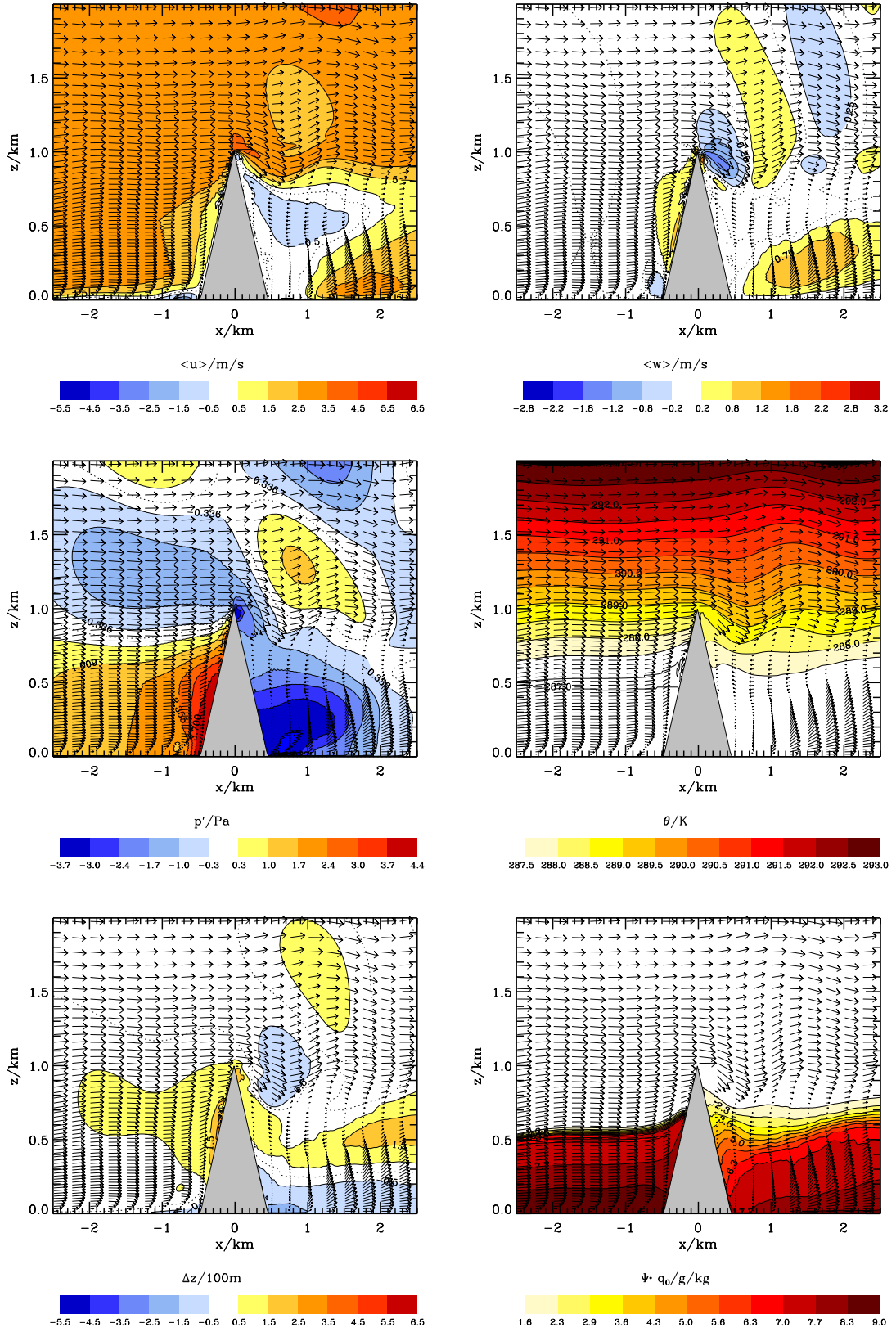
Pyramide in dicker Grenzschicht und bei niedriger Windgeschwindigkeit



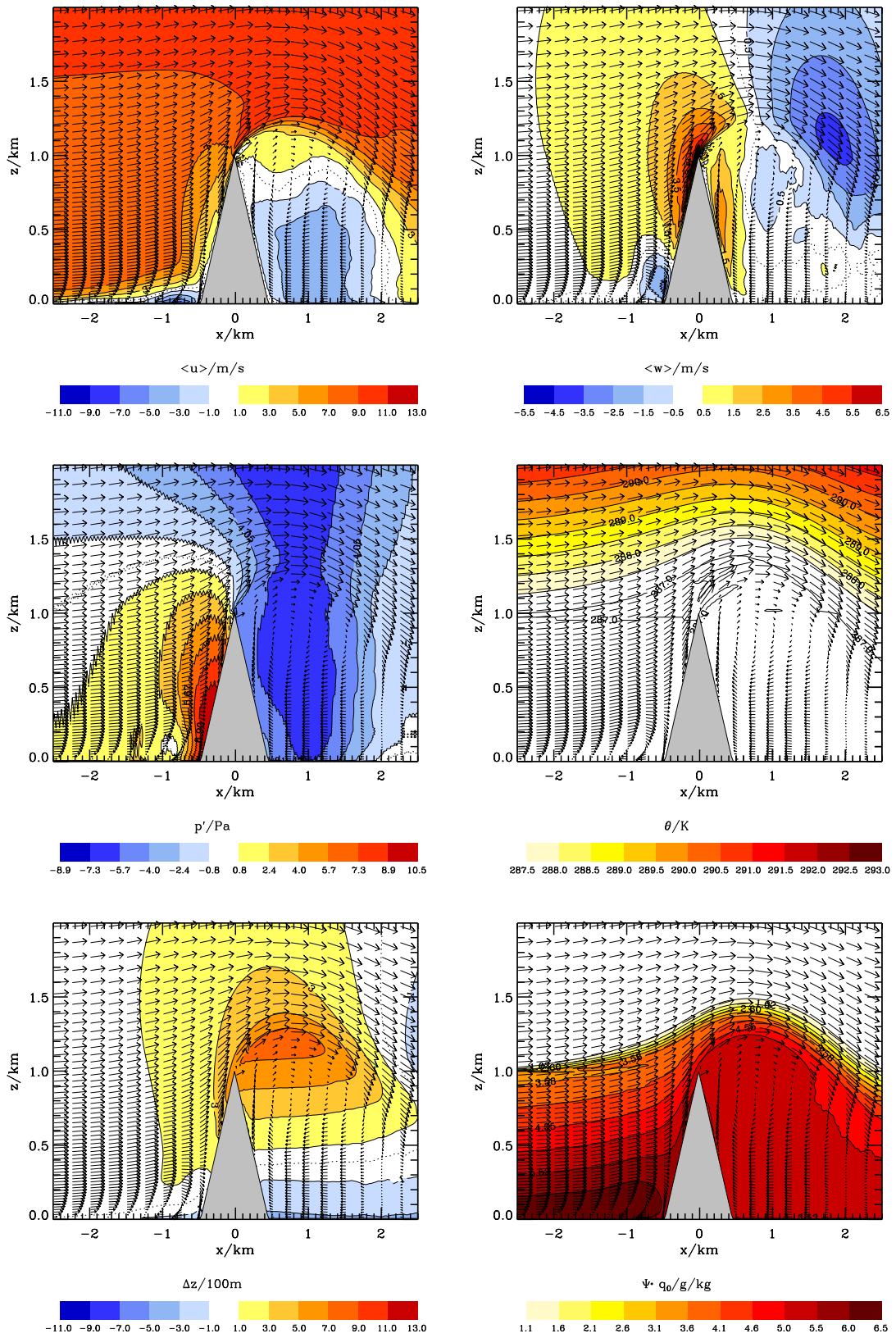
Pyramide in dünner Grenzschicht und bei hoher Windgeschwindigkeit



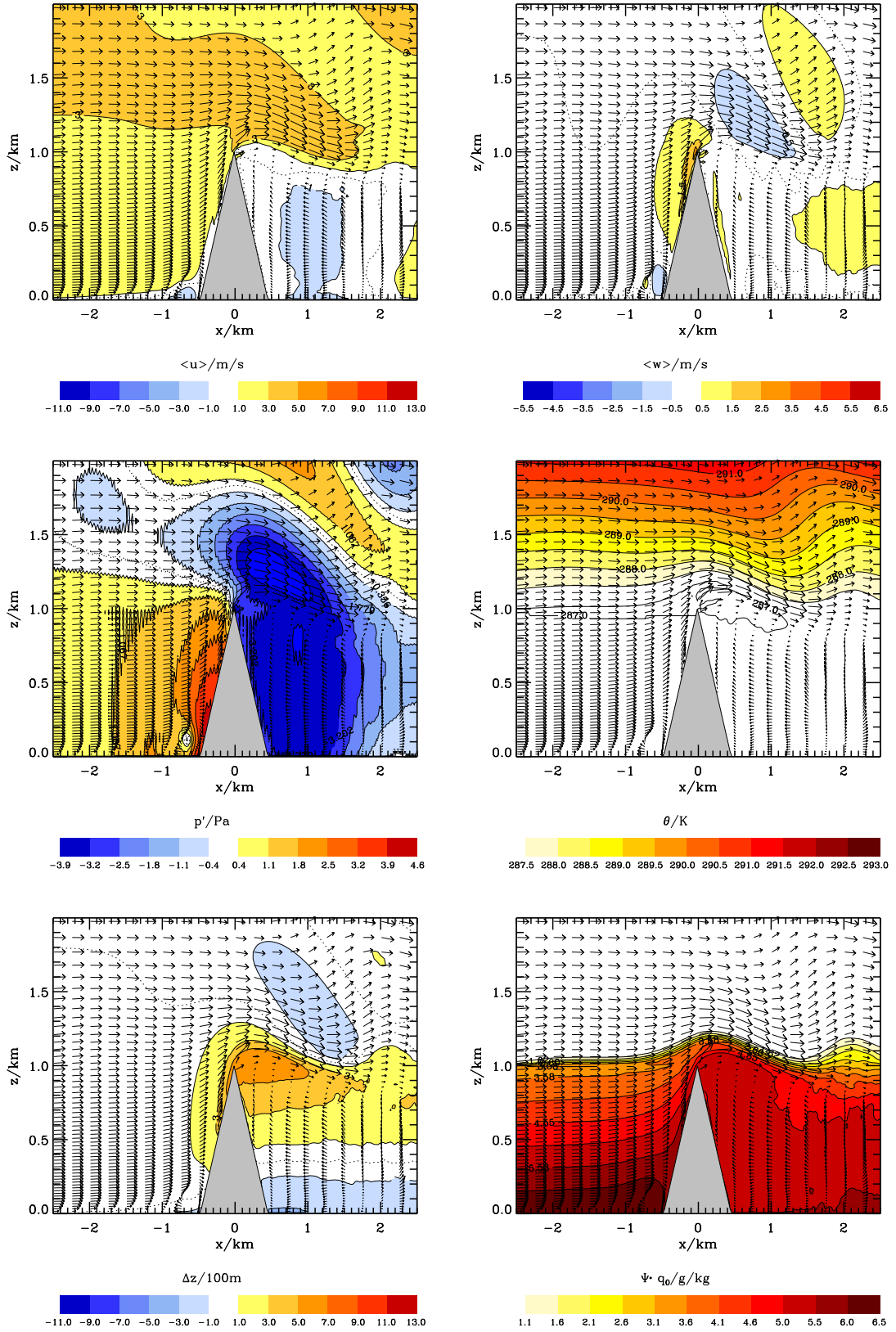
Pyramide in dünner Grenzschicht und bei niedriger Windgeschwindigkeit



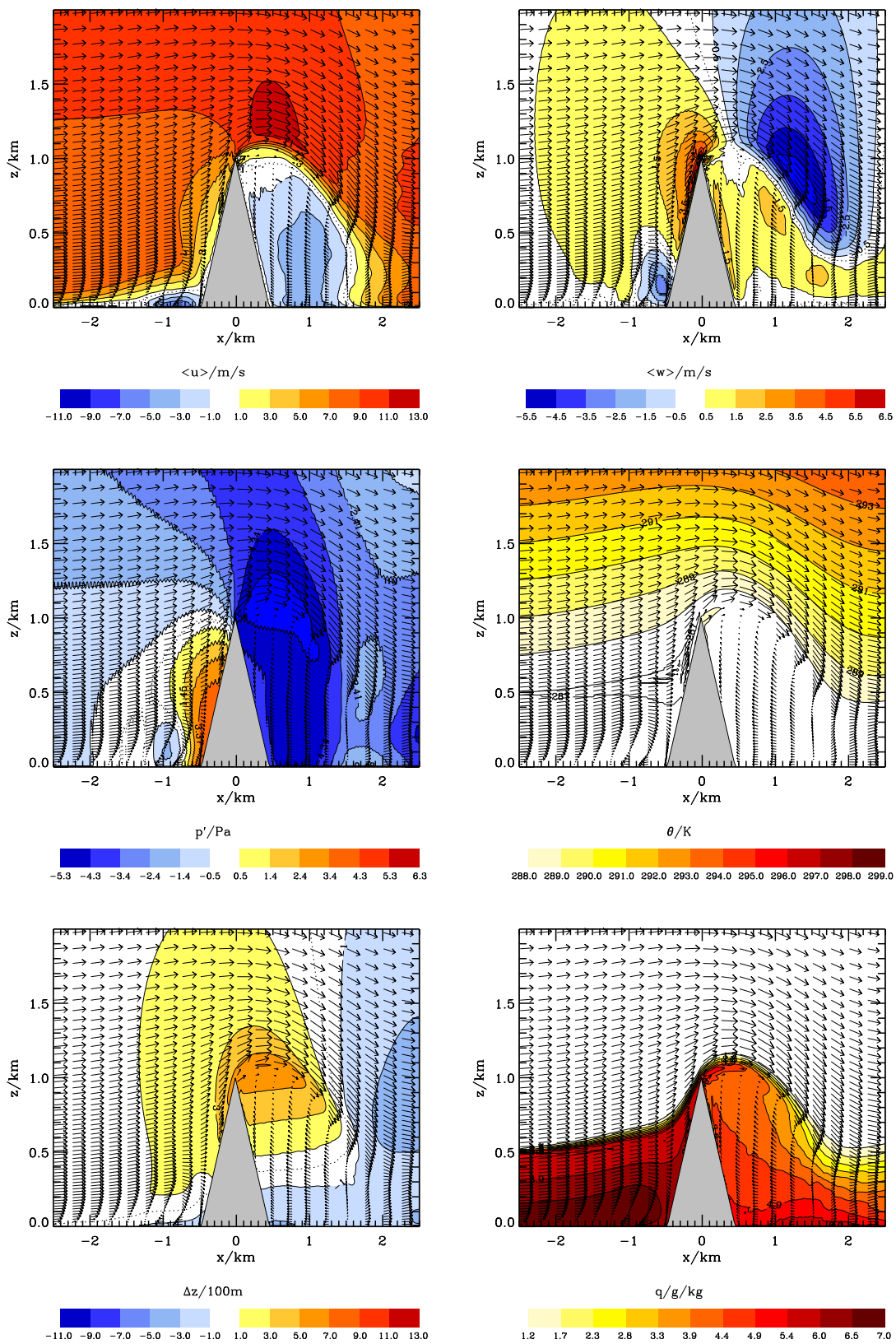
Grat in dicker Grenzschicht und bei hoher Windgeschwindigkeit



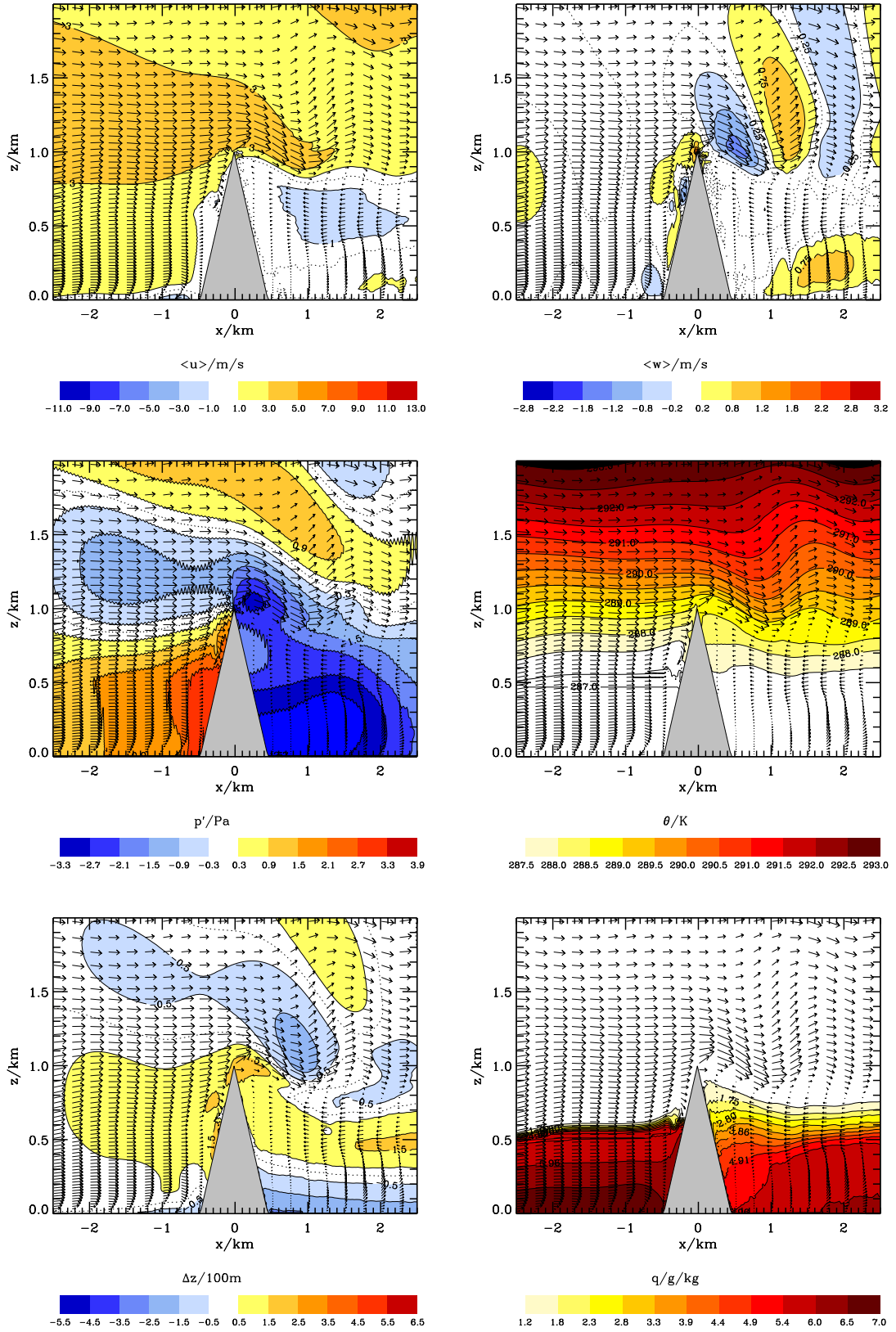
Grat in dicker Grenzschicht und bei niedriger Windgeschwindigkeit



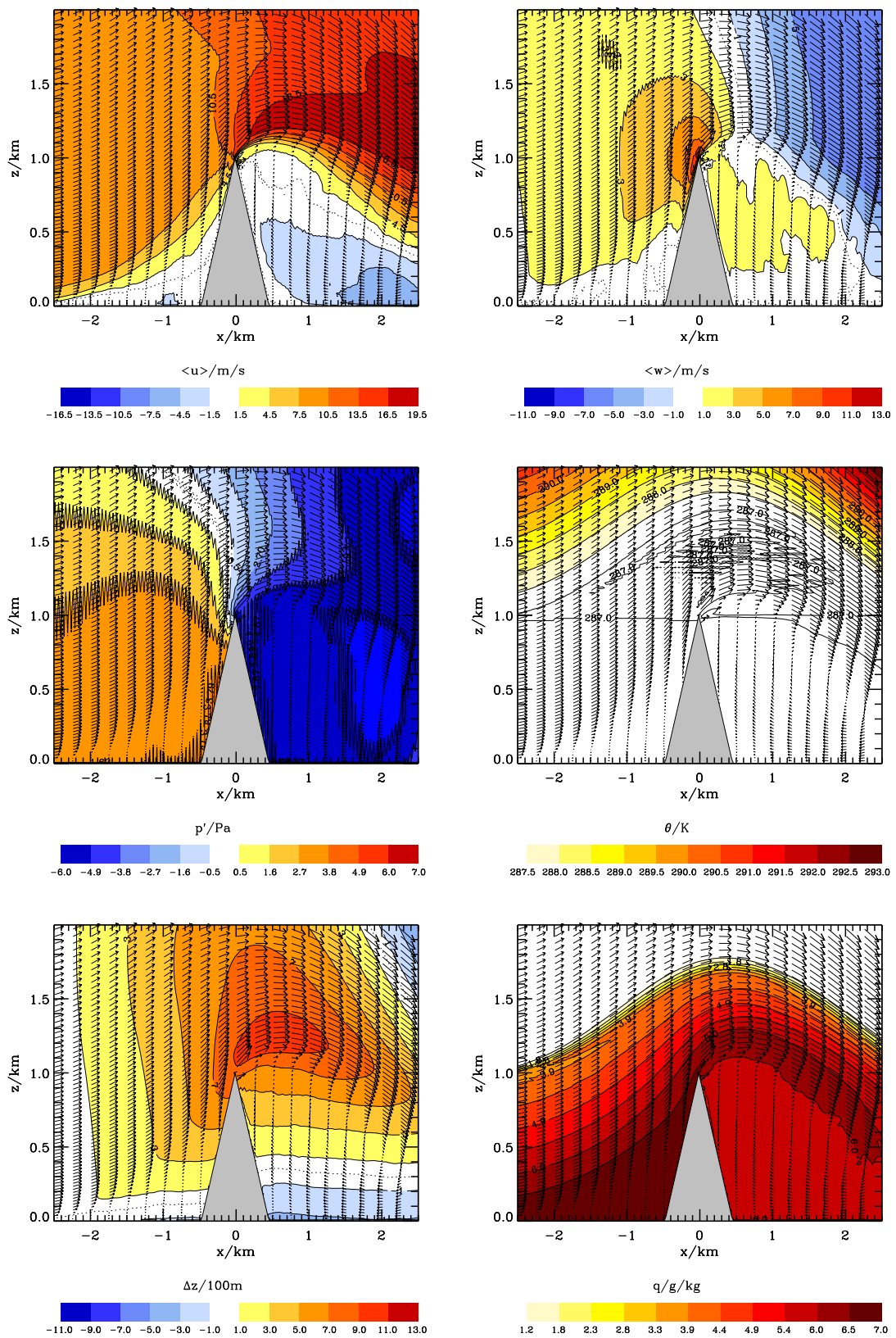
Grat in dünner Grenzschicht und bei hoher Windgeschwindigkeit



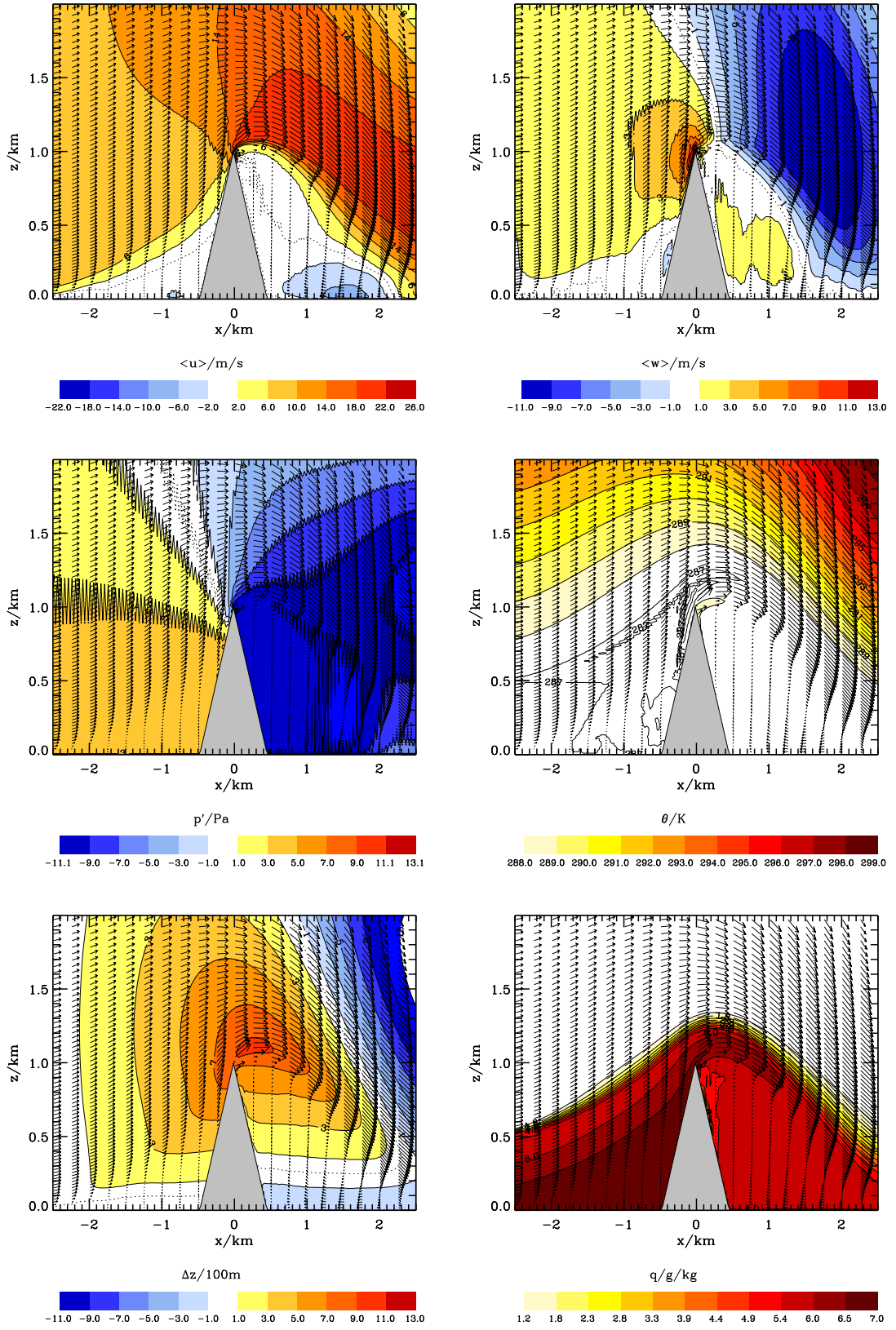
Grat in dünner Grenzschicht und bei niedriger Windgeschwindigkeit



2D-Grat in dicker Grenzschicht und bei hoher Windgeschwindigkeit



2D-Grat in dünner Grenzschicht und bei hoher Windgeschwindigkeit



Danksagung

Ich möchte mich bei den Menschen bedanken, die dazu beigetragen haben, dass ich diese Arbeit anfangen und abschliessen konnte.

Das ist zuerst mein Betreuer Prof. Dr. Volkmar Wirth, der mich für dieses Thema begeistert hat und der mir in vielen Diskussionen interessante Fragestellungen aufgezeigt hat. Ausserdem danke ich ihm für das Ermöglichen der Teilnahme am EULAG Workshop in Sopot und für das wohlwollende Gutachten, das mithilfe, das Förderstipendium der Johannes Gutenberg-Universität gewährt zu bekommen.

Weiterhin ist das Dr. Daniel Reinert, der mich in die Arbeit am Institut eingeführt hat und der viel Vorarbeit für meine Untersuchungen geleistet hat. Björn Brötz möchte ich für die Anleitung bei der Arbeit mit EULAG danken. Ebenso bedanke ich mich beim Deutschen Klima Rechen-Zentrum für die zur Verfügung gestellte Rechenzeit.

Der größte Dank für das Ermöglichen des Studiums und dieser Arbeit gebührt meinen Eltern. Sie haben mir durch ihre Unterstützung und ihr Interesse für das was ich tue, ein erfolgreiches Studium und eine glückliche Studienzeit ermöglicht.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Mainz, den 3. Januar 2012