

Dynamik von Bannerwolken:

Theoriebildung und Simulationen
mit realistischer Orographie

DISSERTATION

zur Erlangung der Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Isabelle Prestel

geboren am 23. Oktober 1985
in Bühl, Baden

Mainz, den 27. April 2018

Tag der mündlichen Prüfung: 26.04.2018

Für meine kleine, geduldige Mika

Abstract

Banner Clouds are a rather unknown but still interesting meteorological phenomena. This cloud type occurs exclusively on the leeward side of steep mountains or ridges on otherwise cloud free days. They can be frequently observed at Mt. Matterhorn in the Swiss Alps or at Mt. Zugspitze in the Bavarian Alps.

The present work investigates under which flow conditions as well as mountain shapes Banner Clouds are most likely to occur. Therefore, we carried out Large-Eddy simulations of dry air past idealized orography in the first part of this work. In the second part, we focussed on a more realistic case by the use of the orography of Mt. Zugspitze. To gain more informations about the formation of Banner Clouds at this specific mountain, we carried out numerical Large-Eddy simulations with the orography of Zugspitzplatt. Additionally, we compared the simulation results with the observations at Mt. Zugspitze.

In the first part of the work, we showed that Banner Clouds favour steep mountains in combination with a weakly stratified flow. Banner Clouds can be observed in the lee of the mountain, only if the flow is able to go rather around than over it. We also found that a strong surface friction is essential for Banner Cloud formation. The reason for this is, only the frictional generated lee vortex can produce an uplift of air on the leeward side of the mountain that is characteristic for Banner Clouds. Concerning asymmetric mountains, we showed that Banner Clouds occur on obstacles with a steep slope on the leeward side while the windward side is relatively flat.

In the second part of the work we found, that the distribution of the humidity as well as the origin of the air parcels have a large impact on Banner Cloud formation at Mt. Zugspitze. Furthermore, we showed that there is a preference for Banner Clouds to occur for south easterly flows as long as the lifting of air on the leeward side is quite short. Additionally, we found that the height of the neutral boundary layer has to be around the height of the ridge top, to produce a large vertical uplift on the leeward side.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Thema Bannerwolken, wobei diese Wolkenart sogar innerhalb der Meteorologie ein eher unbekanntes Phänomen darstellt. Es handelt sich um Wolken, die ausschließlich auf der windabgewandten Seite (also im Lee von steilen Bergen oder auch Graten) auftreten und dabei wie ein Wolkenbanner am Gipfel aussehen. Diese Wolken können häufig in den Schweizer Alpen am Matterhorn oder auch in den Bayrischen Alpen an der Zugspitze beobachtet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich numerische Grobstruktursimulationen verwendet um Erkenntnisse, die zur Entstehung dieser speziellen Wolkenart führen, zu finden und genau zu beschreiben. Im ersten Teil der Arbeit werden hierzu Parameter, die die Strömung und die Orografie beschreiben, systematisch variiert. Im zweiten Teil werden zusätzlich Ergebnisse aus früheren Messungen, die schon im Jahr 2005 an der Zugspitze durchgeführt worden sind, mittels Modellsimulationen verglichen und mögliche Hypothesen, die zur Entstehung von Bannerwolken an dem Grat zwischen Zugspitzeck und dem Gipfel der Zugspitze führen, ausführlich getestet.

Es konnte gezeigt werden, dass Bannerwolken bevorzugt an steilen Hindernissen unter eher neutral geschichteten Strömungen entstehen. Bannerwolken benötigen ein Umströmen des Hindernisses, weshalb es schwieriger ist sie an einem Grat zu beobachten. Auch der Einfluss der Bodenreibung und die damit verbundene Wirbelausbildung spielen eine wichtige Rolle bei der Entstehung von Bannerwolken. Denn nur der Leewirbel, der durch eine starke Bodenreibung hervorgerufen wird, produziert starke Hebungen von Luftpaketen im Lee des Berges, die dann durch adiabatische Expansion wolkenreiche Luft im Lee bilden können. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass Bannerwolken an asymmetrischen Hindernissen entstehen können, solange der steile Abfall der Orografie sich im Lee des Berges befindet.

Die Analyse zeigt weiterhin, dass an der Zugspitze sowohl die Herkunft der Luftpakete, als auch die Verteilung der spezifischen Feuchte eine wichtige Rolle für die Bildung von Bannerwolken an diesem Berg spielen. Die in früheren Messungen gefundene Präferenz für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung konnte durch Modellsimulationen bestätigt werden, solange die Hebung der Luftpakete innerhalb eines kurzen Zeitraumes erfolgte. Außerdem muss sich die Höhe der neutralen Grenzschicht in Gipfelnähe befinden, damit sich Bannerwolken dort ausbilden können.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Bannerwolken	5
2.2	Bergüberströmungen	8
2.2.1	Strömungsregimes	9
2.2.2	Entstehung von Leewirbeln	10
2.2.3	Schwerewellen	13
2.3	Turbulente Strömungen	15
2.3.1	Grenzschicht	16
2.3.2	Mathematische Beschreibung	16
2.3.3	Numerische Lösungsmethoden	18
2.3.4	2D- und 3D-Turbulenz	20
2.4	Verwendetes numerisches Modell: EULAG	21
2.4.1	Modellgleichungen	21
2.4.2	Numerik	23
2.4.3	Feinstrukturmodell	24
2.4.4	Komplexe Orografie	25
3	Diagnostiken	27
3.1	Zeitliche Mittelung der Modellvariablen	27
3.2	Relative Feuchte	28
3.3	Lagrange'sche Vertikalverschiebung	29
3.4	Potential für die Bildung einer Bannerwolke	31
3.5	Ablösepunkt der Grenzschicht	32
3.6	Rückwärtstrajektorien und Stromlinien der zeitlich gemittelten Strömung . .	33
4	Idealisierte Modellsimulationen	37
4.1	Schichtung der Strömung und Steilheit des Hindernisses	37
4.1.1	Modellkonfiguration	38
4.1.2	Analyse der 2D- und quasi 2D-Strömungen	41
4.1.3	Analyse der 3D-Strömung	45
4.1.4	Bildung einer Bannerwolke	48
4.1.5	Parameter $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$	50
4.2	Bodenreibung und Wirbelbildung	51

4.2.1	Modellkonfiguration	52
4.2.2	Analyse der Strömung	52
4.2.3	Bildung einer Bannerwolke	56
4.3	Bergform	58
4.3.1	Modellkonfiguration	59
4.3.2	Analyse der Strömung	59
4.3.3	Bildung einer Bannerwolke	61
4.4	Asymmetrische Orografie	62
4.4.1	Modellkonfiguration	62
4.4.2	Analyse der Strömung	64
4.4.3	Bildung einer Bannerwolke	67
4.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	72
5	Simulationen mit der Zugspitzorografie	73
5.1	Modellkonfiguration	74
5.2	Einfluss der Anströmrichtung	77
5.2.1	Analyse der Strömung	77
5.2.2	Bildung von Bannerwolken	79
5.3	Einfluss der Schichtung	86
5.3.1	Analyse der Strömung	87
5.3.2	Bildung von Bannerwolken	89
5.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	93
6	Zusammenfassung und Ausblick	95
	Anhang	99
A	Modellkonfigurationen für die idealisierten Simulationen	101
A.1	2D-Strömung	101
A.1.1	Schwammschicht	101
A.1.2	Modellgröße	105
A.1.3	Schwammschicht am Einströmrand	110
A.1.4	Vorlaufzeit	112
A.2	3D-Strömung	112
A.2.1	Einfluss der Modellgröße	114
A.2.2	Vorlaufzeit	118
B	Modellkonfigurationen für die Zugspitze	121
B.1	Schwammschichten	121
B.2	Modellausdehnung	125
B.3	Vorlaufzeit	127
B.4	Berechnungszeit der Mittelwerte	128

C Bilder	131
C.1 Idealisierte Modellsimulationen	131
C.1.1 Schichtung der Strömung und Steilheit des Hindernisses	131
C.1.2 Bodenreibung und Wirbelbildung	135
C.1.3 Asymmetrische Orografie	136
C.2 Simulationen mit der Zugspitzorografie	139
C.2.1 Einfluss der Anströmrichtungen	139
C.2.2 Einfluss der Schichtung	141
Literaturverzeichnis	149
Abkürzungsverzeichnis	155

Einleitung

1

Wer schon einmal im Gebirge war, dem ist vermutlich aufgefallen, dass verschiedene Wolkenformen an oder in der Nähe von Berggipfeln auftreten können. Eine gleichermaßen eindrucksvolle wie spezielle Wolkenart stellt die sogenannte Bannerwolke (siehe Abbildung 1.1) dar. Sie gehört ebenso wie die allgemein bekanntere Wolkenkappe (*engl. cap cloud*) zur WolkenGattung der orografischen Wolken und ist innerhalb der Meteorologie in den Teilbereich der Gebirgsmeteorologie einzuordnen. Zusätzlich gehört die Bannerwolke zu den eher kleinskaligen (sowohl räumlich als auch zeitlich) meteorologischen Phänomenen.

Die Bannerwolke tritt ausschließlich auf der windabgewandten Seite des Berges auf (in Abbildung 1.1 ist die vorherrschende Windrichtung von rechts nach links) und scheint wie eine im Wind flatternde Fahne am Berg zu hängen, weshalb sie auch häufig als Wolkenfahne bezeichnet wird. Die wohl berühmtesten Berge, an denen Bannerwolken recht häufig beobachtet werden können, sind das Matterhorn in den Schweizer Alpen, die Zugspitze (Wirth et al. 2012) in den Bayerischen Alpen und der Mt. Everest (Hindman und Wick 1989) im Himalaya.



Abbildung 1.1: **Bannerwolke am Matterhorn**

Auf dem Foto ist eine Bannerwolke am Matterhorn zu sehen. Der Wind weht dabei von rechts nach links. Die Wolke befindet sich somit auf der windabgewandten Seite, im sogenannten Lee des Berges und sieht aus wie eine im Wind wehende Fahne am Berggipfel. Das Bild wurde am 11.09.2014 um 19:46 Uhr am Riederweg in Zermatt aufgenommen.

Vermutlich wegen ihrer Kleinskaligkeit wurde dieser Wolkenart bis vor kurzem in der wissenschaftlichen Literatur kaum Aufmerksamkeit geschenkt. Die wohl erste Erwähnung einer Bannerwolke stammte von Hann (1896, S. 182). Er beschrieb dabei eine Wolke am Wiesbachhorn als Wolke, die „*wie ein Wimpel flattert*“. Auch Peppler (1927) berichtete in seinen Aufzeichnungen von einer Wolkenfahne am Säntisgipfel, wobei er zusätzlich zwischen einer gleichförmigen und einer flatternden Struktur unterschied. Douglas (1928) erklärte den Unterschied zwischen Bannerwolken und Wolkenkappen durch Unterschiede in der Strömung um den Berg. Bei Wolkenkappen wird die Luft vorwiegend auf der windzugewandten Seite gehoben, während bei Bannerwolken die Hebung hauptsächlich auf der windabgewandten Seite auftritt. Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist, dass die Strömung bei Wolkenkappen eher laminar verläuft, während bei Bannerwolken eine turbulente Strömung vorherrscht.

Neben diesen bis dahin eher qualitativen Beobachtungen stammen die ersten quantitativen Messungen von Bannerwolken von Joachim Kuettner. Er startete im Jahr 1946 eine Messreihe an der Zugspitze, die mehrere Wochen andauerte und kam zu dem Ergebnis, dass die Luft auf der windzugewandten Seite des Grates um $3 - 4$ °C kälter und um $40 - 70$ % trockener war als die Luft auf der windabgewandten Seite (Kuettner 2000). Leider gingen diese Aufzeichnungen jedoch verloren. Erst viel später, im Jahr 2005, wurden wieder Messungen von Bannerwolken an der Zugspitze durchgeführt. Mithilfe dieser Beobachtungen konnte zum ersten Mal eine detailreiche Definition einer Bannerwolke formuliert werden (siehe Schween et al. 2007). Weitere Ergebnisse, die bei der Auswertung der 2005 gesammelten Messdaten gewonnen werden konnten, wurden in Wirth et al. (2012) zusammengefasst. Eine wichtige Erkenntnis war, dass Bannerwolken an der Zugspitze bevorzugt bei einer Anströmung aus Südosten auftreten, während bei einer nördlichen Anströmung diese seltener beobachtet wurden.

Um ein besseres Verständnis von Bannerwolken zu erlangen, wurden ergänzend zu den Messungen zusätzliche numerische Simulationen von Strömungen um ein idealisiertes Hindernis durchgeführt. Die wohl erste Simulation stammte dabei aus einem Konferenzbeitrag von Gerts (1992), der den Einfluss der Bodenreibung auf die Bildung einer Bannerwolke untersuchte. Weitere Simulationen von Reinert et al. (2007) und Reinert und Wirth (2009) zeigten, dass Bannerwolken eher durch trockene als feuchte Dynamik beschrieben werden können, da die Freisetzung von latenter Wärme die Form der Wolke nur leicht modifiziert. Bis zu diesem Zeitpunkt wurden in der Literatur verschiedene Entstehungsmechanismen für Bannerwolken diskutiert. Voigt und Wirth (2013) gelang es, den sogenannten Leewirbel als Hauptmechanismus für die Bildung einer Bannerwolke zu identifizieren.

Mit diesem bis dahin umfangreichen angesammelten Wissen über Bannerwolken, vor allem über Bannerwolken an der Zugspitze, schien dieses Thema in der Meteorologie weitestgehend abgeschlossen zu sein. Jedoch haben sich durch die erneuten Messungen im Jahr 2005 an der Zugspitze und durch die numerischen Simulationen weitere wichtige offene Fragen ergeben,

die im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden sollen. Die Ziele der Arbeit lassen sich in zwei Hauptpunkte unterteilen:

Der erste Teil der Arbeit beinhaltet eine Reihe idealisierter numerischer Simulationen mit denen die Theoriebildung für Bannerwolken vertieft werden soll. In den vorangegangenen Arbeiten von Reinert et al. (2007), Reinert und Wirth (2009) und Voigt und Wirth (2013) wurden die Modelleinstellungen stets so gewählt, dass Bannerwolken entstehen. Das bedeutet, das Hindernis war eine Pyramide und die Strömung war eher neutral geschichtet. Dieser Aspekt wirft folgende Fragen auf:

- Welche Eigenschaften muss die Strömung mit sich bringen und welche Eigenschaften muss der Berg besitzen, damit sich bevorzugt Bannerwolken bilden?
- Welchen Einfluss hat die Bergform auf die Entstehung einer Bannerwolke, d. h. können Bannerwolken auch an einem Berg entstehen, der im Gegensatz zur Pyramide keine Kanten aufweist?

Eine weitere Frage resultiert aus dem Konferenzbeitrag von Geerts (1992):

- Welchen Einfluss hat die Bodenreibung auf die Ausbildung einer Bannerwolke bzw. welcher Mechanismus zur Entstehung von Leewirbeln begünstigt die Bildung einer Bannerwolke?

Im zweiten Teil der Arbeit werden mithilfe realitätsnaher Simulationen¹ der Zugspitze offen gebliebene Fragen, die aus den Messungen von Wirth et al. (2012) stammen, beantwortet. Die Fragen lauten:

- Kann bei realitätsnahen Simulationen auch eine Luv-Lee-Asymmetrie in der Hebung von Luftpaketen, wie bei den idealisierten Simulationen, beobachtet werden?
- Was ist der Grund für die beobachtete Präferenz von Bannerwolken, bei einer Südostanströmung des Grates, zu entstehen?

Es stellt sich dabei auch die Frage, inwiefern sich die durch idealisierte Simulationen gefundenen Resultate auf eine realistische Orografie übertragen lassen. Die Frage lautet somit:

- Können die aus der Theorie stammenden Resultate z. B. der Einfluss der Schichtung der Strömung auch an der Zugspitze beobachtet werden?

Um die oben stehenden Fragen zu beantworten, werden gezielt numerische Simulationen einer idealisierten sowie realistischen Orografie mit dem Grobstrukturmodell EULAG (siehe Prusa et al. 2008) durchgeführt. Bei der Auswertung der Daten werden vor allem die zeitlich gemittelten Strömungsfelder betrachtet. Zusätzlich werden die bereits in den vorangegangenen Arbeiten verwendeten Diagnosen, wie z. B. die Lagrange'sche Vertikalverschiebung (siehe Reinert und Wirth 2009) aber auch Rückwärtstrajektorien des zeitlich gemittelten

¹Realitätsnahe Simulation bedeutet hier, dass eine realistische Orografie verwendet wird; die Einstromprofile für z. B. Wind sind jedoch idealisiert.

Strömungsfeldes weiterhin genutzt.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden Bannerwolken sowie weitere Phänomene, die beim Um- bzw. Überströmen von Bergen beobachtet werden können, genauer beschrieben. Außerdem wird ein kurzer Einblick in turbulente Strömungen und deren numerische Behandlung gegeben. Zum Schluss des Grundlagenteils wird das verwendete numerische Modell vorgestellt, mit dem alle Simulationen in dieser Arbeit durchgeführt worden sind. In Kapitel 3 werden die verwendeten Diagnostiken beschrieben. Um die Strömung nahe am Hindernis besser charakterisieren zu können, werden z. B. die zeitlich gemittelten Felder der Strömung, Stromlinien und Rückwärtstrajektorien verwendet. Außerdem werden verschiedene Diagnostiken gezeigt, die zur Identifizierung von Bannerwolken benutzt werden. Darunter fallen unter anderem die Lagrange'sche Vertikalverschiebung sowie das Potential zur Bildung einer Bannerwolke. Die Ergebnisse des ersten Teils „Theoriebildung“ sind in Kapitel 4 zu finden. In diesem Kapitel wird gezeigt, welche Eigenschaften die Strömung und der Berg haben müssen, damit sich Bannerwolken bilden können. Zusätzlich wird der Einfluss der Bodenreibung auf die Entstehung von Bannerwolken beschrieben. Das Kapitel 5 beinhaltet die Ergebnisse der „realitätsnahen Simulationen“. Es werden die Simulationen von unterschiedlichen Anströmungsrichtungen miteinander verglichen. Zusätzlich werden unterschiedliche Strömungen, die sich in ihrer Stabilität unterscheiden getestet, um die besten Voraussetzungen für die Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze aufzuzeigen. Zum Schluss werden in Kapitel 6 alle Ergebnisse kurz zusammengefasst und erläutert. Daran schließt sich der Ausblick an, in dem noch unbeantwortete Fragen diskutiert und Möglichkeiten für weitere Untersuchungen vorgeschlagen werden.

Dieses Kapitel soll die Grundlagen zum Verständnis der späteren Ergebnisse vermitteln. Es werden dabei die Definition von Bannerwolken sowie ihre Entstehung genauer beschrieben. Weiterhin werden einige Phänomene erklärt, die beim Um- bzw. Überströmen von Bergen auftreten können. Da in dieser Arbeit numerische Simulationen turbulenter Strömungen durchgeführt werden, sind grundlegende Aspekte dieser Art von Strömung und deren numerischer Behandlung genauer beschrieben. Im letzten Teil wird das in dieser Arbeit verwendete numerische Modell vorgestellt.

2.1 Bannerwolken

Bannerwolken sind Wolken, die ausschließlich im Lee von steilen Bergen und scharfen Graten vorkommen. Deutlich ausgeprägte Exemplare treten häufig an der Zugspitze sowie am Matterhorn (siehe Abbildung 1.1) auf. Zwar bilden sich Bannerwolken primär an Bergen, jedoch konnte verblüffenderweise ein spektakuläres Ereignis am 17.11.2012 in Ho-Chi-Minh Stadt am Bitexco Financial Tower in Vietnam beobachtet werden (siehe Weather 2013). In diesem Fall wurde sogar die Feuerwehr alarmiert, da die Bannerwolke für Rauch eines Feuers gehalten wurde.

In der Literatur tauchten bereits vor über 100 Jahren vereinzelte Aufzeichnungen auf, angefangen von Hann (1896) am Wiesbachhorn, Peppler (1927) am Säntisgipfel, Douglas (1928) am Matterhorn und Hauer (1949) an der Zugspitze, die die Beobachtung dieser speziellen Wolkenart qualitativ beschrieben. Jedoch wurde erst viel später von Schween et al. (2007) eine detaillierte Definition, was eine Bannerwolke ist und was keine ist, vorgeschlagen. Diese Definition basiert auf Zeitrafferfilmen, die an der Zugspitze aufgenommen wurden. Demnach sollen Bannerwolken zeitgleich vier Kriterien erfüllen:

1. Die Wolke soll nur im Lee des Berges sichtbar sein und auch nur dort den Berg berühren.
2. Die Wolke soll nicht aus verblasenen Schneekristallen bestehen.
3. Die Wolke soll persistent sein.
4. Die Wolke soll nicht einen primär konvektiven Charakter haben.

In der untenstehenden Abbildung 2.1 werden zwei Beispiele an der Zugspitze aus Schween et al. (2007) gezeigt, bei denen es sich nicht um eine Bannerwolke handelt. Auf dem einen Foto ist eine Wolkenkappe zu erkennen, während auf dem Anderen verblasene Schneekristalle zu sehen sind.



(a) Wolkenkappe



(b) Verblasene Schneekristalle

Abbildung 2.1: **Wolkenformen an der Zugspitze**

Gezeigt werden zwei Wolkenformen (aus Schween et al. 2007) an der Zugspitze, die nicht einer Bannerwolke entsprechen. Es handelt sich dabei um eine Wolkenkappe (links) und um verblasene Schneekristalle (rechts).

Die wohl ersten qualitativen Messungen zum Thema Bannerwolken an der Zugspitze stammen von Kuettner (2000), die jedoch leider verloren gingen. Dadurch motiviert, wurden erneut Messungen an der Zugspitze von Wirth et al. (2012) durchgeführt. Hierbei konnte festgestellt werden, dass Bannerwolken an der Zugspitze einem Tages- sowie auch einem Jahresgang unterliegen. Außerdem wurde beobachtet, dass Bannerwolken an der Zugspitze eine Südostanströmung bevorzugen und die Windgeschwindigkeit der ankommenden Strömung eine eher untergeordnete Rolle an diesem Berg spielt.

Um ein besseres Verständnis für Bannerwolken und deren Entstehungsprozesse zu erlangen, wurden numerische Simulationen durchgeführt. Reinert und Wirth (2009) präsentierten dabei die erste Grobstruktursimulation einer Bannerwolke. Sie stellten fest, dass Bannerwolken bevorzugt an hohen spitzen Bergen auftreten. Die Freisetzung latenter Wärme und Schwerkraftwellen oberhalb des Berges können Bannerwolken zwar modifizieren, jedoch haben diese Phänomene keinen großen Einfluss auf die Entstehung der Wolke.

In der Literatur konnten bis zu diesem Zeitpunkt vier unterschiedliche Mechanismen zur Entstehung von Bannerwolken gefunden werden. Der erste Mechanismus ist der **Bernoulli Effekt** (Humphreys 1920; Beer 1974). Hier wird angenommen, dass sich die Luftpakete entlang quasi-horizontaler Stromlinien bewegen. Durch das dynamisch erzeugte Druckminimum im Lee erfährt das Luftpaket eine adiabatische Expansion mit einer daraus resultierenden Kühlung, wodurch Kondensation entsteht (siehe Abbildung 2.2a). Der zweite Mechanismus ist der **Mischungsnebel** (Geerts 1992). Hierbei werden zwei ungesättigte Luftpakete gemischt. Da die Sättigungskurven nicht linear verlaufen, kann bei der Mischung zweier untersättigter

Luftpakete ein übersättigtes Luftpaket entstehen (siehe Abbildung 2.2b). Der dritte Mechanismus ist der **Leewirbel** (Hann 1896; Douglas 1928; Reinert et al. 2007). Hierbei werden die Luftpakete im Lee des Berges innerhalb des Leewirbels gehoben, dabei spielen thermische Effekte keine Rolle. Dadurch expandieren die Luftpakete adiabatisch und kühlen ab, wodurch Kondensation entsteht (siehe Abbildung 2.2c). Der letzte Mechanismus wird als **Kontaktkühlung** beschrieben und wurde von Humphreys (1920) als Ursache zur Entstehung von Bannerwolken angenommen. Auch bei diesem Mechanismus wird angenommen, dass im Lee des Berges Luft aufsteigt. Die Kondensation hat jedoch in diesem Fall ihre Ursache in dem viel kälteren Berg. Dort entsteht durch Kontaktkühlung der Luft mit dem kalten Bergboden Kondensation, woraus eine Bannerwolke resultiert (siehe Abbildung 2.2d).

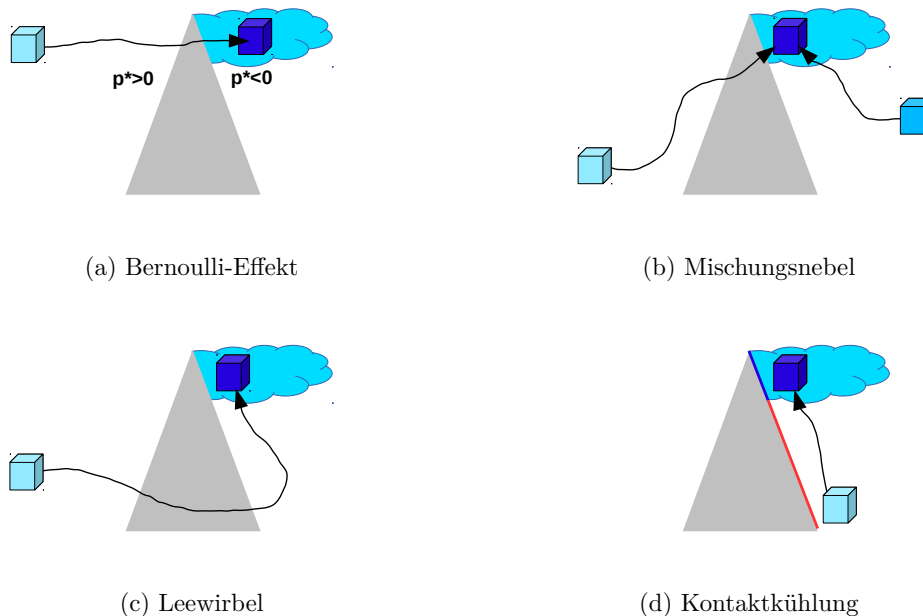


Abbildung 2.2: **Theorien der Entstehungsmechanismen für Bannerwolken**

Dargestellt sind schematisch die in der Literatur gängigsten Theorien zur Entstehung von Bannerwolken. Diese vier Mechanismen sind (a) der Bernoulli-Effekt, (b) der Mischungsnebel, (c) der Leewirbel und (d) die Kontaktkühlung.

Voigt und Wirth (2013) untersuchten mithilfe von Grobstruktursimulationen drei der vier Theorien, um den Hauptmechanismus, der zur Bildung einer Bannerwolke führt, zu bestimmen. Die Kontaktkühlung wurde vernachlässigt, da auch schon Douglas (1928) diesen Mechanismus anzweifelte. Außerdem war es modellbedingt sehr schwierig diesen Mechanismus genau zu untersuchen. Sie kamen dann zu dem Schluss, dass die Hebung von Luftmassen im Leewirbel des Berges (Theorie c) Leewirbel) der Hauptmechanismus für die Bildung einer Bannerwolke ist.

Bei den bis dahin vorangegangenen numerischen Simulationen (Reinert et al. 2007; Reinert und Wirth 2009; Voigt und Wirth 2013) wurden immer nur zeitlich gemittelte Felder der Strömung untersucht. Dadurch motiviert, wurde in Schappert und Wirth (2015) von dieser

Betrachtungsweise Abstand genommen, um die aktuellen Strömungseigenschaften und deren Einfluss auf die Bannerwolke zu betrachten und um eventuelle Unterschiede zu charakterisieren. Bezüglich der Bannerwolken konnten sie mit all ihren gewählten Methoden feststellen, dass sich stark gehobene Luft im Lee des Berges befindet und somit kaum ein Unterschied zu der Betrachtungsweise der zeitlich gemittelten Strömung festzustellen ist. Es ergaben sich dabei lediglich leichte Unterschiede in der Herkunft der stark gehobenen Luftpakete.

2.2 Bergüberströmungen

Durch die Um- bzw. Überströmung eines Hindernisses, wie zum Beispiel eines Berges oder einer Bergkette, können unterschiedliche meteorologische Ereignisse beobachtet werden. Dazu zählen unter anderem durch Orografie bedingter Niederschlag (siehe z. B. Roe 2005; Banta und Blumen 1990; Rotunno und Houze 2007), Schwerewellen (siehe z. B. Beer 1974; Durran 2003b, 1986; Nappo 2002) und starke Hangabwinde (siehe z. B. Durran 1990; Klemp und Lilly 1975; Smith 1985). Weiterhin kann auch eine Strömungsblockierung vor dem Berg oder der Bergkette auftreten (siehe z. B. Baines 1987). Diese Ereignisse können häufig mit verschiedenen Wolkenformen in Verbindung gebracht werden, wie zum Beispiel Lenticulariswolken, Rotorwolken, Föhnmauer oder auch Bannerwolken (siehe z. B. Houze 1994).

Eine Reihe meteorologischer Größen ist für die unterschiedlichen meteorologischen Ereignisse und deren charakteristische Wolkenarten ausschlaggebend. Die in diesem Fall grundlegenden Skalen des Problems sind die Anströmgeschwindigkeit (U_0), die Brunt-Väisälä Frequenz (N) der Strömung und die jeweilige Form des Hindernisses, das durch dessen Höhe (h_0) und eine charakteristische Länge (L) beschrieben wird (siehe z. B. Whiteman 2000). Diese Eigenschaften können nun in zwei dimensionslosen Kennzahlen zusammengefasst werden: Dem Aspektverhältnis $\mathcal{A}$, das die Steilheit des Hindernisses beschreibt und die häufig unter verschiedenen Namen zu findende Kennzahl $\mathcal{N}$ (siehe dazu Baines 1995, Kapitel 1.4), die ein Maß für die Schichtung der Strömung ist und oft in der Literatur als inverse Froude-Zahl bezeichnet wird. Die beiden Kennzahlen sind dabei wie folgt definiert:

$$\mathcal{A} := \frac{h_0}{L}, \quad (2.1)$$

$$\mathcal{N} := \frac{N \cdot h_0}{U_0}. \quad (2.2)$$

Je nachdem, welche Werte die beiden Parameter $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ annehmen, ist die Reaktion der Strömung auf den Berg unterschiedlich. Es kann dabei entweder eine Um- oder aber auch eine Überströmung des Hindernisses erfolgen. Das Verhalten der Strömung in Abhängigkeit von den beiden dimensionslosen Kennzahlen wird in Unterabschnitt 2.2.1 beschrieben. In dem darauffolgenden Unterabschnitt 2.2.2 wird die Entstehung des Leewirbels, welcher für die Bildung von Bannerwolken essenziell ist (Voigt und Wirth 2013), genauer erklärt. Der Unterabschnitt 2.2.3 gibt einen kurzen Überblick über die Theorie der Schwerewellen, da diese die Form der Bannerwolke modifizieren können (siehe Reinert et al. 2007; Voigt und Wirth 2013).

2.2.1 Strömungsregimes

Wie im vorigen Abschnitt erwähnt, können abhängig von den beiden dimensionslosen Kennzahlen $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ unterschiedliche Reaktionen der Strömung, die auch Strömungsregimes genannt werden, beim Um- bzw. Überströmen des Hindernisses beobachtet werden. Dies konnte von Baines und Hoinka (1985) mithilfe von Tankexperimenten, die mit einer Flüssigkeit gefüllt waren und gekippt wurden, beobachtet werden. In Baines (1995) wurde das resultierende Verhalten der Strömung in seinem Regimediagramm (siehe Baines 1995, Abbildung 5.8) für quasi-zweidimensionale Strömungen¹ (kurz: quasi 2D-Strömung) zusammengefasst. Dieses Diagramm ist auch in Abbildung 2.3 in leicht modifizierter Weise dargestellt. In den Strömungsexperimenten wurden die Schichtung der Strömung sowie die Steilheit des Berges systematisch verändert. Laut Baines (1995) können dabei drei unterschiedliche Strömungsregimes (siehe Abbildung 2.3 *Lee-side bluff body boundary-layer separation*, *No separation on obstacle* und *Post-wave separation*) beobachtet werden.

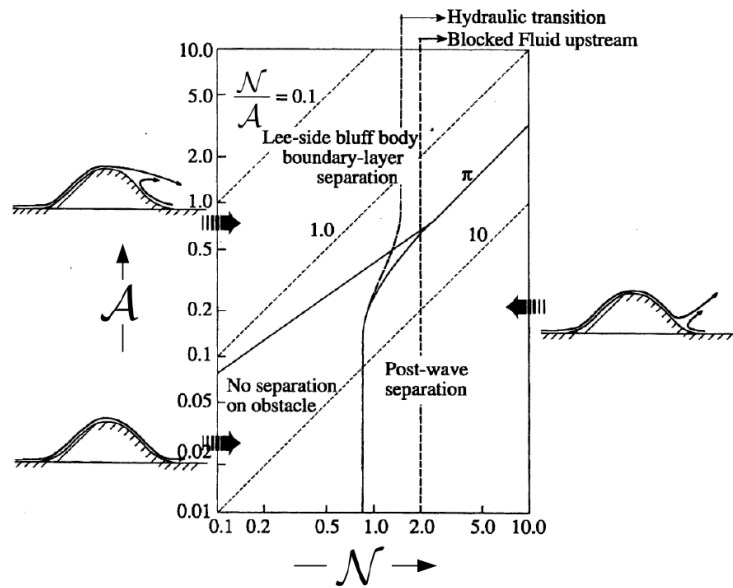


Abbildung 2.3: **Regimediagramm für quasi 2D-Strömungen**

Dargestellt ist das modifizierte Regimediagramm für quasi 2D-Strömungen nach Baines (1995, Abbildung 5.8). Auf der Ordinate ist das Aspektverhältnis $\mathcal{A}$ aufgetragen. Das bedeutet, von unten nach oben nimmt die Steilheit des Hindernisses zu. Auf der Abszisse ist die dimensionslose Kennzahl $\mathcal{N}$ aufgetragen, wodurch die Stabilität der Strömung von links nach rechts zunimmt. Abhängig von diesen beiden Kennzahlen können drei unterschiedliche Regime festgestellt werden.

Das erste Regime wird als **leeseitige Grenzschichtablösung** (engl. *lee-side separation*) bezeichnet. In diesem Regime löst sich die Grenzschicht direkt am Berggipfel ab, wodurch im direkten Lee des Berges ein Rückströmbereich beobachtet werden kann. Schon Scorer

¹Quasi-zweidimensionale Strömung bedeutet, dass eine volle dreidimensionale Strömung vorliegt, während die Orografie rein zweidimensional ist.

(1955) beschrieb diesen Ablösevorgang, der seiner Meinung nach häufig an scharfen Kanten auftritt und mit einer Wirbelausbildung im Lee des Berges zusammenhängt. Zusätzlich müssen diese Wirbel nicht zwingend stationär sein sondern können sich auch periodisch ablösen. Dieses Regime ist charakterisiert durch niedrige inverse Froude-Zahlen und hohe Aspektverhältnisse, also eher schwach geschichtete Strömungen in Kombination mit steilen Bergen. Das zweite Regime wird als **keine Grenzschichtablösung** (*engl. no separation*) bezeichnet. In diesem Regime kann weder direkt am Berg, noch im Lee und auf der windzugewandten Seite des Berges eine Grenzschichtablösung beobachtet werden. Außerhalb der bodennahen Reibungsgrenzschicht entspricht die Strömung einer Potentialströmung (siehe z. B. Kapitel 6 in Batchelor 2000). Dieses Regime ist durch eine kleine inverse Froude-Zahl und durch ein niedriges Aspektverhältnis gekennzeichnet, was einer schwach geschichteten Strömung mit einem flachen Berg entspricht. Das letzte Regime wird als **verzögerte welleninduzierte Grenzschichtablösung** (*engl. post wave separation*) bezeichnet. Durch das Auftreten von Schwerewellen wird die Grenzschichtablösung direkt am Berg, durch die vorhandene Rückstellkraft unterdrückt. Die Ablösung erfolgt dann verzögert im Lee des Berges. Dieses Regime wird durch eine eher hohe inverse Froude-Zahl und durch hohe als auch niedrige Aspektverhältnisse definiert. Das bedeutet, dass das Regime bei einer verhältnismäßig stabilen Strömungen in Kombination mit steilen aber auch flachen Bergen beobachtet werden kann.

Dieser rein experimentelle Fund von Baines (1995) wurde später durch Ambaum und Marshall (2005) mit einer dazugehörigen Theorie weiter gefestigt. Die Theorie von Ambaum und Marshall (2005) basiert auf einer rein zweidimensionalen Strömung und derer Vorticitybetrachtung. Sie leiteten daraus ihr eigenes Regimediagramm (Abbildung 4 aus Ambaum und Marshall 2005) ab, das gut zu dem experimentell gefundenen Diagramm von Baines (1995, Abbildung 5.8) passt.

2.2.2 Entstehung von Leewirbeln

Beim Um- bzw. Überströmen von isolierten Bergen oder Bergketten können sich im Lee des Hindernisses Wirbel ausbilden, die auch Leewirbel genannt werden, und auf verschiedenen meteorologischen Skalen zu finden sind. Die Corioliskraft hat zwar einen großen Einfluss auf die Ausbildung von Wirbeln auf der synoptischen Skala, wie zum Beispiel bei der leeseitigen Zyklogenese (siehe z. B. Pierrehumbert 1986), diese wird jedoch in der folgenden Darstellung immer vernachlässigt, da wir nur submesoskalige Phänomene betrachten wollen. Bei solchen Leewirbeln kann man zwischen stabilen und instabilen Wirbeln unterscheiden (siehe Epifanio 2003). Bei stabilen Wirbeln (oder auch stationäre Wirbel) befinden sich zwei gegenläufig rotierende Wirbelpaare direkt im Lee des Berges oder einige Kilometer weiter stromabwärts. Bei den instabilen Wirbeln lösen sich einzelne Wirbelpaare periodisch vom Hindernis ab und werden mit der Strömung davon getragen. Diese sich ablösenden Wirbelpaare werden auch als Kármánsche Wirbelstraße bezeichnet (siehe Kundu et al. 2012, S.389 ff.) und können häufig eindrucksvoll in Satellitenbildern beobachtet werden, wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist.

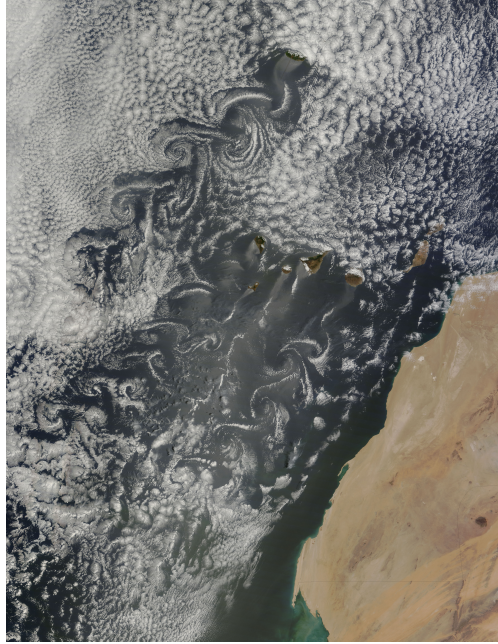


Abbildung 2.4: **Kármánsche Wirbelstraße**

In diesem Satellitenbild der NASA² sind Wirbelstraßen durch die charakteristischen Wolkenformen hinter den Kanarischen Inseln und Madeira zu erkennen.

Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt wird ist der Hauptmechanismus, der zur Bildung einer Bannerwolke führt, ein Leewirbel oder genauer ein sogenannter Bogenwirbel (siehe Fig. 4 in Voigt und Wirth 2013). Dieser Bogenwirbel, der für die Hebung der Luftpakete im Lee des Berges verantwortlich ist, wird mit einem Ablösepunkt der Strömung am Gipfel der Pyramide und einem stromabwärts gelegenen Wiederanlegepunkt in Verbindung gebracht (Martinuzzi und AbuOmar 2003). Innerhalb dieses Rückströmbereiches, bei der die Geschwindigkeit in Strömungsrichtung negative Werte hat, befindet sich dieser Bogenwirbel. Stromaufwärts liegt ein weiterer Rückströmbereich unterhalb des Stagnationspunktes. Hier hat die Strömung zu wenig Energie, um über die Pyramide zu strömen. Dieser Vorgang wird auch als Strömungsblockierung bezeichnet (siehe z. B. Baines 1987).

In der Literatur können zwei unterschiedliche Mechanismen, die zur Ausbildung von Wirbeln im Lee des Hindernisses führen, gefunden werden. Der erste Mechanismus wird im folgenden immer als „reibungsbedingte Wirbelbildung“ und der zweite als „barokline Wirbelbildung“ bezeichnet. Beide Mechanismen sind in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

Reibungsbedingte Wirbelbildung:

Der erste Mechanismus, der zur Strömungsablösung führt, ist durch eine vorhandene Bodenreibung und eine sich ausbildenden bodennahen Grenzschicht charakterisiert und wird auch als Grenzschichtablösung bezeichnet. Häufig tritt diese Ablösung an scharfen Kanten auf und es entstehen Wirbel im Lee des Hindernisses, wie es schon Scorer (1955) beobachtete. Da die Ablösung der Grenzschicht durch die Bodenreibung erfolgt, kann dieser Mechanismus auch in einer rein neutral geschichteten Strömung beobachtet werden (siehe z. B. Wood 1995). Durch

²Quelle: https://eoimages.gsfc.nasa.gov/images/imagerecords/85000/85989/canaryIslands_tmo_2015140_lrg.jpg (Stand: 30.06.2017)

die starke Reibung am Boden erfährt die Strömung eine Scherung (siehe Abbildung 2.5a), wodurch sich der Druckgradient umdreht, die Strömung sich ablöst und ein Wirbel entsteht. Innerhalb der bodennahen Grenzschicht wird durch Reibung Vorticity erzeugt. Diese wird bei der Ablösung der Grenzschicht in die freie Strömung transportiert. Die Vorticity, die bei diesem Mechanismus entsteht, wird somit durch viskose Effekte der Strömung erzeugt.

Barokline Wirbelbildung:

Dieser Mechanismus wurde zuerst von Smolarkiewicz und Rotunno (1989) beschrieben und war bis dahin völlig unbekannt, da man immer davon aus ging, dass durch viskose Effekte in der Grenzschicht Vorticity erzeugt wird und diese in die Strömung transportiert wird (siehe reibungsbedingte Wirbelbildung). Da jedoch in den numerischen Simulationen von Smolarkiewicz und Rotunno (1989) ohne Bodenreibung (*free-slip* Bedingung) gerechnet wurde, gab es keine Grenzschicht in ihren Simulationen und es konnten trotzdem Wirbel beobachtet werden. Der Mechanismus der baroklinen Wirbelbildung benötigt eine stabil geschichtete Atmosphäre und ist in Abbildung 2.5b grafisch dargestellt. An den Flanken des umströmten Hindernisses steigen die Luftpakete entlang der gebogenen Isentropen auf. Diese Luftpakete sind nach der Hebung potentiell kälter als ihre Umgebung und sinken folglich ab. Dabei entstehen an den Flanken zwei Wirbel mit einer horizontalen Drehachse in Richtung der Strömung. Diese Wirbel werden mit der Strömung advehiert und im Lee des Berges durch die Neigung der Isentropen in vertikale Richtung aufgestellt, wobei zwei gegenläufige Leewirbel mit vertikaler Drehachse entstehen. Dieser von Smolarkiewicz und Rotunno (1989) beschriebene Mechanismus konnte jedoch nicht erklären, woher die potentielle Vorticity stammt (diese sollte eigentlich erhalten bleiben, da sie eine adiabatisch nicht viskose Strömung betrachteten). Dies führte zu einer Reihe weiterer Veröffentlichungen zu der Frage, woher die potentielle Vorticity stammt (siehe z. B. Smith 1989; Rotunno und Smolarkiewicz 1991; Schär und Durran 1997; Rotunno et al. 1999; Epifanio und Rotunno 2005).

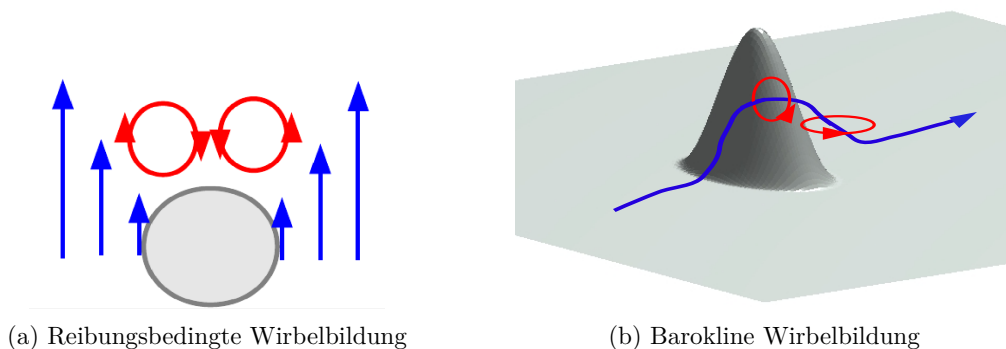


Abbildung 2.5: **Wirbelentstehung im Lee von Hindernissen**

Dargestellt sind die zwei Mechanismen, die die Wirbelbildung im Lee erklären. a) Durch Reibung und b) baroklin generierte Wirbelbildung. Die blauen Linien entsprechen den Stromlinien und die roten Linien stellen die Wirbel dar.

2.2.3 Schwerewellen

Schwerewellen sind Wellen, die aufgrund von Dichteunterschieden in einem stabil geschichteten Fluid auftreten können. Bei einer ausreichenden Feuchteverteilung in der Atmosphäre, können sie häufig anhand der charakteristischen Wolkenformen in Satellitenbildern beobachtet werden (siehe z. B. Abbildung 2.6). Weiterhin können Schwerewellen die großskalige Strömung beeinflussen (Piani et al. 2000) und spielen auch eine große Rolle im kommerziellen Luftverkehr und bei Segelfliegern (siehe z. B. Doernbrack et al. 2006; Heise und Etling 2014).



Abbildung 2.6: **Charakteristische Wolkenformen für Schwerewellen**

In diesem Satellitenbild der NASA³ sind die charakteristischen Wolkenformen für Leewellen, die beim Überströmen der Île aux Cochons im südlichen Indischen Ozean entstehen, zu sehen. Die wolkenfreien Passagen sind mit absinkenden Luftmassen verbunden, während die aufsteigenden Luftmassen mit den wolkgigen Passagen in Verbindung gebracht werden können.

Wird nun ein Luftpaket in einer stabil geschichteten Strömung aus seiner Ausgangslage ohne Mischung und adiabatisch entgegen der Schwerkraft verschoben, so entsteht aufgrund von Dichteunterschieden eine Schwingung in vertikaler Richtung. Bei dieser Schwingung entspricht die Rückstellkraft der Auftriebskraft des verdrängten Luftpaketes. Die Herleitung für die folgende Schwingungsgleichung (2.3) befindet sich in Nappo (2002).

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -\frac{g}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z} \delta z. \quad (2.3)$$

In dieser Gleichung entspricht δz der vertikalen Verschiebung des Luftpaketes in m, g der Erdbeschleunigung in ms^{-2} , t der Zeit in s und Θ der potentiellen Temperatur in K. Die Gleichung 2.3 beschreibt eine harmonische Schwingung in vertikaler Richtung mit der Schwingungsfrequenz $N = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z}}$, die auch Brunt-Vaisälä-Frequenz (siehe auch Wallace und Hobbs 2006, S. 89) genannt wird. Lösungen der Schwingung haben die Form

$$\delta z(t) = A \cdot \exp(iNt) + B \cdot \exp(-iNt). \quad (2.4)$$

³Quelle: https://eoimages.gsfc.nasa.gov/images/imagerecords/77000/77729/ISS030-E-193144_lrg.jpg (Stand: 30.07.2017)

Die Lösungen beschreiben nur dann eine Schwingung, wenn $N^2 > 0$ gilt, d. h. wenn die Atmosphäre stabil geschichtet ist ($\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$).

Wird ein Luftpaket durch die Orografie bedingt zum Aufsteigen gezwungen und wird durch diesen Prozess eine Schwerewelle ausgelöst, so spricht man auch von Gebirgswellen oder sogenannten Leewellen (Durrán 2003b). Neben der Orografie können Schwerewellen auch durch Fronten (Plougonven und Zhang 2014; Ley und Peltier 1978) oder thermisch bedingt, durch Konvektion (Clark et al. 1986; Pfister et al. 1993), angeregt werden. Im Folgenden werden wir uns jedoch nur auf die durch die Orografie entstehenden Schwerewellen konzentrieren. Es können beim Überströmen einer Bergkette zwei Reaktionen der Strömung auftreten (siehe Beer 1974, S.173). Der erste Effekt ist die Erzeugung einer Rossby-Welle, falls die Ausdehnung der Bergkette groß genug ist, damit der Corioliseffekt einen Einfluss auf die Strömung erlangt (siehe Holton 2004, S. 217). Außerdem können durch die vertikale Auslenkung der Luftpakete Schwerewellen oder in diesem Fall sogenannte Leewellen generiert werden, bei deren Beschreibung häufig der Corioliseffekt vernachlässigt werden kann. Ein ausführlicher Überblick über Leewellen, deren Theorie und Behandlung in numerischen Modellen ist in Wurtele et al. (1996) und Corby (1954) dargestellt.

Häufig wird für die Darstellung von Leewellen lineare Theorie verwendet (siehe Nappo 2002, S.25), die streng genommen nur für flache Berge gilt, aber oftmals ausreichend für die Beschreibung der Dynamik dieses Phänomens ist. Die Betrachtung nach Nappo (2002, S.22 ff.) erfolgt dabei für eine zweidimensionale, stationäre Boussinesq-Strömungen über eine sinus- oder kosinusförmige quasi 2D-Orografie (siehe auch z. B. Durrán 1986), bei der die Strömungsgeschwindigkeit konstant mit der Höhe ist ($u(z) = U$). Zur Vereinfachung wird zusätzlich eine Strömung mit einer konstanten Brunt-Vaisälä-Frequenz ($N(z) = N$) angenommen. Da in dieser Arbeit jedoch nur ein einzelner isolierter Grat betrachtet wird, wird hier nur die Lösung für den isolierten Berg kurz skizziert. Die ausführliche Herleitung befindet sich in Durrán (2003b, 1986) und Nappo (2002). Unter der Annahme einer stationären Strömung, werden Lösungen für den vertikalen Wind, der durch

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + l^2 w = 0 \quad (2.5)$$

gegeben ist, gesucht. Dabei ist w der vertikale Wind und l^2 der sogenannte Scorer-Parameter nach Scorer (1949). Entspricht das überströmte Gebiet nun einem isolierten Berg, wird nicht nur eine einzelne Wellenzahl, wie bei sinus- oder kosinusförmiger Orografie, sondern eine Vielzahl von Wellenzahlen angeregt. Dabei muss die k -te Komponente der Fouriertransformierten des vertikalen Geschwindigkeit ($\hat{w}(k, z) = \mathcal{F}(w(x, z))$) die Gleichung

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + (l^2 - k^2) \hat{w} = 0 \quad (2.6)$$

erfüllen. Die Lösung hat dann die Form

$$\hat{w}(k, z) = ikU\hat{h}(k) \exp(i\sqrt{l^2 - k^2}z) \quad \text{für } k > 0. \quad (2.7)$$

Hierbei entspricht k der angeregten Wellenzahl, U der Windgeschwindigkeit in m s^{-1} und $\hat{h}(k)$ ist die Fouriertransformierte der Orografie $h(x)$. Bei diesen Lösungen können nun drei unterschiedliche Fälle eintreten. Im ersten Fall wird ein sehr schmales Hindernis betrachtet. Die Wellen, die dabei entstehen und sich in vertikaler Richtung ausbreiten, werden gedämpft (evaneszente Wellen). Im zweiten Fall ist der betrachtete Grat sehr breit. Hier treten hydrostatische Schwerewellen auf, die vertikal nach oben propagieren. Im letzten Fall können nicht hydrostatische Schwerewellen, die sowohl vertikal als auch horizontal propagieren, beobachtet werden (siehe Fig. 20.2, S.478 Durran 1986). Diese Ergebnisse basieren jedoch auf der Annahme einer rein zweidimensionalen Strömung. Eine Erweiterung für eine volle dreidimensionale Strömung mit einem isolierten Berg ist in Smith (1980) zu finden. Der Autor konnte zeigen, dass für den unteren Teil der Strömung die Luftpakete eher um das Hindernis strömen und dieses Verhalten gut durch die Theorie von Drazin (1961) beschrieben werden kann. Die Schwerewellen breiten sich mit der Höhe ansteigend in alle drei Raumrichtungen aus und sind parabelförmig im Lee des Berges angeordnet.

Neben der linearen Theorie können jedoch auch die nichtlinearen Effekte einen großen Einfluss auf die Strömung nahe am Berg und auch weiter oberhalb des Hindernisses haben. Unter nichtlineare Effekte fallen zum Beispiel das Brechen der Wellen und der damit verbundenen Rotoren (Doernbrack et al. 2006; Doyle und Durran 2007, 2002; Heise und Etling 2014) oder auch sogenannte *clear air turbulences*, die sehr gefährlich für Flugzeuge sein können (Clark et al. 2000). Beide Phänomene spielen daher eine sehr wichtige Rolle in der Luftfahrt und es ist aufgrund ihrer Gefahr für den Flugverkehr wichtig, diese möglichst genau vorherzusagen (Sheridan und Vosper 2006). Ein weiteres nichtlineares Phänomen sind starke Hangabwinde (Durran 1990; Smith 1985; Klemp und Lilly 1975; Durran 2003a), die auch durch Wellenbrechen oder hydraulische Sprünge verursacht werden können. Diese Hangabwinde sind häufig auch unter dem Namen „Föhn“ (Steinacker 2006) bekannt und heißen unterschiedlich in den verschiedenen Regionen der Erde, in denen sie auftreten.

2.3 Turbulente Strömungen

Unter turbulenten Strömungen versteht man Strömungen, die gekennzeichnet sind durch starke zeitliche als auch räumliche Fluktuationen. Einen Überblick über das Thema Turbulenz kann zum Beispiel in Kundu et al. (2012) (siehe Kapitel 12), Vallis (2006) (siehe Kapitel 8) oder Pedlosky (1979) (siehe Seite 96 ff.) gefunden werden. Im Gegensatz zu den turbulenten Strömungen gibt es laminare Strömungen. Am besten kann man den Unterschied zwischen den beiden Strömungstypen phänomenologisch erklären. Dazu stellt man sich eine langsame Strömung durch ein Rohr vor. In diese Strömung wird etwas farbige Flüssigkeit getropft. Bewegt sich der entstehende Flüssigkeitsfaden gerade ohne Verwirbelungen fort, liegt eine laminare Strömung vor. Diese Strömung kann man sich auch so vorstellen, dass verschiedene Geschwindigkeitsschichten übereinander liegen und es keine Turbulenzen (Verwirbelungen) an deren Schichtgrenzen gibt. Liegt jedoch eine turbulenten Strömung vor, wird sich der Flüssigkeitsfaden sofort in kleine Filamente auflösen, die mit der Strömung fortgetragen werden.

In der realen Atmosphäre treten verschiedene Phänomene auf, die auf unterschiedlichen zeitlichen als auch räumlichen Skalen zu finden sind (siehe z. B. Whiteman 2000, Abbildung 3.1). Bannerwolken sind dabei auf der Microskala zu finden und somit sind turbulente Prozesse, die innerhalb der Grenzschicht ablaufen, wichtig für die Beschreibung der Dynamik von Bannerwolken.

Im folgenden Unterabschnitt 2.3.1 wird zunächst die Grenzschicht und ihre Bedeutung genauer beschrieben. Für den späteren Vergleich von 2D- und 3D-Simulationen, wird in Unterabschnitt 2.3.4 der Unterschied zwischen einer 2D- und 3D-Turbulenz erklärt. Unterabschnitt 2.3.2 zeigt die mathematischen Gleichungen zur Beschreibung turbulenter Strömungen auf. Zum Schluss werden numerische Möglichkeiten vorgestellt, die Lösungen für diese Gleichungen bereitstellen können (Unterabschnitt 2.3.3).

2.3.1 Grenzschicht

Die Idee der Grenzschicht wurde erstmals von Ludwig Prandtl 1904 in Heidelberg (Prandtl 1905) auf einem Konferenzbeitrag präsentiert. Er teilte dabei die Strömung in zwei Teile auf. Die erste Schicht bildet die sogenannte freie Strömung, die nicht durch viskose Effekte beeinflusst wird und die zweite Schicht, die Grenzschicht, die sich nahe am Boden befindet. Innerhalb der Grenzschicht sind die Effekte der Viskosität nun jedoch nicht mehr vernachlässigbar. Weitere Ausführungen zur Grenzschicht und deren Beschreibung finden sich in Anderson (2005) und in dem Lehrbuch von Krause et al. (1997).

Auch in der Atmosphäre kann so eine Unterteilung gefunden werden. Diese wird dabei in eine bodennahe Grenzschicht und in eine darüber liegende freie Atmosphäre aufgeteilt. Einen Überblick über die atmosphärische Grenzschicht kann in Wallace und Hobbs (2006) (Kapitel 9) sowie in dem Lehrbuch von Stull (1988) gefunden werden. Die Höhe der atmosphärischen Grenzschicht variiert je nach Tageszeit und Wettergeschehen und beträgt ungefähr zwei Kilometer (Wallace und Hobbs 2006). Innerhalb der Grenzschicht spielen turbulente Prozesse, die durch Sonneneinstrahlung oder auch durch bodennahe Reibung an Hindernissen verursacht werden, eine große Rolle. Bei einer neutralen Schichtung nimmt der Wind innerhalb der Grenzschicht ein logarithmisches Profil an (siehe z. B. Stull 1988, S.376 ff.),

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (2.8)$$

In der Formel steht z_0 für die Rauigkeitslänge, κ ist die empirische von-Kármán-Konstante mit dem Wert 0,4. Die Variable u_* entspricht der Schubspannungsgeschwindigkeit und ist über $u_*^2 = |\overline{u'w'}|_s$ mit dem vertikalen Impulsfluss verbunden.

2.3.2 Mathematische Beschreibung

Mathematisch beschreiben die Navier-Stokes-Gleichungen die komplette zeitliche und räumliche Entwicklung einer Strömung. In Standardlehrbüchern zur Strömungsdynamik (siehe z. B. Etling (1996) Kapitel 17 oder Vallis (2006) Kapitel 1) findet man die Herleitung der

Gleichungen, welche die Bewegung von Strömungen sowohl turbulenter als auch laminarer Art vollständig beschreiben. Durch die Berücksichtigung viskoser Prozesse stellen die Navier-Stokes-Gleichungen eine Erweiterung der Euler-Gleichungen dar. Zusammen mit der Massenerhaltungsgleichung, der Erhaltung der inneren Energie und der Zustandsgleichung für ideale Gase bilden sie das folgende Gleichungssystem im nicht rotierenden Bezugssystem (welches ausreichend für das in dieser Arbeit zu untersuchende Phänomen ist):

a) **Impulsgleichungen (Navier-Stokes Gleichungen):**

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \underbrace{-\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p}_{\text{Druckgradientkraft}} + \underbrace{\vec{g}}_{\text{Schwerkraft}} + \underbrace{\vec{\mathcal{F}}}_{\text{Reibungskraft}} \quad (2.9)$$

b) **Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung):**

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.10)$$

c) **Erhaltung der inneren Energie:**

$$\frac{D\Theta}{Dt} = \mathcal{H} \quad (2.11)$$

d) **Ideale Gasgleichung:**

$$p = \rho RT \quad (2.12)$$

In diesen Gleichungen entspricht $\vec{v}$ dem dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektor, p bezeichnet den Druck, ρ die Dichte, $\vec{g}$ die Gravitationskonstante, R die ideale Gaskonstante, T die Temperatur und Θ die potentielle Temperatur. Der Term $\vec{\mathcal{F}}$ enthält die Effekte der Viskosität und $\mathcal{H}$ die diabatischen Prozesse.

Die Navier-Stokes-Gleichungen bilden ein System von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen. Mit geeigneten Anfangswerten bzw. Randwerten kann die Gleichung gelöst werden. Die wohl am häufigsten verwendeten Randbedingungen sind einmal die Haftreibungs- (*engl. no-slip condition*) und die Gleitreibungsbedingung (*engl. free-slip condition*). Bei der Haftreibungsbedingung werden sowohl die tangentiale (u_t) als auch die normale (u_n) Geschwindigkeitskomponente auf null gesetzt, d. h. das Fluid ruht direkt an der Wand. Gilt die Gleitreibungsbedingung, haftet das Fluid nicht an der Wand. Das bedeutet, dass die Schubspannungen an der Wand verschwinden, was durch $\frac{\partial u_t}{\partial x_n} = 0$ gegeben ist. Einfache Beispiele der Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen stellen die Couette-Strömung oder auch die Poiseuille-Strömung dar (siehe z. B. Etling 1996, S.219 f).

2.3.3 Numerische Lösungsmethoden

Reale Vorgänge in der Atmosphäre oder auch Strömungen in der technischen Anwendung sind häufig sehr komplex. Zur Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen, der Massenerhaltung und der Erhaltung der inneren Energie müssen numerische Modelle verwendet werden. In der Literatur finden sich dabei vier Möglichkeiten, um turbulente Strömungen zu behandeln (siehe Fröhlich 2006). Diese sind schematisch in Abbildung 2.7 zusammengefasst und werden im Folgenden genauer erklärt.

a) Direkte numerische Simulation (DNS):

In diesem Fall werden alle Skalen (von der Kleinsten bis zur Größten) der Strömung explizit aufgelöst und somit auch simuliert (siehe Abbildung 2.6 a)). Dies setzt jedoch eine sehr feine Diskretisierung in Raum und Zeit voraus. Das wiederum hat zur Konsequenz, dass diese Methode nur für Strömungen mit niedrigen Reynolds-Zahlen, d. h. mit geringer Turbulenz geeignet ist. Ein wichtiger Vorteil der DNS ist jedoch, dass es keine Unsicherheiten bezüglich der Parametrisierungen für den turbulenten Anteil der Strömung gibt. Diese Methode kann deshalb bei der Entwicklung neuer oder bei der Verbesserung alter Parametrisierungen Informationen bereitstellen, um diese zu entwickeln oder zu verbessern.

b) RANS-Simulationen:

Diese Art gehört zum Bereich der statistischen Turbulenzmodellierung. Die Abkürzung RANS steht dabei für „*Reynolds Averaged Navier-Stokes*“, da in dieser Methode die Reynoldsgemittelten Gleichungen gelöst werden. Um diese Gleichungen zu erhalten, werden die prognostischen Variablen (χ) in einen zeitlichen Mittelwert ($\bar{\chi}$) und Fluktuationen um den Mittelwert (χ') zerlegt.

$$\chi = \bar{\chi} + \chi' \quad (2.13)$$

Betrachtet man eine Gleichung der Form (siehe Wirth 2016, S. 41)

$$\frac{Du_i}{Dt} = R_i \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(u_k u_i) = R_i \quad (2.15)$$

spaltet die Variable in einen zeitlichen Mittelwert und deren Fluktuation auf und mittelt diese Gleichung, dann erhält man folgende gemittelte Gleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\bar{u}_k \bar{u}_i) = \bar{R}_i + \frac{\partial}{\partial x_k} \underbrace{(-\overline{u'_k u'_i})}_{\frac{1}{\rho} \tau_{ik}^{RANS}}. \quad (2.16)$$

Da die Gleichungen nicht nur vom Mittelwert, sondern auch von den Fluktuationen abhängen, ist das System nicht mehr geschlossen („Schließungsproblem“). Aufgabe der statistischen Turbulenzmodellierung ist es, einen Ausdruck für den Reynoldsen Schubspannungstensor der Fluktuationen (τ_{ik}^{RANS}) zu finden, um wieder ein geschlossenes Gleichungssystem zu er-

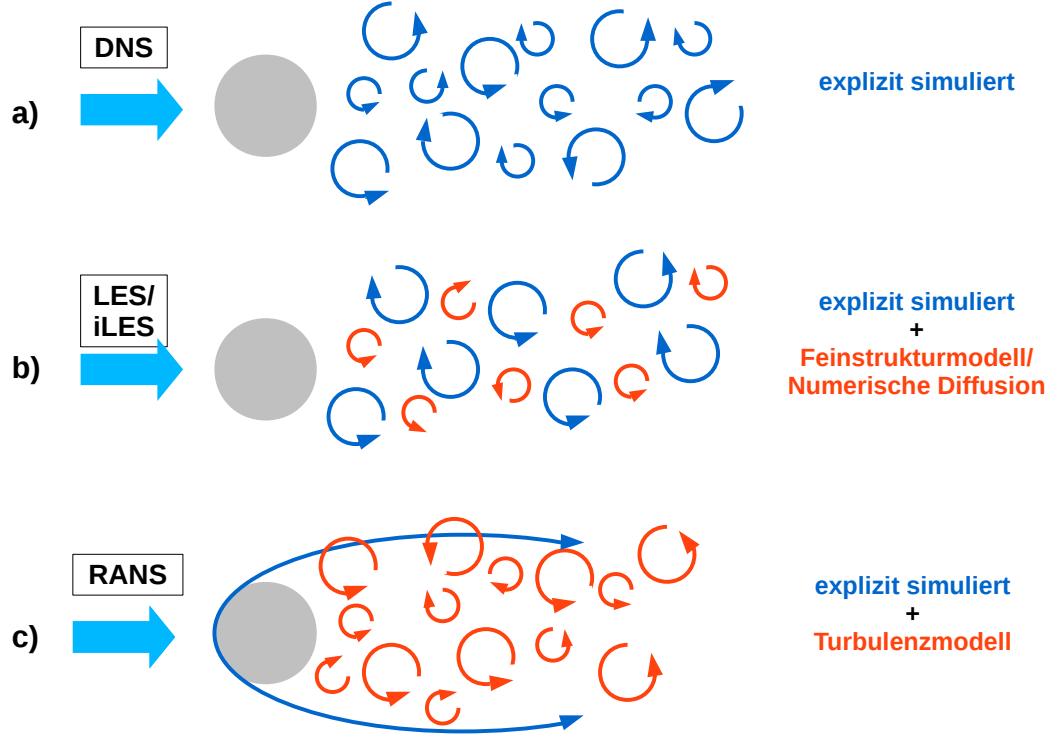


Abbildung 2.7: **Numerische Lösungsmethoden für turbulente Strömungen**

- a) DNS (*engl. Direct Numerical Simulation*),
 b) LES/iLES (*engl. (implicit) Large Eddy Simulation*) und
 c) RANS (*engl. Reynolds Averaged Navier-Stokes*).

In der Schemazeichnung stellt der blaue Teil der Strömung jeweils den explizit simulierten Teil dar, während der rote Teil durch die verschiedenen Turbulenz- oder Feinstrukturmodelle parametrisiert wird.

halten. Dazu gibt es verschiedene Ansätze, die „Turbulenzmodelle“ genannt werden. Häufig wird die Wirbelviskosität eingeführt, die dann mit zusätzlichen Gleichungen bestimmt werden kann. Diese Modelle werden Mischungsweg-, Eingleichungs- oder auch Zweigleichungsmodell genannt. Bei der RANS-Methode wird nur der zeitlich gemittelte Anteil der Strömung simuliert, während die turbulenten Anteile der Strömung modelliert werden (siehe Abbildung 2.7 c)).

c) Grobstruktursimulationen (LES):

Die Abkürzung LES steht dabei für „*Large Eddy Simulation*“. Auch bei diesem Ansatz wird, wie bei der RANS-Methode, die Strömung aufgespalten. Jedoch wird zur Aufspaltung ein Filter benutzt, der die groben ($\langle \chi \rangle$) von den feinen (χ') Skalen (*engl. subgrid scale*) trennt.

$$\chi = \langle \chi \rangle + \chi' \quad (2.17)$$

$$\langle \chi \rangle(\vec{x}, t) = \int_V \chi(\vec{x}', t) \cdot G(\vec{x}, \vec{x}', \Delta) dV \quad (2.18)$$

In Gleichung 2.18 stellt G den verwendeten Filter dar und Δ entspricht der verwendeten Filterbreite. Somit werden die feinen Skalen parametrisiert, während die groben Skalen direkt simuliert werden (siehe Abbildung 2.7 b)). Da bei der Filterung nicht allgemein $\langle \chi' \rangle = 0$ gilt, ergibt sich nach der Filterung folgende Gleichung (Wirth 2016, S. 43)

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\langle u_k \rangle \langle u_i \rangle) = \langle R_i \rangle + \frac{\partial}{\partial x_k} \underbrace{(-\langle u'_k u'_i \rangle - \langle u_k \rangle \langle u_i \rangle)}_{\frac{1}{\rho} \tau_{ik}^{LES}}. \quad (2.19)$$

Auch hier hängen die Gleichungen nicht nur von der groben, sondern zusätzlich von den feinen Skalen der Strömung ab, das heißt, das Gleichungssystem ist wieder nicht geschlossen. Um das Gleichungssystem zu lösen, muss der Reynoldsche Schubspannungstensor (τ_{ik}^{LES}) modelliert werden. Die Parametrisierungen heißen Feinstrukturmodelle (*engl. subgrid-scale model*). Ein entscheidender Unterschied zu der RANS-Methode stellt die Filterung dar. Je feiner das Gitter gewählt wird, desto kleiner werden die Unsicherheiten bezüglich der Parametrisierungen sein, da dann ein größerer Anteil der Strömung explizit simuliert wird. Die wohl bekanntesten Modelle stellen das Smagorinsky-Modell (Smagorinsky 1963) und Eingleichungsmodelle (siehe z. B. Moeng und Sullivan 2003), wobei letztere die Gleichung für die turbulente kinetische Energie zur Bestimmung der Wirbelviskosität enthalten. Einen Überblick über die Methode und ihre Anwendungen finden sich in Moeng und Sullivan (2003).

d) Implizite Grobstruktursimulation (iLES):

Die Abkürzung iLES steht für „*implicit Large Eddy Simulation*“. Auch in diesem Fall wird, wie bei der LES-Methode, die Strömung in einen groben und feinen Anteil zerlegt. Im Gegensatz zur Grobstruktursimulation entfällt die Parametrisierung durch ein Feinstrukturmodell, da angenommen wird, dass ausschließlich die numerische Diffusion der Strömung Energie entzieht. Einen ausführlichen Überblick über diese Methode gibt das Buch von Grinstein et al. (2007).

2.3.4 2D- und 3D-Turbulenz

Die im vorigen Kapitel vorgestellte LES-Methode basiert auf der Annahme, dass die Energie von den großen zu den kleinen Wirbeln transportiert wird und dann durch Reibung dem System entzogen wird. Dieser Vorgang wird auch als Energiekaskade bezeichnet und gilt nur für volle dreidimensionale Strömungen bzw. Turbulenz. In Fröhlich (2006, S.304, Abb. 9.34) wird die Strömung um einen Zylinder für eine zwei- und für eine dreidimensionale Strömung gezeigt. Es ist ersichtlich, dass es dabei Unterschiede im Strömungsmuster gibt. Im zweidimensionalen Fall sind die Wirbel stabiler und zerfallen nicht gleich. Grund dafür ist der grundlegende Unterschied zwischen 2D- und 3D-Turbulenz, der nun beschrieben wird.

Die 2D-Turbulenz wird ausführlich in Kundu et al. (2012, Kapitel 13.18), Vallis (2006, Kapitel 8) oder Tennekes (1978) behandelt. Bei einer reinen zweidimensionalen Strömung gibt es die beiden Erhaltungsgrößen Energie und Enstrophie, wobei letztere die quadrierte Vorticity der Strömung darstellt. Die Enstrophie bleibt erhalten, da in der zweidimensionalen

Strömung aufgrund der Geometrie der Streckungsterm in der Vorticitygleichung fehlt. Es wird die Energie von den kleinen Skalen zu den großen Skalen transportiert, was auch als umgekehrte Energiekaskade bezeichnet wird. Kleine Wirbel wachsen bei diesem Vorgang zusammen und bilden dann größere Wirbel, die stabiler sind.

In einer dreidimensionalen Strömung hingegen erfolgt die Energiekaskade von den großen zu den kleinen Skalen (siehe z. B. Kundu et al. (2012, S.564 ff) oder Etling (1996, S. 249)). In einer solchen Strömung existiert der Streckungsterm in der Vorticitygleichung, weshalb die Enstrophie keine Erhaltungsgröße mehr darstellt. In diesem Fall wird die Energie vom mittleren Grundstrom hin zu den großen Wirbeln und dann zu immer kleineren Wirbeln transportiert, bis die Energie in dissipativen Vorgängen verendet. Dieser Vorgang ist wichtig bei der numerischen Behandlung von turbulenten Strömungen durch Grobstruktursimulationen.

2.4 Verwendetes numerisches Modell: EULAG

In der vorliegenden Arbeit wird das nicht-hydrostatische EULAG Modell, das in Prusa et al. (2008) (und den darin enthaltenen Literaturangaben) vorgestellt wird, für alle numerischen Simulationen verwendet. EULAG steht dabei für „*E*ulerian *semi* *LAG*rangian *fluid solver*“. Wie der Name verrät, können die zugrunde liegenden Gleichungen einmal in fluss (Euler-scher) Form oder wahlweise auch in advektiver (Lagrangescher) Form gelöst werden. Die Gleichungen sind in einem allgemeinen zeitabhängigen gekrümmten Koordinatensystem formuliert und werden dort auch gelöst, wodurch eine Vielzahl von Problemen unterschiedlicher Geometrien effizient untersucht werden können. EULAG stellt auch aus diesem Grund ein sehr wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung von geophysikalischen Strömungen verschiedener Skalen dar, wie zum Beispiel urbaner Strömungen (Smolarkiewicz et al. 2007), Schwerewellen und mikrophysikalische Prozesse innerhalb von Wolken.

In Unterabschnitt 2.4.1 werden die zugrunde liegenden anelastischen Gleichungen, die in EULAG verwendet werden, gezeigt. Im folgenden Unterabschnitt 2.4.2 wird das zur Lösung der Gleichungen benutzte numerische Schema vorgestellt. Zum Schluss wird in Unterabschnitt 2.4.3 das in dieser Arbeit verwendete Feinstrukturmodell, welches den Einfluss der feinen auf die groben Strukturen beschreibt, genauer erklärt.

2.4.1 Modellgleichungen

In EULAG werden die anelastischen Gleichungen nach Lipps und Hemler (1982) gelöst. Die folgenden Erklärungen erfolgen dabei analog zu Dörnbrack et al. (2007). Ausgangspunkt ist das Gleichungssystem bestehend aus den Gleichungen 2.9, 2.10 und 2.11. Im ersten Schritt wird in der Kontinuitätsgleichung 2.10 eine stationäre, jedoch mit der Höhe variierende Dichte angenommen, die als anelastische Kompressibilität (siehe Wirth 2016, S. 233) bezeichnet wird. Im zweiten Schritt werden die Impulsgleichungen derart umgeschrieben, dass der Druck und die Dichte in einen stationären, höhenabhängigen Grundzustand und eine räumlich als

auch zeitlich variable Störung, $p(\vec{x}, t) = p_0(z) + p'(\vec{x}, t)$ und $\rho(\vec{x}, t) = \rho_0(z) + \rho'(\vec{x}, t)$, aufgespalten werden. Ferner gilt für den Grundzustand zusätzlich das hydrostatische Gleichgewicht $dp_0(z)/dz = -\rho_0(z)g$. Wird nun zusätzlich die Näherungen $\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p' \simeq \vec{\nabla}\left(\frac{p'}{\rho_0}\right)$ und $\frac{\rho'}{\rho} \simeq \frac{\rho'}{\rho_0} \simeq -\frac{\Theta'}{\Theta_0}$ aus Lipps und Hemler (1982) auf die Impulsgleichung angewendet, ergibt sich das folgende anelastische Gleichungssystem:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla}\left(\frac{p'}{\rho_0}\right) - \vec{g}\left(\frac{\Theta'}{\Theta_0}\right) + \vec{\mathcal{F}}, \quad (2.20)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_0(z)\vec{v}) = 0, \quad (2.21)$$

$$\frac{D\Theta}{Dt} = \mathcal{H}, \quad (2.22)$$

$$p = \rho RT. \quad (2.23)$$

Das Subskript 0 in den Gleichungen steht für den Basiszustand aus der anelastischen Approximation. In dieser Version wird der Basiszustand nach Clark und Farley (1984) gewählt. Bei der Aufspaltung für die anelastische Approximation in einen Basiszustand und eine Störung muss die Störung klein sein, damit die geltenden Näherungen gemacht werden können (siehe Lipps und Hemler (1982)). Um nun doch größere Störungen zuzulassen, wird ein neuer Umgebungszustand ψ_e für die Variablen $\vec{v}$, Θ und p eingeführt. Dieser Zustand muss nicht unbedingt hydrostatisch sein, sondern kann je nach Problem angepasst werden. Die doppelt gestrichenen Größen stellen die Abweichung des Umgebungszustandes vom Grundzustand dar ($\psi = \psi_e + \psi''$). Allgemein kann der Umgebungszustand frei gewählt werden, wodurch sich unterschiedliche Gleichungssysteme ergeben. In der hier verwendeten Version von Dörnbrack et al. (2007) muss der Grundzustand die Balance zwischen Druckgradient- und Auftriebskraft erfüllen, d. h. es muss gelten

$$0 = -\vec{\nabla}\left(\frac{p_e - p_0}{\rho_0}\right) + g\left(\frac{\Theta_e - \Theta_0}{\Theta_0}\right) \quad (2.24)$$

Zusätzlich wird angenommen, dass die potentielle Umgebungstemperatur stationär ist, d. h. es gilt

$$\Theta_e = \Theta_e(\vec{x}). \quad (2.25)$$

Das daraus resultierende Gleichungssystem, das in dieser EULAG-Version gelöst wird, lautet somit:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_0\vec{v}) = 0, \quad (2.26)$$

$$\frac{D\Theta''}{Dt} = -\vec{v} \cdot \nabla\Theta_e + \mathcal{H}, \quad (2.27)$$

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla}\left(\frac{p''}{\rho_0}\right) + \vec{g}\left(\frac{\Theta''}{\Theta_0}\right) + \vec{\mathcal{F}}, \quad (2.28)$$

$$p = \rho RT. \quad (2.29)$$

Aus diesen Gleichungen erhält man Θ'' prognostisch und p , indem man die Impulsgleichungen mit ρ_0 multipliziert und anschließend die Divergenz bildet. Diese elliptische Druckgleichung muss iterativ gelöst werden, während die Dichte diagnostisch über das ideale Gasgesetz bestimmt wird. Die elliptische Druckgleichung sieht dabei wie folgt aus

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\rho_0 \left(-\vec{\nabla} \left(\frac{p''}{\rho_0} \right) \right) \right) = \vec{\nabla} \cdot \left(\rho_0 \left(-\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} + \vec{g} \left(\frac{\Theta''}{\Theta_0} \right) + \vec{\mathcal{F}} \right) \right). \quad (2.30)$$

2.4.2 Numerik

In diesem Abschnitt wird nun der numerische Lösungsweg beschrieben, der in EULAG verwendet wird. Die Erklärungen erfolgen dabei ähnlich, wie in Smolarkiewicz (1983) beschrieben. Die beiden prognostischen Gleichungen 2.27 und 2.28 können beide in die Gleichungen

$$\frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \psi) = \rho R^\psi \quad (2.31)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \psi) \right) + \underbrace{\psi \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) \right)}_{=0} = \rho R^\psi. \quad (2.32)$$

umgeschrieben werden. In den Gleichungen steht ψ für entweder $\vec{v}$ oder für Θ'' und R^ψ für die jeweiligen Antriebsterme. Die Dichte ρ entspricht der Dichte, die mit der Jacobimatrix der Koordinatentransformation multipliziert wurde, was aus Übersichtsgründen jedoch weggelassen wurde.

Die Gleichung lautet nun in diskreter Flussformulierung unter Verwendung eines „Upstream“-Schemas:

$$\psi_i^{N+1} = \psi_i^N - [F_{i+1/2} - F_{i-1/2}] \quad (2.33)$$

$$F(\psi_i, \psi_{i+1}, u) = [(u + |u|)\psi_i + (u - |u|)\psi_{i+1}] \cdot \frac{\Delta t}{2\Delta x}. \quad (2.34)$$

Dieses Schema erster Ordnung, sowohl in Zeit als auch im Raum, besitzt jedoch eine starke implizite Diffusion, deren Stärke im Folgenden bestimmt wird. Dazu wird u als konstant angenommen. Außerdem wird ψ_i^{N+1} , ψ_{i+1}^N und ψ_{i-1}^N in eine Taylorreihe 2. Ordnung um den Punkt (x_i, t^N) entwickelt. Setzt man diese Summen in Gleichung 2.33 ein, so ergibt sich

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u\psi) \Big|_i^N = \frac{\partial}{\partial x} \underbrace{(0.5(|u|\Delta x - \Delta t u^2))}_{=K_{impl}} \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_i^N. \quad (2.35)$$

Das Problem besteht darin, dass durch den Diskretisierungsfehler ein impliziter Diffusionsterm entsteht, der jedoch auch wichtig für die Stabilität des numerischen Schemata ist und somit nicht einfach durch eine Subtraktion eliminiert werden kann. Die Idee, die nun angewendet wird, ist, dass in einem ersten Schritt die Advektion (siehe Gleichung 2.36) ausgeführt wird und in einem zweiten, dem sogenannten Korrekturschritt, der Effekt der Diffusion um-

gekehrt wird.

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(u_d \psi) \quad (2.36)$$

$$u_d = \begin{cases} -\frac{K_{impl}}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial x}, & \text{für } \psi > 0 \\ 0, & \text{für } \psi = 0. \end{cases} \quad (2.37)$$

u_d steht dabei für die Diffusionsgeschwindigkeit. Ferner wird auch noch eine Antidiffusionsgeschwindigkeit $\tilde{u}$ definiert, für die gilt

$$\tilde{u} = \begin{cases} -u_d, & \text{für } \psi > 0 \\ 0, & \text{für } \psi = 0. \end{cases} \quad (2.38)$$

Aus der Gesamtheit der Annahmen ergibt sich das folgende Advektionsschema MPDATA (*Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm*, siehe Smolarkiewicz (1983)), welches in EULAG verwendet wird:

$$1) \psi_i^* = \psi_i^N - (F_{i+1/2} - F_{i-1/2}) \quad (2.39)$$

$$2) \psi_i^{N+1} = \psi_i^* - (\tilde{F}_{i+1/2} - \tilde{F}_{i-1/2}) \quad (2.40)$$

$$\text{mit } \tilde{u}_{i+1/2} = \frac{(|u_{i+1/2}| \Delta x - \Delta t u_{i+1/2}^2)(\psi_{i+1}^* - \psi_i^*)}{(\psi_i^* + \psi_{i+1}^* + \epsilon) \Delta x} \quad (2.41)$$

Der Parameter ϵ stellt dabei einen Korrekturterm dar, der zwar sehr klein ist, aber gebraucht wird, damit sicher gestellt wird, dass $\tilde{u} = 0$ gilt, wenn $\psi_{i+1}^* = \psi_i^* = 0$ ist.

2.4.3 Feinstrukturmodell

Da in dieser Arbeit Grobstruktursimulationen durchgeführt werden, müssen der Schubspannungstensor der feinen Skalen oder auch Reynold'scher Schubspannungstensor (τ_{ij}) und die turbulenten Flüsse von latenter Wärme ($\mathcal{H}_j$) parametrisiert werden. Das hier verwendete Feinstrukturmodell benutzt die Annahme, dass die Wirbelviskosität (*engl. eddy viscosity*) von der feinskaligen turbulenten kinetischen Energie (kurz: *tke*) abhängt und wird in Sorbjan (1996) genauer beschrieben. Alle untenstehenden Erklärungen stammen dabei aus Sorbjan (1996) und Fröhlich (2006, Seite 163 f.). Für die turbulenten Flüsse und den Schubspannungstensor gilt

$$\tau_{ij} = -k_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.42)$$

$$\mathcal{H}_j = -k_h \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j}. \quad (2.43)$$

In diesen Formeln entspricht die Geschwindigkeit $\bar{u}$ und die potentielle Temperatur $\bar{\Theta}$ der vom Gitter aufgelösten Anteil der Strömung bzw. der potentiellen Temperatur. k_m ist die Wirbelviskosität und k_h der Diffusionskoeffizient. Diese beiden Koeffizienten hängen dabei von der feinskaligen kinetischen Energie, verschiedenen Parametern nach Schumann (1991)

und dem Mischungsweg (siehe Schumann 1991) ab.

Der Vorteil dieses Feinstrukturmodells ist, dass nicht von einem turbulenten Gleichgewicht ausgegangen wird, wie es bei Smagorinsky (1963) der Fall ist. Denn bei starken Scherströmungen besteht die Annahme, dass das turbulente Gleichgewicht nicht mehr erfüllt ist, da im Bereich starker Scherung turbulente kinetische Energie erzeugt wird. Es ist deshalb besser, die Transporteffekte mit zu berücksichtigen. Ein weiterer Vorteil des Feinstrukturmodells besteht darin, dass die feinskalige turbulente kinetische Energie explizit berechnet wird und somit die feinen mit den groben Strukturen der Strömung verglichen werden können.

2.4.4 Komplexe Orografie

Die Behandlung einer vorgegebenen Orografie kann in EULAG auf zwei Arten geschehen. Im ersten Fall werden geländefolgende Koordinaten verwendet (siehe Abbildung 2.8 a)). Das bedeutet, die Modellschichten folgen dem Verlauf der Orografie. Im späteren Verlauf der Arbeit werden wir sehen, dass es für unsere Modellkonfiguration nicht möglich gewesen ist, Simulationen sehr steiler Berge ($\mathcal{A} > 0,5$) in geländefolgenden Koordinaten durchzuführen. Diese wurden numerisch instabil. Jedoch sind diese Simulationen gerade im Hinblick auf die Zugspitzorografie sehr wichtig.

Im zweiten Fall werden sogenannte geländeschneidende Koordinaten verwendet (siehe Abbildung 2.8 b)). Hier liegen Gitterpunkte auch unterhalb der Orografie (rote Punkte in Abbildung 2.8 b)). Dieser Ansatz wird auch als *immersed boundaries* bezeichnet und in Goldstein et al. (1993) und in Mittal und Iaccarino (2005) beschrieben. Durch Addition eines zusätzlichen Terms in den Impulsgleichungen wird das Windfeld bei allen Gitterpunkten, die unterhalb der Orografie liegen, auf Null gesetzt. Dieser Ansatz beschreibt eher eine Haftreibungsbedingung und keine Gleitreibungsbedingung. Das heißt bei der Verwendung der *immersed boundaries* kann die Bodenreibung nicht mehr explizit kontrolliert werden. Die fehlende Kontrolle der Bodenreibung hat keine negative Auswirkung auf die Simulationsergebnisse mit komplexer Orografie, da in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, dass eine starke Bodenreibung die Bildung von Bannerwolken begünstigt.

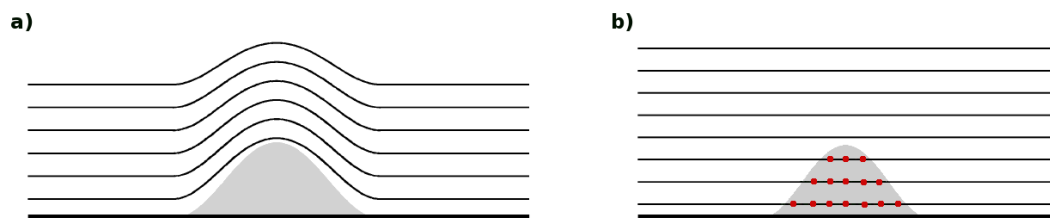


Abbildung 2.8: **Behandlung der Orografie**

Dargestellt sind die beiden in EULAG verwendeten Methoden zur Behandlung der Orografie:

- a) geländefolgende und
- b) geländeschneidende Koordinaten.

Diagnostiken

3

Dieses Kapitel dient dazu, die später in der Arbeit verwendeten Diagnostiken, die zur Ablösung der Grenzschicht, zur Charakterisierung einer Bannerwolke und zur Beschreibung der Strömung um das Hindernis verwendet werden, vorzustellen. Da in dieser Arbeit nur zeitlich gemittelte Modellvariablen zur Auswertung genutzt werden, wird zuerst die verwendete Art der zeitlichen Mittelung erklärt.

3.1 Zeitliche Mittelung der Modellvariablen

Die in den folgenden Abschnitten erklärten Diagnostiken werden in dieser Arbeit mithilfe der zeitlich gemittelten Felder der Modellvariablen berechnet. Aus diesem Grund wird zuerst die verwendete zeitliche Mittelung vorgestellt, die auch in dem Buch von Fröhlich (2006) zu finden ist.

Bei dieser Methode wird schon während der laufenden zeitlichen Integration der Modellgleichungen, Mittelwerte der Variablen berechnet und diese am Ende der Simulation ausgegeben. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Ausgabedatei dadurch viel kleiner ist, da nur für jedes Feld ein Zeitpunkt gespeichert werden muss und nicht mehrere Zeitpunkte für alle Felder. Es muss jedoch schon vor dem Start der Simulation festgelegt werden, ab wann die Mittelung startet und wie lange diese dauern soll. Diese Art der Mittelung wurde in der vorliegenden Arbeit sowie in früheren Arbeiten (siehe z. B. Voigt und Wirth 2013) verwendet und wird im Folgenden näher erläutert.

Es sei ψ eine Modellvariable. Der Mittelwert zum Zeitpunkt t_{n+1} wird mit $\langle\psi\rangle^{n+1}$ bezeichnet und berechnet sich rekursiv nach Fröhlich (2006, S. 273) über

$$\langle\psi\rangle^{n+1} = \alpha \cdot \psi^{n+1} + (1 - \alpha)\langle\psi\rangle^n \quad (3.1)$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{\Delta t}{t_n - t_s}. \quad (3.2)$$

Ein Vorteil der rekursiven Bestimmung ist, dass Rundungsfehler vermieden werden. In der Formel steht t_n für die Zeit des aktuellen Zeitschritts, t_s für die Zeit, bei der die Mittelung gestartet wird und Δt für den Zeitschritt der Integration.

3.2 Relative Feuchte

Laut der Definition der WMO (1975) ist eine Wolke ein „... *hydrometeor consisting of minute particles of liquid water or ice*...“. Im Falle einer Bannerwolke handelt es sich vermutlich um eine warme Wolke. Das bedeutet, die Tröpfchen bestehen aus kondensierten flüssigen Partikeln und nicht aus Eis. Ist die Ansammlung von flüssigen Partikeln so dicht, dass diese sichtbar für das menschliche Auge werden, besitzen diese Luftpakete demnach eine relative Feuchte von über 100 % und gelten dann als Wolke. Da in unseren Simulationen jedoch ausschließlich trockene Luft simuliert wird, benutzen wir zur Berechnung der relativen Feuchte einen zusätzlichen Spurenstoff q , der einer spezifischen Feuchte entspricht (siehe z. B. Voigt und Wirth 2013) und der dann in eine relative Feuchte umgerechnet wird.

Die Berechnung der relativen Feuchte aus dem Spurenstoff (q) wird nun genauer beschrieben: Die relative Feuchte (RH) wird über

$$RH = \frac{e}{e_s(T)} \quad (3.3)$$

definiert. In der Formel entspricht e dem aktuellen Wasserdampfdruck und $e_s(T)$ dem Sättigungsdampfdruck, der über die Formel von Bolton (1980),

$$e_s(T) = 6,112 \text{ hPa} \cdot \exp\left(\frac{17,67 \cdot T}{243,5 + T}\right) \quad (3.4)$$

bestimmt werden kann. Der aktuelle Wasserdampfdruck (e) kann durch die Näherung (siehe z. B. Etling 1996, S. 31)

$$e \approx q \frac{p}{\epsilon} \quad (3.5)$$

berechnet werden. In dieser Gleichung steht p für den Druck, $\epsilon = 0.622$ für das Verhältnis der molaren Massen von feuchter und trockener Luft und q steht für eine spezifische Feuchte, die frei gewählt werden kann. Die relative Feuchte kann somit über

$$RH \approx q \frac{p}{\epsilon e_s(T)} \quad (3.6)$$

bestimmt werden.

Als Ausgabegrößen aus dem Modell erhält man den Druck p und die potentielle Temperatur Θ . Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der potentieller Temperatur ist über

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_L/c_p} \quad (3.7)$$

gegeben. In der Formel steht $p_0 = 1013 \text{ hPa}$ für den Referenzdruck am Boden, p für den aktuellen Druck, $R_L = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ entspricht der spezifischen Gaskonstante für trockene Luft und $c_p = 1003 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ist die spezifische Wärmekapazität für Luft bei konstantem

Druck.

Da nun jedoch ein beliebiges Profil für die spezifische Feuchte (q) gewählt werden kann, hängt die Wolkenentstehung selbst stark von diesem frei wählbaren Profil ab. In der folgenden Abbildung 3.1 und 3.2 werden Ergebnisse für verschiedene q -Profile gezeigt. Das Grundprofil entspricht dabei dem Profil

$$q(z) = q_0 \begin{cases} 1 - a \frac{z}{H} & \text{für } z \leq H \\ 0,1 & \text{für } z > H, \end{cases} \quad (3.8)$$

welches aus Voigt und Wirth (2013) stammt. In der Formel von Voigt und Wirth (2013) entspricht $q_0 = 7 \text{ g kg}^{-1}$, $a = 0,5$ und $H = 1000 \text{ m}$, wobei hier H der Höhe des Hindernisses entspricht. In unseren Simulationen wurde die Hindernishöhe auf 500 m gewählt. In Abbildung 3.1 wurde zuerst ausschließlich das q_0 variiert. Anhand dieser Abbildungen kann festgestellt werden, dass bei sehr feuchten bodennahen Grenzschichten sich eher Wolken am Gipfel ausbilden als bei eher trockenen Grenzschichten. Der Grund dafür ist, dass bei einer größeren spezifischen Feuchte am Boden eine geringere Hebung ausreicht, um eine relative Feuchte von über 100% zu erzeugen.

In Abbildung 3.2 wurde die Höhe (H) der feuchten Schicht verändert. Es ist dabei zu erkennen, dass bei höheren Grenzschichten sich leichter Bannerwolken bilden als bei niedrigen. Grund dafür ist, dass bei einer höheren Grenzschicht, die Menge der feuchten Teilchen am Boden größer ist. Es ist folglich wahrscheinlicher, dass relative Feuchten von über 100 % erreicht werden.

Das Problem besteht darin, dass man das spezifische Feuchteprofil geschickt wählen muss, damit sich eine Wolke bildet. Aus dem Abschnitt 2.1 ist bekannt, dass Bannerwolken durch die Hebung von Luftpaketen im Lee des Berges entstehen. Es lohnt sich deshalb, die im folgenden Kapitel beschriebene Lagrange'sche Vertikalverschiebung (aus Reinert et al. 2007) zu betrachten, da diese Größe völlig unabhängig von dem zu wählenden Feuchteprofil ist. Wie später noch ersichtlich wird, spielt gerade bei den Simulationen mit der realistischen Orographie die Verteilung der Feuchte eine wichtige Rolle. Es ist deshalb sinnvoll, beide Größen in Kombination zur Charakterisierung einer Bannerwolke zu betrachten. Für den Fall der idealisierten Simulationen wird in dieser Arbeit jedoch nur die Lagrange'sche Vertikalverschiebung verwendet.

3.3 Lagrange'sche Vertikalverschiebung

Wie schon in Abschnitt 3.2 erwähnt, stellt die Lagrange'sche Vertikalverschiebung eine wichtige Größe zur Identifizierung einer Bannerwolke dar. Sie hat sich schon in früheren Veröffentlichungen (siehe z. B. Voigt und Wirth (2013) und Reinert et al. (2007)) als sehr hilfreich herausgestellt.

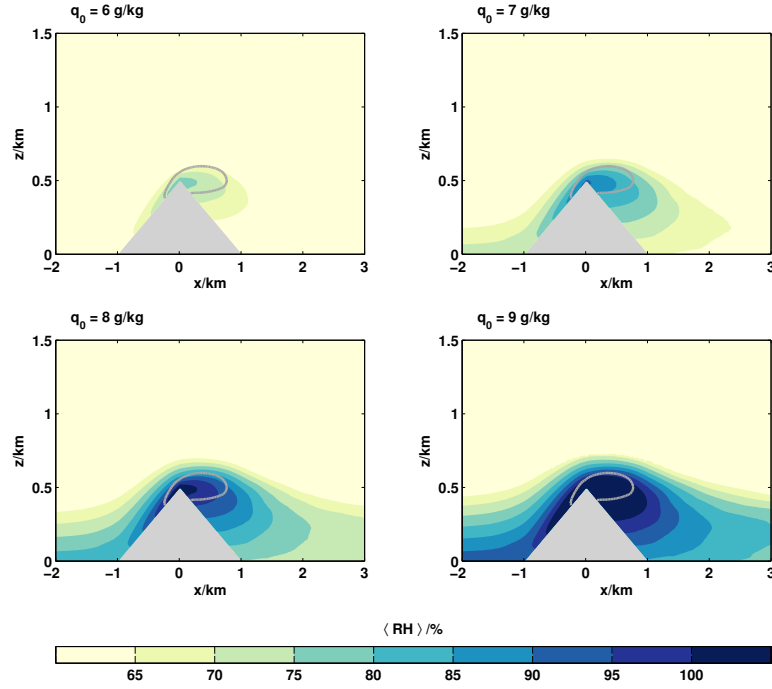


Abbildung 3.1: **Ausbildung einer Wolke für unterschiedliche Bodenfeuchten**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges, für unterschiedliche Werte der Bodenfeuchte $q_0 = 6, 7, 8$ und 9 g/kg .

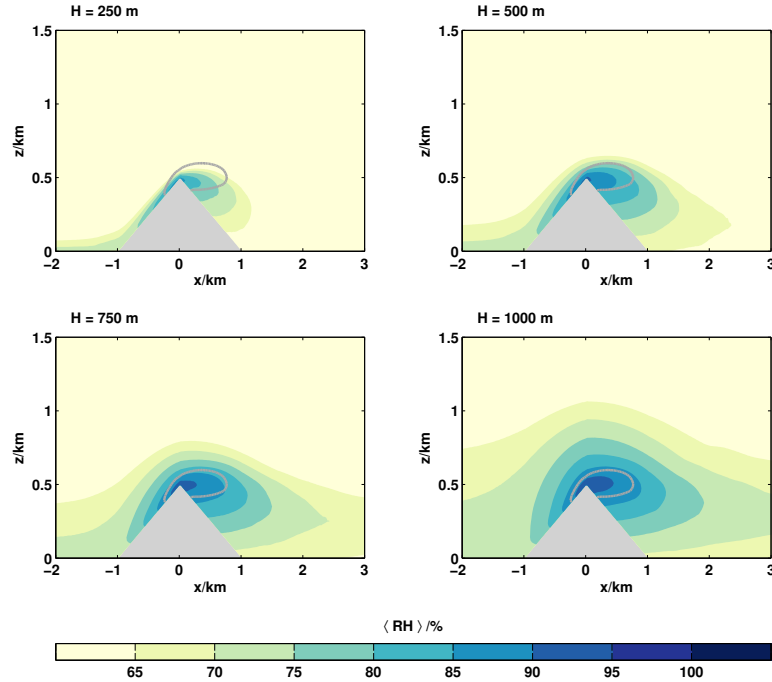


Abbildung 3.2: **Ausbildung einer Wolke für unterschiedliche Höhen der feuchten Schicht**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges, für unterschiedliche Werte der Höhe der feuchten Schicht $H = 250, 500, 750$ und 1000 m .

Wenn von Bannerwolken gesprochen wird, sind Luftmassen gemeint, die durch eine starke Hebung charakterisiert sind und die zusätzlich nur im Lee des Berges auftauchen. Die Lagrange'sche Vertikalverschiebung (Δz) kann mithilfe des Spurenstoffs χ , welcher der Höhe des Luftpaketes zu Beginn der Simulation entspricht, wie folgt bestimmt werden

$$\chi(x, y, z) = z_s, \quad (3.9)$$

$$\Delta z(x, y, z) = z - \chi(x, y, z). \quad (3.10)$$

Die Subskripte s stehen dabei für den Startzeitpunkt. Für Gitterpunkte bei denen $\Delta z < 0$ gilt, sind die Luftpakete im Vergleich zum Startpunkt abgesunken, während für den Fall $\Delta z > 0$ die Luftpakete im Vergleich zum Startzeitpunkt gehoben wurden. In Abbildung 3.3 ist dieser Vorgang schematisch dargestellt. Zu dem Startzeitpunkt befindet sich das Luftpaket an der Stelle $\mathbf{x}_s$. Nach Beendigung der Simulation befindet sich dieses Luftpaket an der Stelle $\mathbf{x}_e$. Aus den beiden Größen kann dann die Lagrange'sche Vertikalverschiebung nach Gleichung 3.10 bestimmt werden.

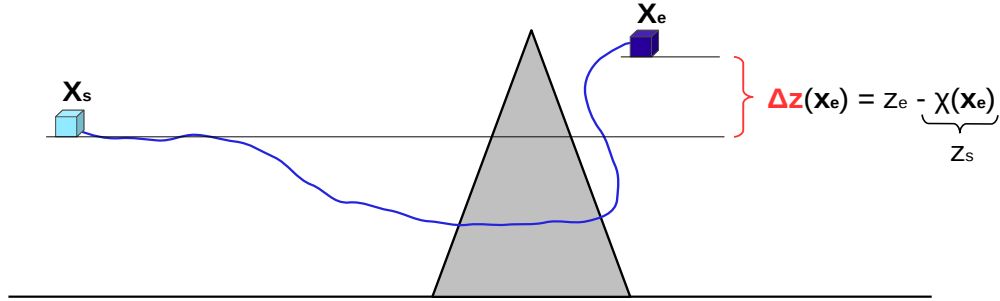


Abbildung 3.3: **Schematische Darstellung zur Lagrange'schen Vertikalverschiebung**

In der Zeichnung entspricht $\mathbf{x}_s$ der Lage des Luftpaketes zum Startzeitpunkt, während $\mathbf{x}_e$ der Lage des Luftpaketes am Ende der Simulation entspricht. Mithilfe dieser beiden Größen kann dann die Lagrange'sche Vertikalverschiebung Δz bestimmt werden.

3.4 Potential für die Bildung einer Bannerwolke

Bannerwolken sind Wolken, die ausschließlich im Lee von Bergen auftreten (Schween et al. 2007). Das bedeutet, es müssen zwei Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein: Erstens muss eine starke Hebung der Luftpakete erfolgen (d. h. hohe positive Werte von Δz) und zweitens müssen sich diese Luftmassen zusätzlich im Lee des Berges befinden. Es ist daher sinnvoll, eine neue Größe, das Potential für die Bildung einer Bannerwolke ($\mathcal{P}$), einzuführen. Bei der Berechnung wird dabei der Mittelwert von Δz einmal für eine Fläche im Lee (die durch die Integrale $\int_{lee}$ dargestellt werden) und für eine Fläche auf der windzugewandten Seite (die durch die Integrale $\int_{ww}$ dargestellt werden) berechnet und dann voneinander abgezogen. Die Flächen reichen beide vom Boden bis zur Höhe des Hindernisses und von der Mitte des Hindernisses bis zum jeweiligen Anfang und Ende des Hindernisses (siehe auch Abbildung 3.4).

Das Potential für die Bildung einer Bannerwolke wird über

$$\mathcal{P} := \frac{\int_{lee} \langle \Delta z \rangle dx dz}{\int_{lee} dx dz} - \frac{\int_{ww} \langle \Delta z \rangle dx dz}{\int_{ww} dx dz} \quad (3.11)$$

bestimmt. Für Werte von $\mathcal{P} \approx 0$ wird weder auf der windzugewandten noch auf der windabgewandten Seite eine Wolke entstehen, da auf beiden Seiten des Hindernisses die Luftpakete ungefähr gleich stark gehoben wurden. Für $\mathcal{P} < 0$ wird eher auf der windzugewandten Seite eine Wolke erwartet, da dort die Luftpakete stärker gehoben wurden als im Lee des Berges. Dies würde dann eher Bedingungen für einen Föhn entsprechen (siehe z. B. Steinacker 2006). Für Werte von $\mathcal{P} > 0$ lässt sich mit einer Wolke im Lee des Berges rechnen. Diese Bedingungen stellen somit eine gute Ausgangssituation für die Bildung einer Bannerwolke dar.

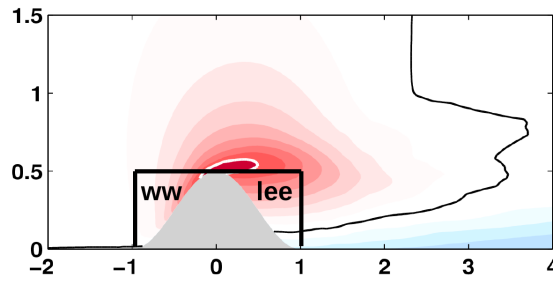


Abbildung 3.4: **Schematische Darstellung zur Berechnung des Potentials für die Bildung einer Bannerwolke $\mathcal{P}$**

In der Zeichnung sind die beiden Flächen im Lee und auf der windzugewandten Seite zu sehen, über die integriert wird.

3.5 Ablösepunkt der Grenzschicht

In dem Unterabschnitt 2.2.1 wird das Regimediagramm von Baines (1995) genauer beschrieben. Die dortige Einteilung in die drei unterschiedlichen Regime hängt davon ab, ob es eine Grenzschichtablösung gibt und wenn ja, wo genau der Ablösepunkt liegt. Es ist deshalb wichtig, den Ablösepunkt der Grenzschicht (siehe z. B. Kundu et al. (2012, S. 386) oder Krause et al. (1997, S. 40 ff.)) genau zu definieren.

Betrachten wir zunächst eine konstante Strömung über eine ebene Platte, wie sie in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Dargestellt sind die Windprofile abhängig vom jeweiligen Zeitpunkt. Zum Zeitpunkt t_1 ist ein konstantes Windprofil zu erkennen. Durch Reibung am Boden der Platte bildet sich nach einiger Zeit eine Grenzschicht aus und es stellt sich ein logarithmisches Windprofil (siehe Unterabschnitt 2.3.1) mit den charakteristischen Größen ein (siehe Zeitpunkt t_2). Nach einiger Zeit, wird der Punkt erreicht, an dem am Boden $du/dx = 0$ und $w > 0$ gilt. Dieser Punkt ist der gesuchte Ablösepunkt am Boden und wird mit S bezeichnet. In Abbildung 3.5 ist dieser zum Zeitpunkt t_3 erreicht. Einen Zeitschritt später wird der Wind in Bodennähe eine umgekehrte Richtung haben (siehe t_4). Im Windfeld in Strömungsrichtung kann somit der Ablösepunkt als der Punkt identifiziert werden, bei dem das Feld von

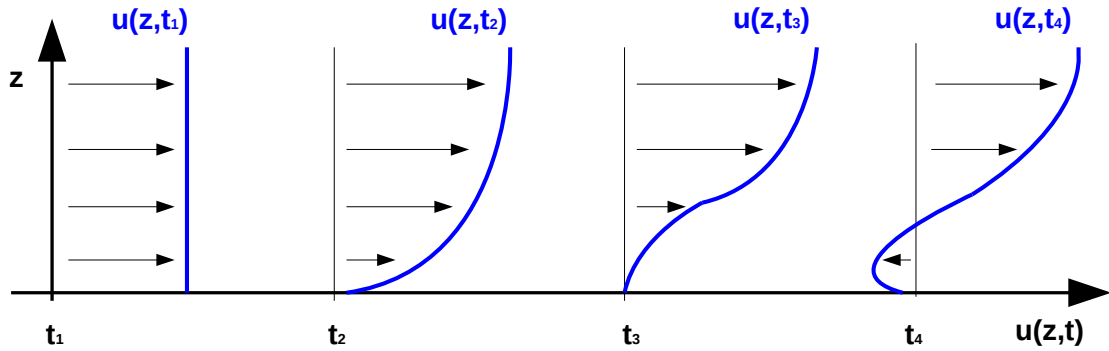


Abbildung 3.5: **Schematische Darstellung zur Grenzschichtentwicklung und zur Ablösung**

Dargestellt ist schematisch eine Strömung mit konstanter Geschwindigkeit zum Zeitpunkt t_1 . Durch vorhandene Bodenreibung verändert sich das Windprofil, wie zu den späteren Zeitpunkten t_2 , t_3 und t_4 zu erkennen ist. Zum Zeitpunkt t_3 ist der Ablösepunkt S erreicht.

einem positiven zu einem negativen Wert übergeht. In Abbildung 3.6 ist dies einmal für eine Strömung um ein kosinusförmigen Berg gezeigt. In der Abbildung ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung ($\langle u \rangle$ in m s^{-1}) dargestellt. Der Ablösepunkt wurde mit dem schwarzen Punkt gekennzeichnet.

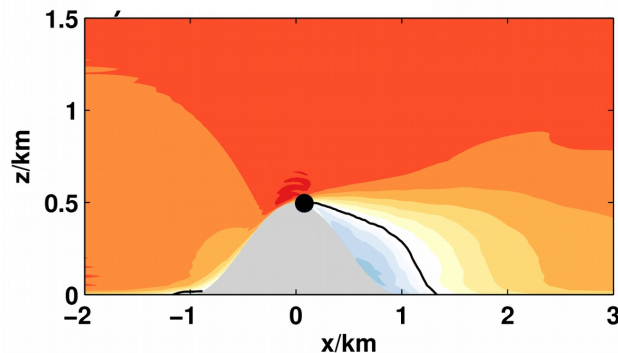


Abbildung 3.6: **Ablösepunkt der Grenzschicht an einem kosinusförmigen Berg**

Die farbigen Flächen stellen den Wind in Strömungsrichtung (rote Farben) und entgegen der Strömungsrichtung (blaue Farben) dar. Der Ablösepunkt S ist durch den schwarzen Punkt markiert.

3.6 Rückwärtstrajektorien und Stromlinien der zeitlich gemittelten Strömung

Um einen Überblick zu bekommen, wie die Strömung um ein Hindernis aussieht, können Stromlinien des zeitlich gemittelten Windfeldes betrachtet werden. In Abbildung 3.7 ist ein solches Stromlinienbild für den jeweiligen zweidimensionalen Wind in einer vertikalen und horizontalen Ebene dargestellt. Bei der Ausbildung eines Wirbels auf der windabgewandten

Seite (wie in diesem Bild zu sehen ist) kann man die Größe und Position des Wirbels abschätzen. Durch Kombination der beiden Bilder lässt sich ein dreidimensionales Bild des Wirbels konstruieren.

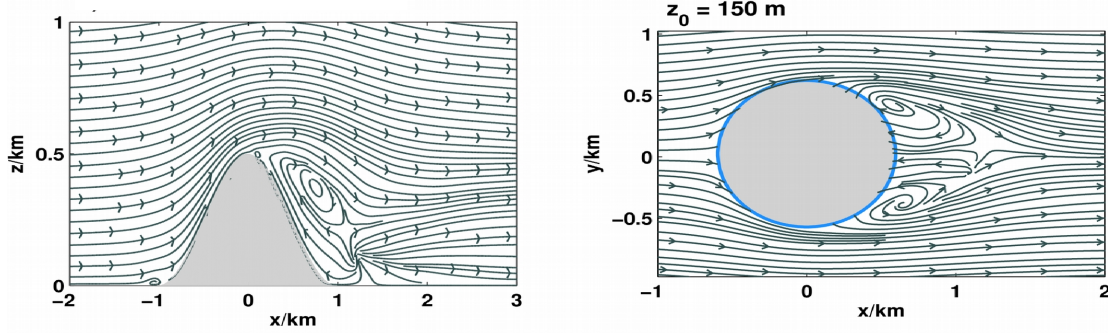


Abbildung 3.7: **Stromlinien um einen kosinusförmigen Berg**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten zweidimensionalen Strömung in einer vertikalen Ebene durch die Mitte des Berges (links) und einer horizontalen Ebene in einer Höhe von $z_0 = 150 \text{ m}$ (rechts).

Weiterhin ist bekannt, dass bei einer stationären Strömung die Stromlinien den Trajektorien entsprechen (siehe Holton 2004, S. 68). Diese Trajektorien können an unterschiedlichen Punkten gestartet werden. Um den Startpunkt einer Trajektorie zu bestimmen, kann man rückwärts in der Zeit rechnen, weshalb solche Trajektorien auch als Rückwärtstrajektorien bezeichnet werden. Im umgekehrten Fall sprechen wir von einer Vorwärtstrajektorie.

Die Berechnung der Trajektorien mit dem zeitlich gemittelten Windfeld geschieht nach dem folgenden Schema: Der Startpunkt der Trajektorie sei $\mathbf{x}(x_s, y_s, z_s)$. Im ersten Schritt wird beginnend vom Windfeld am Startpunkt aus die Trajektorie entweder vorwärts oder rückwärts um den Zeitschritt Δt_{traj} bestimmt. Der daraus resultierende neue Punkt $\mathbf{x}(x_1, y_1, z_1)$ wird dann als neuer Startpunkt für einen weiteren Rückwärts- oder Vorwärtsschritt benutzt. Dabei muss dieser neue Punkt nicht unbedingt einem Gitterpunkt entsprechen.

$$\mathbf{x}(x_1, y_1, z_1) = \mathbf{x}(x_s, y_s, z_s) + \mathbf{v}(x_s, y_s, z_s) \cdot \Delta t_{traj} \quad (3.12)$$

$$\mathbf{x}(x_2, y_2, z_2) = \mathbf{x}(x_1, y_1, z_1) + \mathbf{v}(x_1, y_1, z_1) \cdot \Delta t_{traj} \quad (3.13)$$

...

Es wird weiterhin ein einfacher Euler-Vorwärts Schritt verwendet, da Schappert und Wirth (2015) gezeigt haben, dass sich bei anderen Verfahren keine großen Unterschiede ergaben. Bei der Wahl des Zeitschritts muss jedoch beachtet werden, dass dieser nicht zu groß gewählt wird, da sonst die Berechnung der Trajektorien ungenau wird. Hat man im Modellgebiet eine minimale Gitterweite von Δ_{min} und einen maximalen Wind von u_{max} , sollte der maximale Zeitschritt $\Delta t_{max, traj}$ nicht größer sein als $\Delta t_{max, traj} < \Delta_{min}/u_{max}$. In unseren Simulationen wurde der Zeitschritt auf $\Delta t_{traj} = 1 \text{ s}$ gesetzt, da sich für kleinere Zeitschritte kaum Änderungen ergeben (siehe auch Schappert und Wirth 2015; Voigt und Wirth 2013).

Ein weiterer Vorteil dieser Trajektorien ist neben der Darstellung der Strömung, dass wir zum Beispiel die Lagrange'sche Vertikalverschiebung mithilfe der Trajektorien berechnen können. Wir können zum einen die Trajektorien zeitlich als auch räumlich begrenzen, d. h. wir können uns die Lagrange'sche Vertikalverschiebung einmal nach einer gewissen Zeit, z. B. 10 min, anschauen oder wir betrachten die Lagrange'sche Vertikalverschiebung von Trajektorien, die alle die gleiche Länge besitzen.

In Abbildung 3.8 ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung einmal anhand des Spurenstoffs χ und außerdem über die Rückwärtstrajektorien für unterschiedlich lange Laufzeiten $t = 10, 20, 40, 60$ und 120 min gezeigt. Die beiden Felder der Lagrange'schen Vertikalverschiebung, die einmal über den Spurenstoff und über Rückwärtstrajektorien bestimmt werden, ähneln sich sehr für längere Laufzeiten der Rückwärtstrajektorien. Das fleckige Muster im Lee des Berges kommt dadurch zustande, dass dort die Strömung sehr turbulent ist und deshalb die Berechnung der Trajektorien ungenauer ist. Im Gegensatz dazu ist die Strömung vor dem Berg relativ laminar und deshalb stimmen beide Muster relativ gut überein. Zudem enthält die Berechnung über die Trajektorien nicht die subskalige Mischung des Spurenstoffes, weshalb zusätzliche Unterschiede entstehen können.

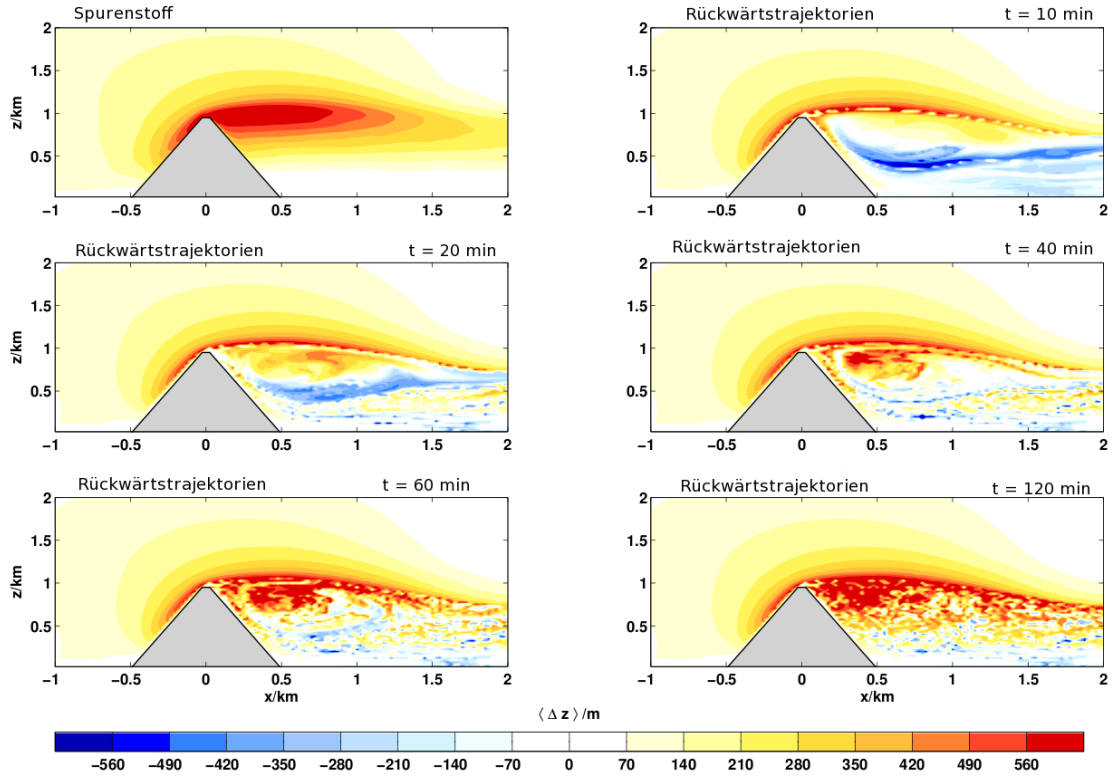


Abbildung 3.8: **Lagrange'sche Vertikalverschiebung über den Spurenstoff und über Rückwärtstrajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung einmal über den Spurenstoff χ berechnet (links oben) und über Rückwärtstrajektorien mit unterschiedlichen Laufzeiten $t = 10, 20, 40, 60$ und 120 min.

Idealisierte Modellsimulationen

4

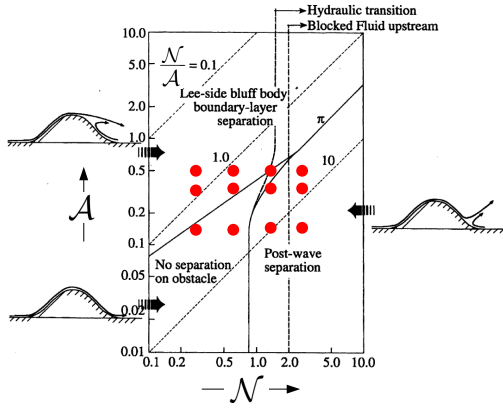
In diesem Kapitel werden idealisierte numerische Simulationen, die zur Beantwortung der in Kapitel 1 beschriebenen offenen Fragen dienen, vorgestellt. Es werden hierbei zum einen der Einfluss der Schichtung der Atmosphäre und zum anderen die Rolle der Orografie auf die Entstehung von Bannerwolken systematisch untersucht. Außerdem soll die Bedeutung der Bodenreibung sowie die in Unterabschnitt 2.2.2 beschriebene Wirbelbildung näher analysiert werden. Zum Schluss wird zusätzlich die Form des Berges variiert, um die Bedeutung der Bergform beim Entstehungsprozess zu charakterisieren. Im Hinblick auf die Zugspitze werden auch idealisierte Simulationen vorgestellt, die die Frage nach der Rolle der Asymmetrie in der Orografie klären sollen. Teile dieses Kapitels wurden bereits in Prestel und Wirth (2016) veröffentlicht.

4.1 Schichtung der Strömung und Steilheit des Hindernisses

In diesem Abschnitt wird die Wirkung der Strömung, zeitgleich mit dem Einfluss der Steilheit des Hindernisses auf die Bildung einer Bannerwolke, an einem Berg ohne scharfe Kanten, untersucht. Dieser Aspekt ist neu, da in vorangegangenen Arbeiten (siehe z. B.: Schappert und Wirth 2015; Voigt und Wirth 2013; Reinert und Wirth 2009) die Einstellungen für die Strömung und für das Hindernis möglichst so gewählt wurden, dass die Bildung einer Bannerwolke erfolgte. Die Wahl der Parameter orientierte sich dabei stark an den Beobachtungen an der Zugspitze (siehe Voigt und Wirth 2013; Wirth et al. 2012). Wie in Unterabschnitt 2.2.1 dargestellt wird, hängt das Verhalten der Strömung beim Um- bzw. Überströmen eines Hindernisses von den beiden Parametern $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$ ab. Baines (1995) fasste dies in seinem Regiediagramm, das in Abbildung 4.1 in modifizierter Weise dargestellt ist, zusammen. Es wird nun systematisch dieses Diagramm durch Variieren der Parameter $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$ abgetastet, um die folgende Frage zu beantworten:

- In welchem Teil des Diagramms sind die Bedingungen ideal für die Bildung einer Bannerwolke?

Damit alle drei Regime in den Simulationen enthalten sind, werden 12 Kombinationen aus unterschiedlich geschichteten Strömungen und Aspektverhältnissen der Hindernisse simuliert (siehe rote Punkte in Abbildung 4.1). Da die Experimente von Baines und Hoinka (1985)

Abbildung 4.1: **Modifiziertes Regimediagramm nach Baines (1995)**

Dargestellt ist das Verhalten der Strömung beim Überströmen eines Hindernisses für verschieden steile Berge (A) in Kombination mit unterschiedlich stark geschichteten Strömungen (N). Es können dabei drei verschiedene Regime (leeseitige, keine und durch Schwerewellen induzierte Grenzschichtablösung) festgestellt werden. Die roten Punkte entsprechen den durchgeführten Simulationen.

nur für quasi 2D-Strömungen¹ durchgeführt wurden, Bannerwolken jedoch eine volle 3D-Strömung benötigen (siehe z. B.: Schappert und Wirth 2015), werden die Simulationen sowohl in einer 2D- als auch in einer 3D-Geometrie berechnet, um beide miteinander zu vergleichen.

4.1.1 Modellkonfiguration

In allen folgenden Simulationen wurde ein Berg ohne scharfe Kanten verwendet, damit sich nicht alleine aufgrund der gewählten Geometrie die Grenzschicht ablöst. Dies wurde in früheren Simulationen durch eine Pyramide erreicht (siehe z. B.: Schappert und Wirth 2015; Voigt und Wirth 2013). Die verwendete Bergform entspricht deshalb hier einem $\cos^2$ -Berg, welcher durch Gleichung 4.1 beschrieben wird und eine feste Höhe von $h_0 = 500$ m besitzt.

$$h(x, y) = \begin{cases} h_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi \cdot r}{2 \cdot L}\right) & \text{wenn } r \leq L \\ 0 & \text{wenn } r > L. \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\text{mit } r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$$

Zusätzlich wurden drei unterschiedliche Modellgeometrien verwendet, die wie folgt bezeichnet werden:

1. **Aufbau A:** Hier handelt es sich um eine reine 2D-Strömung mit einer 2D-Orografie ($h(x, y = 0)$). Das Modellgebiet ist in Abbildung 4.2a dargestellt.
2. **Aufbau B:** In diesem Fall wird eine 3D-Strömung mit einer 3D-Orografie ($h(x, y)$) verwendet und ist in Abbildung 4.2b dargestellt.
3. **Aufbau C:** Dieses beinhaltet eine 3D-Strömung mit einer 2D-Orografie (siehe Abbildung 4.2c) und wird von Baines (1995) als quasi 2D beschrieben. In diesem Fall

¹Quasi 2D-Strömung bedeutet, dass die Strömung dreidimensional ist, jedoch die Orografie einer 2D-Geometrie folgt. Dies entspricht einem langgezogenen Rücken.

entspricht das Modellgebiet dem aus Aufbau A, jedoch mit einem entsprechenden Grat in y-Richtung, mit dem Profil $h(x, y = y_0)$.

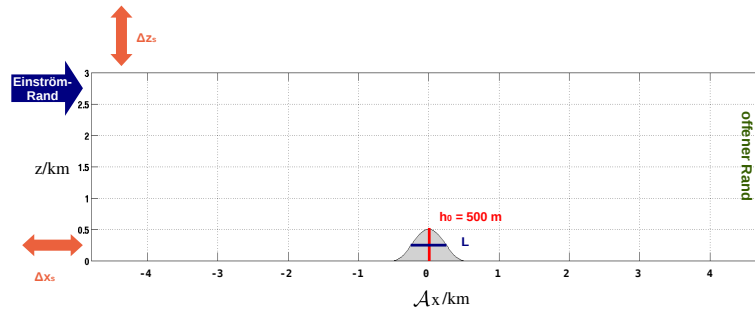
Für die unterschiedlichen Modellkonfigurationen werden nun jeweils 12 Simulationen mit verschiedenen Kombinationen der Parameter $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$ durchgeführt (siehe Abbildung 4.1 rote Punkte), um einen möglichst großen Teil des Regimediagramms von Baines (1995) abzutasten. Um die beiden Parameter $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ zu variieren, werden lediglich die Variablen L und N verändert, während h_0 und U konstant gehalten werden (siehe dazu Gleichung 2.1 und 2.2).

Die in Abbildung 4.2 dargestellten Gebiete zeigen ausschließlich dessen inneren Teil. In dieser Arbeit bezeichnet inneres Gebiet, den Bereich ohne zusätzliche Schwämme an den Rändern. Die Schwämme befinden sich am seitlichen Einströmrand und am Oberrand des inneren Gebietes. Innerhalb der Schwammschichten wird der Wind auf das Einströmprofil relaxiert. Für **Aufbau A** hat das innere Modellgebiet eine Ausdehnung in Strömungsrichtung (x-Richtung) von $9,6 \cdot \mathcal{A}^{-1} \text{ km}$ und deckt 3 km in der Vertikalen (z-Richtung) ab. Es wird ein uniformes Gitter von 768×120 Gitterpunkten verwendet, was einer vertikalen Auflösung von $\delta z = 25 \text{ m}$ in den flachen Teilen des Modells entspricht. In Bergnähe ändert sich die vertikale Auflösung, da ein geländefolgendes Koordinatensystem verwendet wird. Die horizontale Auflösung entspricht $\delta x = 25 \cdot \mathcal{A}^{-1} \text{ m}$ und ist somit abhängig vom Aspektverhältnis des Hindernisses und wird so gewählt, dass die Anzahl der Gitterpunkte in x-Richtung nicht verändert werden muss. Das Modellgebiet für **Aufbau B** hat eine Ausdehnung in Strömungsrichtung von $4,0 \cdot \mathcal{A}^{-1} \text{ km}$, $2,4 \cdot \mathcal{A}^{-1} \text{ km}$ in y-Richtung und 1,5 km in z-Richtung. Die vertikale Richtung ist im Vergleich zu den 2D-Simulationen kleiner, da bei einer vollen 3D-Strömung die zu erwartenden Schwerewellen aufgrund der geänderten Geometrie schwächer sind. Die Ausdehnung entspricht einem uniformen Gitter von $320 \times 192 \times 60$ Gitterpunkten, was wiederum einer Auflösung von $\delta z = 25 \text{ m}$ in den flachen Teilen des Gebietes und $\delta x = \delta y = 25 \cdot \mathcal{A}^{-1} \text{ m}$ entspricht. Für **Aufbau C** gleicht das Modellgebiet den Einstellungen für Aufbau A, jedoch besitzt es die Hälfte der in Aufbau B verwendeten Gitterpunkten in y-Richtung. Somit hat dieses Gebiet ein uniformes Gitter von $768 \times 96 \times 120$ Gitterpunkten.

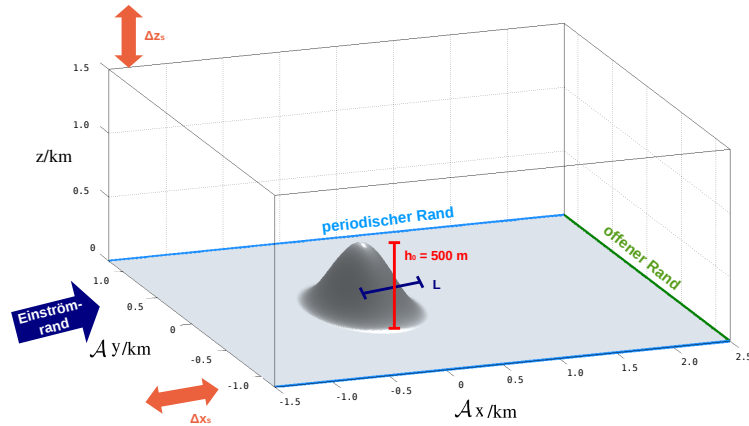
Wie schon zuvor erwähnt, gibt es oberhalb des Modellgebietes eine Schwammschicht, die das Windfeld auf das Einströmprofil relaxiert und damit Schwerewellen dämpft. Die Dicke der Schwammschicht beträgt in allen Simulationen $\Delta z_s = 1,5 \text{ km}$. Für Simulationen mit $\mathcal{N} > 0.3$ werden zusätzlich Reflexionen am Einströmrand beobachtet. Um diese zu verringern, wird dort ein Schwamm mit einer Dicke von $\Delta x_s = 1,6 \cdot \mathcal{A}^{-1} \text{ km}$ implementiert. Der Einfluss der Schwämme sowie die Ausdehnung des gesamten Modellgebietes auf die Strömung nahe am Berg, wird im Anhang A genauer untersucht.

Der Boden wird über eine Gleitreibungsbedingung (*engl. partial-slip condition*) beschrieben, welches ein vereinfachten Ansatz der Bodenreibung

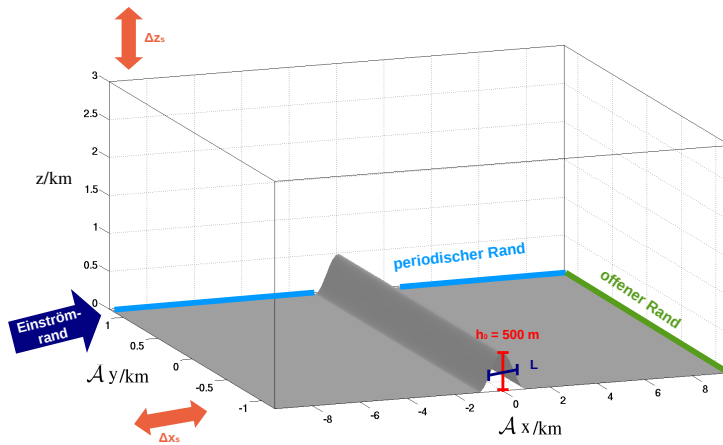
$$\boldsymbol{\tau} = \rho_0 \cdot c_d \cdot \sqrt{u_0^2 + v_0^2} \cdot \mathbf{v}_0 \quad (4.2)$$



(a) Aufbau A (2D-Strömung)



(b) Aufbau B (3D-Strömung)



(c) Aufbau C (quasi 2D-Strömung)

Abbildung 4.2: Modellgebiete für die unterschiedlichen Hindernisgeometrien

Das Gebiet für Aufbau A stellt eine reine 2D-Strömung mit einer 2D-Orografie dar. Im Aufbau B wird eine volle 3D-Strömung mit einer 3D-Orografie verwendet. Im Aufbau C, wird eine volle 3D-Strömung mit einer 2D-Orografie genutzt, welche als quasi 2D-Strömung bezeichnet wird.

beinhaltet. Hierbei entspricht τ der Normalkomponente des Schubspannungstensors am Boden, $\mathbf{v}_0 = (u_0, v_0)$ dem Wind am Boden, $\rho_0 = 1,23 \text{ kg m}^{-3}$ einer konstanten Dichte am Boden und c_d dem Reibungskoeffizienten, der in diesem Kapitel abgesehen von Abschnitt 4.2 auf $c_d = 0,01$ gesetzt wird.

Am Einströmrand werden Profile für Wind $u(z)$, potentielle Temperatur $\Theta(z)$ und zusätzlich ein passiver Spurenstoff $\chi(z)$ vorgegeben (genauere Beschreibung siehe Abschnitt 3.3).

$$u(z) = (U, 0, 0), \quad (4.3)$$

$$\Theta(z) = \Theta_0 \cdot \exp\left(\frac{N^2 \cdot z}{g}\right), \quad (4.4)$$

$$\chi(z) = z. \quad (4.5)$$

Hierbei entspricht $U = 9 \text{ m s}^{-1}$, $\Theta_0 = 283 \text{ K}$ und $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$. Die Brunt-Väisälä-Frequenz N wird jeweils für die Simulationen verändert und ist konstant für die Strömung. Durch diese Wahl ist der Stabilitätsparameter $\mathcal{N}$ am Berg wohl definiert.

Im Folgenden werden nur noch zeitlich gemittelte Felder der Modellvariablen, die durch $\langle \dots \rangle$ gekennzeichnet sind, untersucht. Dazu wird ein Mittelwert bestimmt, der in Abschnitt 3.1 beschrieben wird. Die Berechnung startet, sobald die Strömung ihren stationären Zustand (Vorlaufzeit, *engl. spin-up time*, kurz t_s) erreicht hat. Danach erfolgt die Berechnung des zeitlichen Mittelwertes für weitere 60 min. Die Vorlaufzeit des Modells ist nach $t_s = 20 \cdot \mathcal{A}^{-1}$ min erreicht (für weitere Informationen siehe dazu Anhang A). Die zeitliche Auflösung beträgt für alle Simulationen $\Delta t = 0,5 \text{ s}$.

4.1.2 Analyse der 2D- und quasi 2D-Strömungen

Das Verhalten der 2D-Strömung wird mithilfe des zeitlich gemittelten Windfeldes in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) in Abbildung 4.3 und den Stromlinien des zeitlich gemittelten Windfeldes in Abbildung 4.4 dargestellt. In den beiden Abbildungen nimmt von oben nach unten die Steilheit des Berges ($\mathcal{A}$) ab, während von links nach rechts die Stabilität der Strömung ($\mathcal{N}$) zunimmt. Diese Simulationen stellen somit den markierten Bereich des Regimediagramms in Abbildung 4.1 dar. In den Simulationsergebnissen ist zu erkennen, dass für steile Berge in Kombination mit einer schwach stabil geschichteten Strömung (siehe Abbildung 4.3 a)), eine leeseitige Grenzschichtablösung auftritt. Wird die Stabilität der Strömung bei gleichem Aspektverhältnis erhöht (siehe Abbildung 4.3 a), b), c) und d)) wird zunächst der Rückströmbereich, der sich vom Gipfel bis zum Boden im Lee des Berges erstreckt kleiner, bis dieser komplett verschwindet (siehe Abbildung 4.3 d)). Jedoch kann eine Ablösung der Grenzschicht, die sich im Lee des Berges befindet, diesen aber nicht berührt beobachtet werden (siehe Abbildung 4.3 d)). Dieses Regime wird als Schwerewellen induzierte Grenzschichtablösung bezeichnet. Dort tritt die Ablösung der Grenzschicht ca. 2 km hinter dem Hindernis auf. Durch die Rückstellkraft der Strömung aufgrund einer erzwungenen Hebung der Luftpakete durch den Berg wird die Ablösung der Grenzschicht direkt am Berg

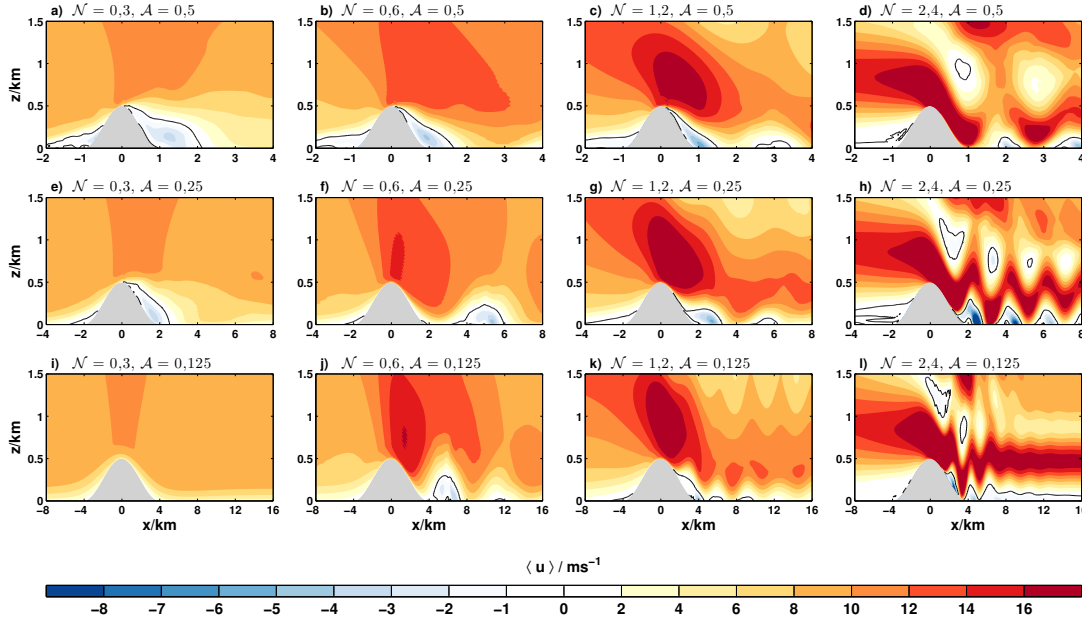


Abbildung 4.3: **Grenzsichtablösung der 2D-Strömung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) für die 2D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

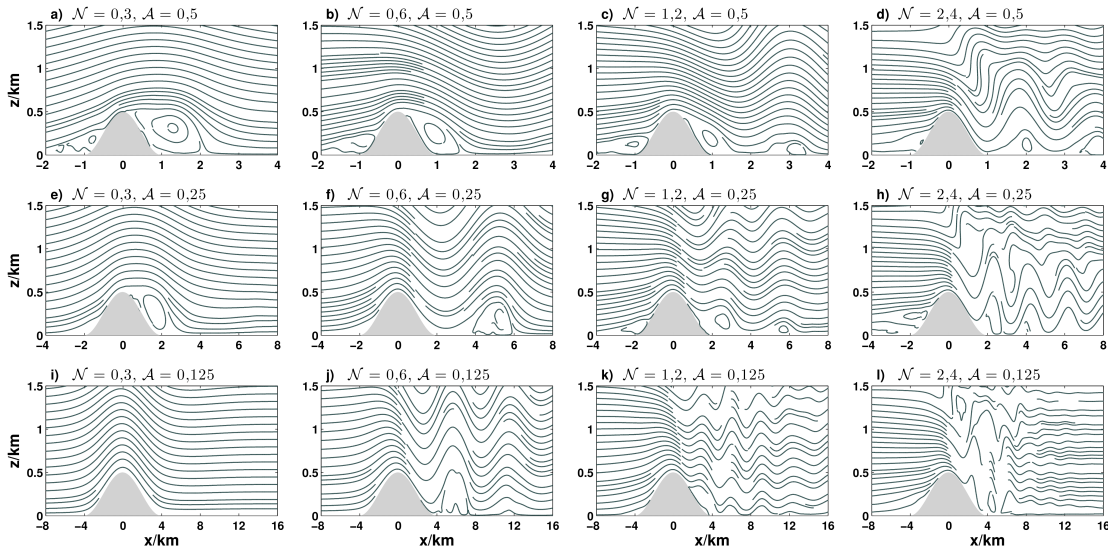


Abbildung 4.4: **Regimeverhalten der 2D-Strömung**

Dargestellt sind die Stromlinien des zeitlich gemittelten Windfeldes der 2D-Strömung. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt bei allen Simulationen $c_d = 0,01$.

im Lee unterdrückt, da die Luftpakete in Richtung Boden zurück beschleunigt werden. In Abbildung 4.3 c) ist eine Art Übergangsregime zwischen der leeseitigen und der Schwerewellen induzierten Grenzschichtablösung zu sehen, da beide Arten gleichzeitig vorhanden sind. Betrachtet man für den Übergang von leeseitiger zu Schwerewellen induzierter Grenzschichtablösung die Stromlinien der zeitlich gemittelten Strömung (siehe Abbildung 4.4 a), b), c) und d)), ist zu erkennen, dass der Leewirbel für den Fall der leeseitigen Grenzschichtablösung (Abbildung 4.4 a)) relativ weit im Lee des Hindernisses ausgedehnt ist. Je stärker die Schichtung der Strömung wird, desto kleiner wird dieser Wirbel, bis er schließlich ganz am Berg verschwindet. Wird die Schichtung weiter erhöht, kann ein neuer Wirbel im Lee entstehen, der nun jedoch nicht mehr mit dem Berg direkt in Kontakt ist. Für den Fall eines Berges mit einem Aspektverhältnis von $\mathcal{A} = 0,25$ liegt der Übergang von leeseitiger zu Schwerewellen induzierter Ablösung zwischen $\mathcal{N} = 0,3$ und $0,6$ (siehe Abbildung 4.3 e) und f)). Dieses Verhalten kann bei steileren Bergen erst bei stärker geschichteten Strömungen beobachtet werden, wie aus Abbildung 4.4 c) und d) zu schließen ist.

Als nächstes wird der Übergang von leeseitiger zu keiner Grenzschichtablösung analysiert. Für Simulationen mit einem Stabilitätsparameter von $\mathcal{N} = 0,3$ kann dieser Übergang in Abbildung 4.3 a), e) und i) beobachtet werden. Es ist zu erkennen, dass für kleiner werdende Aspektverhältnisse (also für sehr flache Berge), der Rückströmbereich ab $\mathcal{A} = 0,125$ komplett verschwindet (Abbildung 4.3 i)). In diesem Regime kann keine Grenzschichtablösung, weder direkt am Berg noch weiter im Lee des Berges, beobachtet werden. Es stellt sich hier außerhalb der bodennahen Grenzschicht eine Potentialströmung ein, die man im Feld der Wirbelstärke (*engl. vorticity*) erkennen kann (siehe Abbildung C.1 i)). In diesem Bild sind die Werte im ganzen Gebiet nahe Null und nur in einer dünnen Schicht nahe am Boden sehr leicht positiv, was der reibungsbedingten Grenzschicht entspricht. Bei den anderen Bildern sind vor allem am Gipfel die Werte erhöht. Das Verhalten der Strömung kann in Abbildung 4.4 a), e) und i) beobachtet werden. Je flacher der Berg wird, desto schwieriger ist die Grenzschichtablösung und desto kleiner wird der Leewirbel, bis dieser komplett verschwindet und die Strömung eher laminar über das Hindernis verläuft. Der Übergang von leeseitiger zu keiner Grenzschichtablösung liegt für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,03$ zwischen $\mathcal{A} = 0,25$ und $0,125$.

Für sehr flache Berge kann jedoch auch eine Grenzschichtablösung beobachtet werden. Dazu muss die Strömung stabil geschichtet sein. In unseren Simulationen tritt eine Grenzschichtablösung für Hindernisse mit $\mathcal{A} = 0,125$ und einer Strömung mit $\mathcal{N} > 0,3$ auf, wie in Abbildung 4.3 j) zu erkennen ist. Der Übergang zwischen keiner und Schwerewellen induzierter Grenzschichtablösung liegt für $\mathcal{A} = 0,125$ zwischen $\mathcal{N} = 0,3$ und $0,6$ (vergleiche Abbildung 4.3 i) und j)). Erhöht man weiter die Stabilität der Strömung (siehe Abbildung 4.3 k) und l)) wandert der Ablösepunkt den Berg hinauf, wobei der Gipfel nicht ganz erreicht wird. Der Rückströmbereich im Lee des Berges weist dort zusätzlich einen wellenförmigen Charakter auf, sodass nicht von einer leeseitigen Ablösung gesprochen werden kann, obwohl der Ablösepunkt nahe am Gipfel liegt.

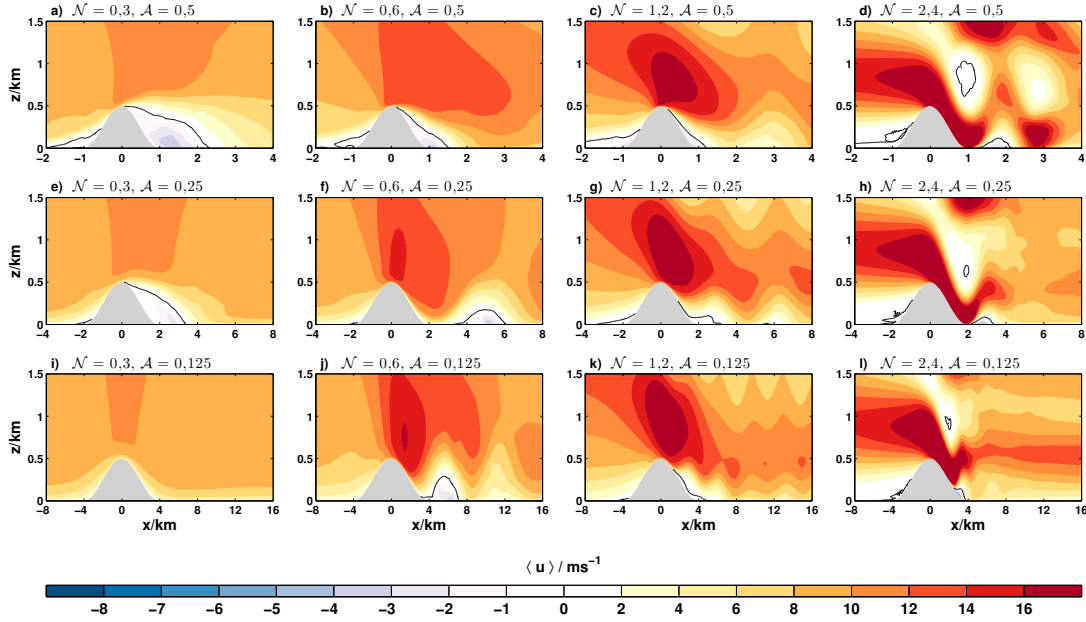


Abbildung 4.5: **Grenzschichtablösung der quasi 2D-Strömung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) in einem xz -Schnitt für die quasi 2D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

Die Ergebnisse für die reinen 2D-Simulationen passen gut zu dem Regimediagramm, das experimentell von Baines und Hoinka (1985) gefunden wurde. Es stellt sich jedoch die Frage, ob die vorher diskutierten reinen 2D-Strömungen überhaupt mit den Ergebnissen von Baines und Hoinka (1985) verglichen werden können, da in seinen Experimenten ausschließlich quasi 2D-Strömungen verwendet wurden. Des Weiteren ist die Bezeichnung Grobstruktursimulation einer reinen 2D-Strömungen problematisch, wie in Unterabschnitt 2.3.4 dargestellt wird, da das Konzept dieser Simulationsart auf dem Wirbelzerfall einer vollen 3D-Strömung basiert (siehe z. B. Fröhlich 2006). Da ein Regimediagramm für eine reine 2D-Strömung existiert, wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, ist davon auszugehen, dass die Unterschiede nicht sonderlich groß sein werden. Der Vollständigkeit halber werden aber die Ergebnisse der quasi 2D-Strömung in Abbildung 4.5 gezeigt. Vergleicht man dieses Bild mit Abbildung 4.3, sind hauptsächlich Unterschiede für die eher stabil geschichteten Strömungen zu erkennen. Jedoch sind die Strömungen nahe am Berggipfel sehr ähnlich. Lediglich für eher stabil geschichtete Strömungen entsteht im Lee des Berges ein anderes Strömungsmuster. Eine Erklärung dafür gibt Abbildung C.2, die das aktuelle Windfeld in y -Richtung v (in m s^{-1}) in einem xy -Schnitt auf 250 m beinhaltet. Es fällt auf, dass für jede Zeile die Werte des Windes von links nach rechts zunehmen. Weiter kann beobachtet werden, dass immer an der Stelle, an der die Grenzschicht abreißt, das v -Feld groß wird. Das bedeutet, dass Turbulenz angeregt wird, wodurch der Wind auch eine Komponente in y -Richtung bekommt und somit Unterschiede im Strömungsmuster auftreten können, da diese Komponente in den reinen 2D-Simulationen

nicht existiert.

4.1.3 Analyse der 3D-Strömung

Für die 3D-Strömungen sind die Windfelder der jeweiligen Kombinationen von $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ in Abbildung 4.6 und 4.7 dargestellt. In Abbildung 4.6 wird ein xz-Schnitt (durch die Mitte des Berges) für den Wind in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) gezeigt, während in Abbildung 4.8 die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw-Komponenten des Windfeldes dargestellt sind.

Es ist deutlich zu erkennen, dass auch im Falle einer 3D-Strömung alle drei Regime vorhanden sind (siehe Abbildung 4.6). Für sehr steile Berge, kombiniert mit einer schwach geschichteten Strömung (siehe Abbildung 4.6 a)), kann eine leeseitige Grenzschichtablösung beobachtet werden. Im Vergleich zu der dazugehörigen 2D-Simulation (siehe Abbildung 4.3 a)) ist hier jedoch der Rückströmbereich nicht so weit im Lee ausgedehnt und erscheint auch viel schwächer. Wird nun bei gleicher Orografie die Schichtung der Strömung erhöht (siehe Abbildung 4.6 a), b), c) und d)), kann der Übergang von leeseitiger zu einer durch Schwerewellen ausgelösten Ablösung der Grenzschicht beobachtet werden. Der Übergang liegt dabei zwischen $\mathcal{N} = 0,6$ und $1,2$. Bei einer sehr starken Schichtung kann wiederum eine Art leeseitige Grenzschichtablösung beobachtet werden (siehe Abbildung 4.6 d)). Der Ablösepunkt liegt hier jedoch immer noch unterhalb des Gipfels und der Rückströmbereich ist weiter im Lee ausgedehnt als in Abbildung 4.6 a). Zusätzlich weist dort der Rückströmbereich ein welliges Muster am Oberrand auf, was auf eine Ablösung durch Schwerewellen hindeutet.

Betrachtet man die dazugehörigen Stromlinienbilder (siehe Abbildung 4.7 a), b), c) und d)) wird deutlich, dass im Falle einer leeseitigen Grenzschichtablösung ein Leewirbel direkt am Berg liegt. Je stärker die Schichtung der Atmosphäre wird, desto kleiner wird dieser Wirbel, bis er schließlich verschwindet. Erhöht man dann weiter die Schichtung der Strömung, taucht ein Wirbel im Lee des Berges auf, der jedoch nicht direkt am Berg sondern weiter stromabwärts liegt. Werden zusätzlich die Stromlinien des zeitlich gemittelten horizontalen Windes in einer Höhe von 250 m (siehe Abbildung 4.8 a), b), c) und d)) für die Interpretation verwendet, ist zu erkennen, dass der Wirbel für die leeseitige Grenzschichtablösung einem sogenannten Bogenwirbel entspricht (siehe Voigt und Wirth 2013, Fig. 4). Auch für den sehr stabil geschichteten Fall (siehe Abbildung 4.8 d)) können zwei gegenläufige Wirbelpaare im Lee des Berges beobachtet werden, diese sind jedoch viel weiter im Lee ausgedehnt. Dieses Ergebnis ist konsistent mit dem sehr weit im Lee ausgedehnten Rückströmbereich. Die beiden horizontalen Wirbelpaare unterscheiden sich stark vom Bogenwirbel, da sie eher horizontal angeordnet und stärker und weiter im Lee ausgedehnt sind.

Für eine eher neutral geschichtete Atmosphäre (hier: $\mathcal{N} = 0,3$) kann der Übergang von leeseitiger zu keiner Ablösung zwischen $\mathcal{A} = 0,25$ und $0,125$ beobachtet werden, was sehr gut mit den 2D-Simulationen zusammenpasst (vergleiche Abbildung 4.3 und 4.6 jeweils a), e) und i)). Im Falle keiner Grenzschichtablösung erhält man außerhalb der Reibungsschicht nahe am Boden eine Potentialströmung, die im Feld der Wirbelstärke in Abbildung C.3 erkennbar ist.

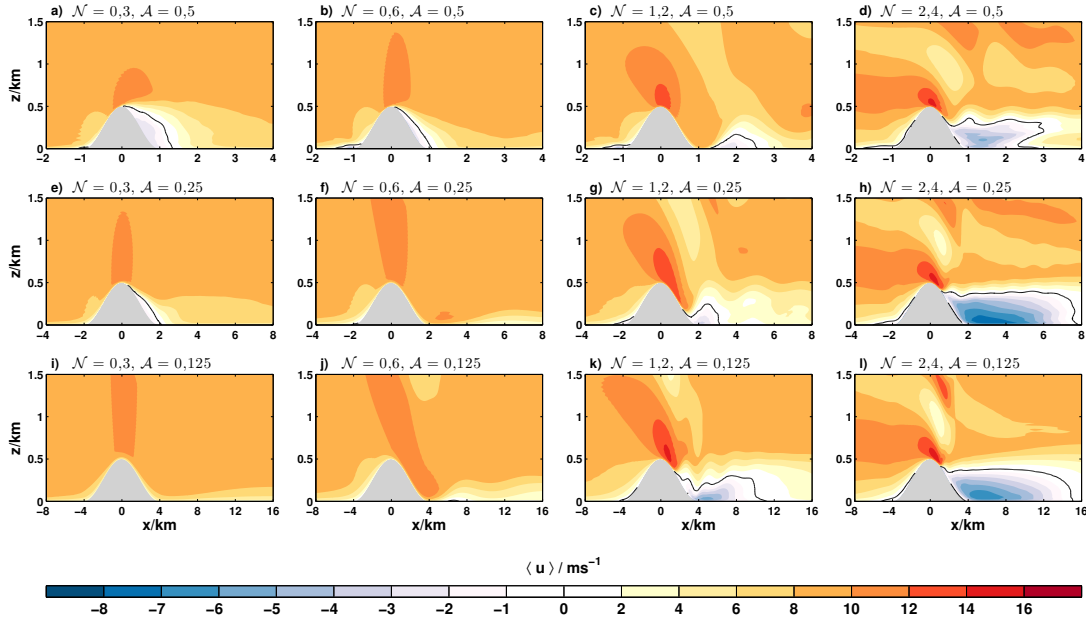


Abbildung 4.6: **Grenschichtablösung der 3D-Strömung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld der 3D-Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

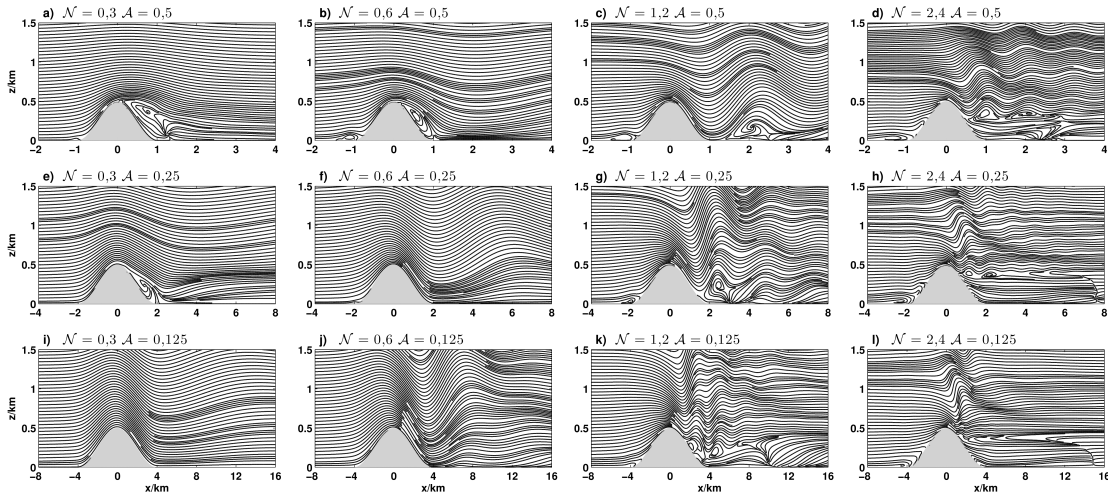


Abbildung 4.7: **Regimeverhalten der 3D-Strömung**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw-Komponenten des Windfeldes in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt bei allen Simulationen $c_d = 0,01$.

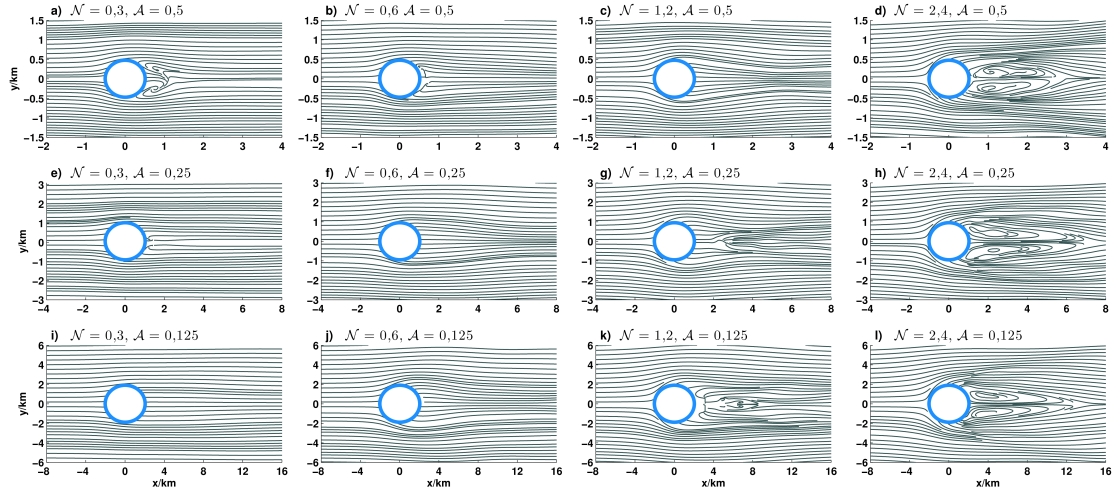


Abbildung 4.8: **Regimeverhalten der 3D-Strömung**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten horizontalen Strömung in einer Höhe von 250 m. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt bei allen Simulationen $c_d = 0,01$.

In den beiden Stromlinienbildern (siehe Abbildung 4.7 und 4.8 i)) sind keine Wirbel ersichtlich. Zudem scheint in diesem Bereich die Strömung eher über das Hindernis zu strömen als außen herum. Dies kann man im Geschwindigkeitsfeld in vertikaler Richtung (siehe Abbildung C.4) erkennen. Die Werte des vertikalen Windes vor dem Berg sind sehr viel größer bei eher neutral geschichteten Strömungen (siehe Abbildung C.4 i)) im Vergleich zu stärker geschichteten Strömungen (siehe Abbildung C.4 l)).

Wird nun bei eher flachen Bergen (hier: $\mathcal{A} = 0,125$) die Schichtung der Strömung erhöht (siehe Abbildung 4.6 unterste Reihe), kann bei genügend starker Schichtung eine Grenzschichtablösung am Berg beobachtet werden. Dieser Übergang liegt zwischen $\mathcal{N} = 0,6$ und $1,2$. Auch in diesem Fall sind zwei gegenläufige Wirbelpaare im Lee des Berges zu erkennen, welche durch die seitliche Grenzschichtablösung hervorgerufen werden.

Weiterhin ist zu beobachten, dass alle drei Regime für Berge mit $\mathcal{A} = 0,25$ sichtbar sind (siehe Abbildung 4.6 mittlere Reihe). Von links nach rechts erkennt man zuerst leeseitige, dann keine und wieder eine Ablösung der Grenzschicht im Lee des Berges, welche durch Schwerewellen induziert wird. Wobei in diesem Fall der Rückströmbereich viel weiter im Lee ausgedehnt ist als im Vergleich zu der Ablösung für eher neutral geschichtete Strömungen.

Die Ergebnisse der 3D-Strömung passen sehr gut zu den Ergebnissen der 2D-Strömung, wobei leichte Unterschiede gerade in der Intensität der Schwerewellen aber auch in der Ausdehnung der Rückströmbereiche beobachtet werden können. Diese Unterschiede können zurückgeführt werden auf die unterschiedliche Geometrie der Strömungen und Hindernisse.

Vergleicht man diese Ergebnisse nun mit den 3D-Experimenten aus Hunt und Snyder (1980), kann festgestellt werden, dass die Simulationen und die Experimente gut zusammenpassen. In beiden Fällen können für ein Hindernis mit einem Aspektverhältnis von ca. 0,4 drei unterschiedliche Regime beobachtet werden. Für $\mathcal{N} \gg 1$ erfolgt die Strömung eher horizontal um den Berg, während für $\mathcal{N} \approx 1$ eine durch Schwerewellen verzögerte Grenzschichtablösung beobachtet werden kann. Für den Fall $\mathcal{N} \ll 1$ ähnelt die Strömung dem neutralen Fall.

4.1.4 Bildung einer Bannerwolke

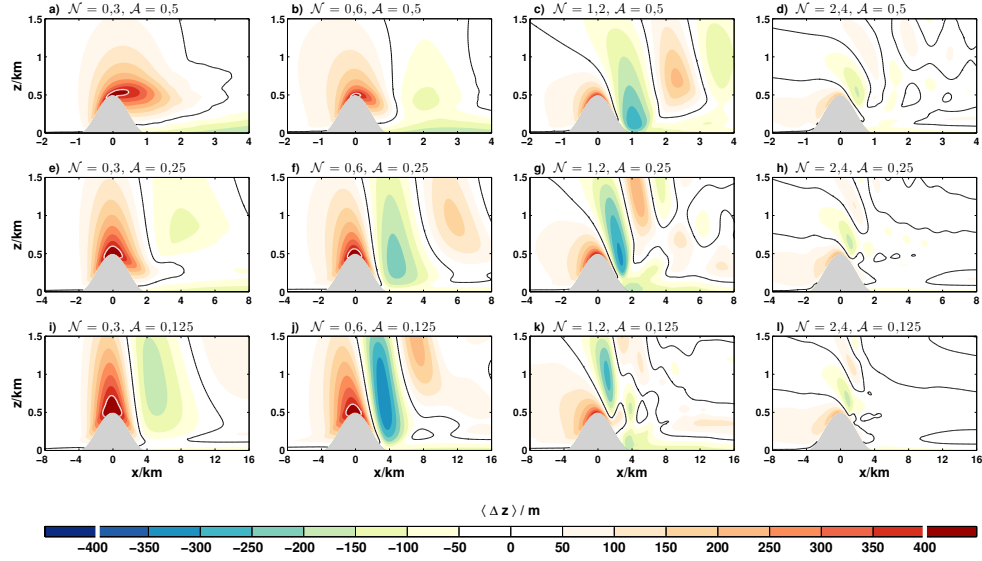
In diesem Abschnitt wird die Frage beantwortet, in welchem Teil des Regimediagramms die Bedingungen günstig für die Bildung von Bannerwolken sind. Es wird dazu in Abbildung 4.9 die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für die volle 3D-Strömung mit einer 3D-Orografie gezeigt.

Anhand der Bilder ist zu erkennen, dass nur im Falle einer eher schwach geschichteten Strömung in Kombination mit einem steilen Berg (siehe Abbildung 4.9 a)) eine für eine Bannerwolke charakteristische Verteilung der Lagrange'schen Vertikalverschiebung zu beobachten ist. Bei Verstärkung der Schichtung für steile Berge (siehe Abbildung 4.9 a), b), c) und d)), verschwindet die asymmetrische Verteilung mit großen positiven Werten im Lee des Berges, bis schließlich sogar negative Werte im Lee gefunden werden können (siehe Abbildung 4.9 c)). Bei negativen Werten für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung liegen Bedingungen vor, die eher wolkenauflösend im Lee und wolkenfördernd auf der windzugewandten Seite des Hindernisses sind. Diese Situation entspricht somit eher Föhnbedingungen. Weiter fällt auf, dass je stärker die Schichtung der Strömung ist, desto geringer sind die Werte der Lagrange'schen Vertikalverschiebung. Dies liegt daran, dass bei stabil geschichteten Strömungen eher ein Um- als ein Überströmen des Berges erfolgt. Die Strömung bewegt sich dabei entlang horizontaler Schichten, wie auch schon in Drazin (1961) beschrieben wurde. Dies kann man auch anhand einer Skalenanalyse folgern (siehe z. B. Epifanio und Rotunno 2005). Die vertikale Auslenkung in einer stabil geschichteten Strömung ist durch $\Delta z \leq U/N$ festgelegt. Durch Umschreiben der Ungleichung folgt

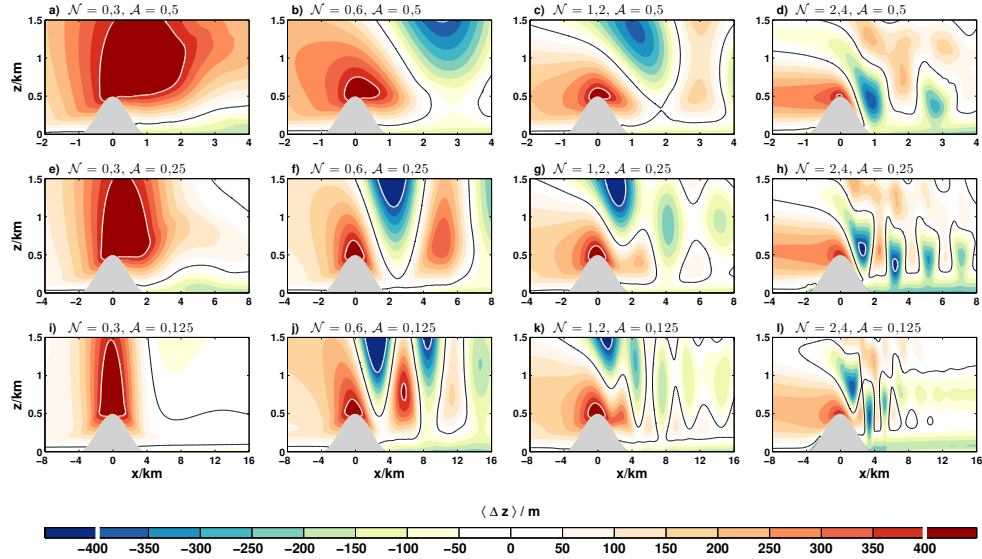
$$\frac{\Delta z}{h_0} \leq \frac{U}{Nh_0} = \frac{1}{\mathcal{N}}. \quad (4.6)$$

Aus dieser Überlegung ergibt sich, dass für stabil geschichtete Strömungen, d. h. $\mathcal{N} \gg 1$, die vertikale Verschiebung kleiner als h_0 sein muss, was z. B. in Abbildung 4.9 d) zu erkennen ist. In dieser Abbildung ist die maximale Hebung ungefähr 200 m und somit kleiner als die Berghöhe von $h_0 = 500$ m.

Betrachtet man den Übergang zwischen leeseitiger zu einer fehlenden Ablösung der Grenzschicht (siehe Abbildung 4.9 a), e) und i)) ist zu erkennen, dass das asymmetrische Muster für eine steile Orografie in eine eher symmetrische Verteilung übergeht. Die maximalen Werte werden oberhalb des Gipfels angenommen. Diese Konditionen würden einer Wolkenkappe (siehe Whiteman 2000, S. 89) entsprechen, bei der eine laminare Strömung vorherrscht.


 Abbildung 4.9: **Bildung von Bannerwolken für eine 3D-Strömung**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m). Die schwarze Kontur zeigt die Nullkontur, während die weiße Konturlinie für eine Hebung von 400 m und eine Absenkung um -400 m steht. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt für alle Simulationen $c_d = 0,01$.


 Abbildung 4.10: **Bildung von Bannerwolken für 2D-Strömung**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) der 2D-Strömung. Die schwarze Kontur zeigt die Nullkontur, während die weiße Konturlinie für eine Hebung von 400 m und eine Absenkung um -400 m steht. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt für alle Simulationen $c_d = 0,01$.

Vergleicht man nun die Ergebnisse der 3D-Strömung mit den Ergebnissen der 2D-Strömung (vergleiche Abbildung 4.9 mit Abbildung 4.10) kann ein ähnliches Verhalten beobachtet werden. Im Regime der leeseitigen Ablösung ist das Muster sehr asymmetrisch mit hohen positiven Werten von Lagrange'scher Vertikalverschiebung im Lee des Berges. Die höchsten Werte sind hier jedoch oberhalb des Gipfels erkennbar (siehe Abbildung 4.10 a)). Diese Anordnung widerspricht der Definition einer Bannerwolke nach Schween et al. (2007). Die Verteilung ist mit zunehmender Schichtung wieder so, dass auf der windzugewandten Seite hohe Werte zu finden sind und im Lee sogar negative Werte, was eher wolkenauflösenden Bedingungen entspricht. Auch der Übergang zwischen leeseitiger und keiner Ablösung (siehe Abbildung 4.10 a), e) und i)) ist gut zu erkennen, da der Übergang von einer asymmetrischen in eine symmetrische Verteilung übergeht. Hier würde man erwarten, dass sich die Wolke eher symmetrisch oberhalb des Gipfels befindet, was wiederum einer Wolkenkappe entsprechen würden. Es kann somit festgestellt werden, dass nur für 3D-Strömungen Muster in der Lagrange'schen Vertikalverschiebung beobachtet werden können, die für Bannerwolken charakteristisch sind. Außerdem können Bannerwolken nur in einem sehr kleinen Teil des Regimediagramms entstehen, nämlich für steile Berge mit einer eher schwachen Schichtung.

In Abschnitt 3.4 wurde festgestellt, dass für die Entstehung einer Bannerwolke zwei Bedingungen notwendig sind: 1) eine starke Hebung der Luftpakete und 2) eine asymmetrische Verteilung der Lagrange'schen Vertikalverschiebung mit hohen positiven Werten im Lee des Berges. Um dies genauer zu untersuchen, wird das Potential für die Bildung einer Bannerwolke $\mathcal{P}$ (in m) in Abbildung 4.11 gezeigt. Auf der linken Seite befinden sich die Ergebnisse für die reine 2D-Strömung und auf der rechten Seite die Ergebnisse für die volle 3D-Strömung. Es wird deutlich, dass nur in einem sehr kleinen Bereich rote Kacheln zu erkennen sind. Nur hier ist das Potential für die Bildung einer Bannerwolke vorhanden und je dunkler der Rotton ist, desto höher ist das Potential für die Bildung einer Bannerwolke. Aus beiden Abbildungen kann man erkennen, dass nur im Fall einer 3D-Strömung Bannerwolken möglich sind und dort das Potential höher ist für steile Berge in Kombination mit schwach geschichteten Strömungen.

4.1.5 Parameter $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$

In den vorangegangenen Simulationen wurden die dimensionslosen Parameter $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ so variiert, dass U und h_0 konstant gehalten wurden, während lediglich N und L verändert wurden. Nun wird überprüft, ob das gleiche Regimediagramm entsteht, wenn nicht nur N und L , sondern auch h_0 und U variiert werden. Dabei sollen die dimensionslosen Kennzahlen $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ konstant gehalten werden.

Um dies zu testen, werden zwei neue Aufbauten mit jeweils 12 Simulationen durchgeführt, bei denen $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$ fest bleiben, jedoch durch unterschiedliche Kombinationen von N , U , h_0 und L realisiert werden. Die beiden Aufbauten lauten wie folgt:

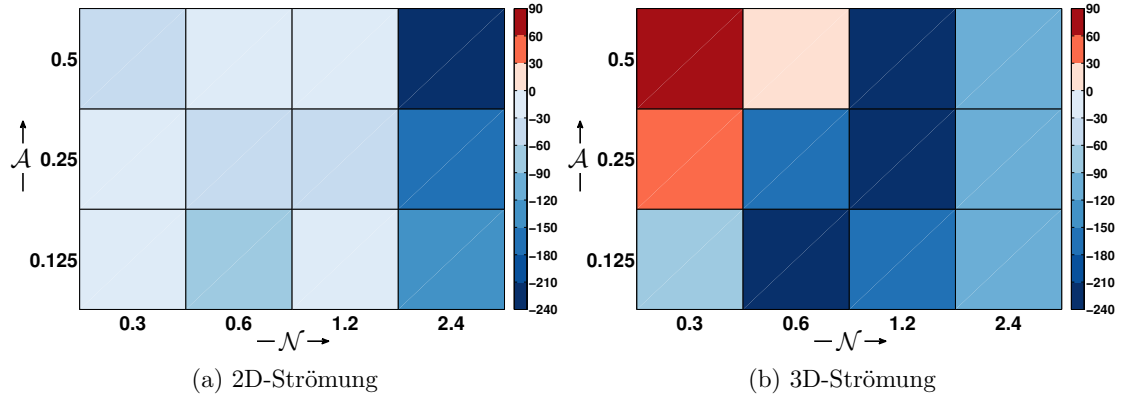


Abbildung 4.11: **Potential für die Bildung einer Bannerwolke**

Dargestellt ist das Potential für die Bildung einer Bannerwolke $\mathcal{P}$ (in m) für (a) die reine 2D-Strömung und (b) die 3D-Strömung, für die verschiedenen Bereiche des Regimediagramms. Es wurde bis in Gipfelhöhe integriert. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Stabilität der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizienten beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

- **Aufbau 1:** $(N, U) \rightarrow 0,5 \cdot (N, U)$

Damit bei diesem Aufbau die Courant-Zahl gleich bleibt, wurde zusätzlich die zeitliche Auflösung auf $\Delta t \rightarrow 2 \cdot \Delta t$ angepasst.

- **Aufbau 2:** $(h_0, L, U) \rightarrow 0,5 \cdot (h_0, L, U)$

Damit auch hier die Courant-Zahl gleich bleibt, wurde die räumliche Auflösung auf $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \rightarrow 0,5 \cdot (\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ angepasst.

Die Ergebnisse für die Ablösung der Grenzschicht sind in Abbildung C.5 und C.6 dargestellt. In beiden Abbildungen sind kaum Unterschiede für alle Kombinationen von $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ zu erkennen. Kleine Unterschiede können eventuell durch Abweichungen in der räumlichen als auch in der zeitlichen Auflösung erklärt werden. Vergleicht man nun zusätzlich die beiden Abbildungen mit Abbildung 4.6, sind auch hier kaum Unterschiede vorhanden. Dies bedeutet, dass die Ablösung der Grenzschicht alleine durch die beiden dimensionslosen Kennzahlen $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ bestimmt wird.

Auch im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung, die in Abbildung C.7 und C.8 gezeigt ist, sind nur geringe Unterschiede zu erkennen. Wir können daraus folgern, dass die unabhängigen Parameter der Strömung $\mathcal{A}$ und $\mathcal{N}$ wirklich genau die Parameter sind, die die Reaktion der Strömung auf den Berg bestimmen.

4.2 Bodenreibung und Wirbelbildung

Für die Entstehung von Wirbeln im Lee des Berges gibt es, wie bereits in Unterabschnitt 2.2.2 beschrieben, zwei unterschiedliche Entstehungsmechanismen. Durch den ersten Mechanismus wird aufgrund der Bodenreibung und der daraus folgenden starken Windscherung in Bodennähe die Grenzschicht am Berg abgelöst, wodurch sich ein Wirbel im Lee ausbildet. Der

zweite Mechanismus beschreibt die Wirbelbildung in einer stabil geschichteten Atmosphäre, die auch ohne Bodenreibung erfolgen kann. Es stellen sich nun die beiden folgenden Fragen:

- Welcher der beiden Mechanismen erzeugt einen Wirbel, der für die Entstehung von Bannerwolken verantwortlich ist?
- Welchen Einfluss hat somit die Bodenreibung auf die Bildung von Bannerwolken und auf das Regimediagramm?

4.2.1 Modellkonfiguration

In den vorangegangenen 2D- und 3D-Simulationen wurde die Bodenreibung über den Bodenreibungskoeffizient (c_d) kontrolliert. In allen Läufen hatte dieser einen Wert von $c_d = 0,01$. Somit waren beide Mechanismen für die gewählten Modelleinstellungen vorhanden. Um die beiden Mechanismen zu trennen und die oben stehenden Fragen zu beantworten, wurden die 3D- und 2D-Läufe wiederholt, jedoch mit unterschiedlichen Reibungskoeffizienten.

Natürlich gibt es in einer 2D-Strömung die Wirbelbildung aufgrund der Baroklinität der Atmosphäre nach Smolarkiewicz und Rotunno (1989) nicht, denn dazu wird ein Umströmen des Berges benötigt. Es ist trotzdem interessant zu wissen, welchen Effekt die Bodenreibung in einer 2D-Strömung auf das Regimediagramm nach Baines (1995) hat. Es wurde deshalb in den 2D-Strömungen der Reibungskoeffizient verringert und auf $c_d = 0,001^2$ anstelle von 0,01 gesetzt. Die sonstigen Parameter bleiben gleich. Das Modellgebiet ist dasselbe, wie in Abbildung 4.2a dargestellt ist.

Im Fall der 3D-Läufe wurde die Reibung komplett abgestellt d. h. der Bodenreibungskoeffizient wurde auf $c_d = 0$ gesetzt. Es war uns dabei wichtig, beide Mechanismen zur Bildung von Leewirbeln strikt zu trennen. Die anderen Parameter der Strömungen und der Orographie entsprechen den Einstellungen aus Unterabschnitt 4.1.1. Auch der Modellaufbau bleibt unverändert und entspricht dem aus Abbildung 4.2b.

4.2.2 Analyse der Strömung

Für die 2D-Simulationen mit geringerer Bodenreibung sind in Abbildung 4.12 die Ergebnisse für die zeitlich gemittelten Windfelder in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) dargestellt. Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Simulationen, die eine stärkere Bodenreibung (siehe Abbildung 4.3) aufweisen, erkennt man, dass die drei Regime auch mit weniger Bodenreibung vorhanden sind und somit weitestgehend unabhängig von der Stärke der Bodenreibung sind. Dieses Ergebnis passt zu der Theorie von Ambaum und Marshall (2005), die darauf beruht, dass in Bodennähe eine genügend starke Grenzschicht vorhanden sein muss, was im vorliegenden Fall durch den geringeren Bodenreibungskoeffizienten von $c_d = 0,001$ immer noch gegeben ist.

Allerdings gibt es geringe Unterschiede zu den Simulationen mit mehr Bodenreibung. Zum

²Simulationen mit $c_d = 0$ waren nicht für alle Kombinationen von $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$ möglich.

Beispiel sind die Bereiche, in denen die Luft im Lee zurückströmt, viel stärker ausgeprägt falls weniger Bodenreibung (vergleiche z. B. Abbildung 4.12 a) und 4.3 a)) vorhanden ist. Das ist darauf zurückzuführen, dass die zurückströmenden, bodennahen Luftmassen nicht so stark abgebremst werden, wie in den Simulationen mit mehr Bodenreibung. Bei den eher stabil geschichteten Strömungen ($\mathcal{N} > 0,6$) kann in allen Läufen mit weniger Bodenreibung (Abbildung 4.12 beide rechte Spalten) keine Grenzschichtablösung am Berg beobachtet werden. Aufgrund der geringeren Abbremsung der Luftmassen am Boden entstehen starke Bergabwinde im Lee des Berges. Diese starken Bergabwinde können auch sehr gut im vertikalen Windfeld $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) beobachtet werden (siehe Abbildung C.9).

Weitere kleine Unterschiede können in den Übergängen der einzelnen Regime beobachtet werden. Zum Beispiel liegt der Übergang von leeseitiger zu keiner Grenzschichtablösung mit weniger Bodenreibung zwischen $0,25 < \mathcal{A} < 0,5$ (siehe Abbildung 4.12 a) und e)), da kaum ein Rückströmbereich in e) zu erkennen ist. Vergleicht man diesen mit dem Übergang mit mehr Reibung (Abbildung 4.3 a), e) und i)), sieht man, dass eine stärkere Bodenreibung und eine damit verbundene stärkere Scherung der bodennahen Luftschichten die Ablösung am Gipfel begünstigt und somit die Grenzschicht schon an flacheren Bergen abreißt (siehe Abbildung 4.3 e)). Bei dem Übergang von leeseitiger zu welleninduzierter Grenzschichtablösung (siehe Abbildung 4.12 oberste Reihe) ist zu erkennen, dass der Übergangsbereich, der in Abbildung 4.3 c) auftritt, bei geringerer Bodenreibung nicht mehr vorhanden ist. Dies deutet darauf hin, dass eine starke Bodenreibung die Ablösung der Grenzschicht am Berggipfel begünstigt.

Für die 3D-Simulationen sind die Ergebnisse der Windfelder $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) in Strömungsrichtung in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges in Abbildung 4.13 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass ganz ohne Bodenreibung die drei Regime nicht mehr vorhanden sind. Im Falle einer Strömung ohne Bodenreibung bildet sich keine Grenzschicht aus, weshalb der Name Grenzschichtablösung nicht mehr zutrifft. Anstelle einer Grenzschichtablösung sprechen wir hier von einer Strömungsablösung. Das Regime der leeseitigen Strömungsablösung ist verschwunden und wird durch keine Strömungsablösung ersetzt. Es wird somit deutlich, dass für steile Berge mit einer schwach stabil geschichteten Strömung die Ablösung der Strömung lediglich durch die Bodenreibung bestimmt wird. Das bestärkt die Theorie von Ambaum und Marshall (2005), da dort davon ausgegangen wird, dass genügend Windscherung in Bodennähe vorhanden sein muss, was allerdings ohne Bodenreibung nicht mehr gegeben ist.

Bei eher stabil geschichteten Strömungen kann sich die Strömung auch ohne Bodenreibung ablösen (siehe Abbildung 4.13 rechte Spalte). Das in diesem Fall auftretende Regime unterscheidet sich jedoch stark von dem dazugehörigen Regime mit Bodenreibung (vergleiche mit Abbildung 4.6). Ohne Reibung sind die Rückströmbereiche nicht so stark im Lee ausgedehnt. Der Grund dafür ist, dass sich im Falle einer Strömung mit Bodenreibung beide Effekte (barokline und reibungsbedingte Wirbelbildung) verstärken können und somit ein größerer Rückströmbereich entsteht. Nur bei vorhandener Bodenreibung können alle drei unterschied-

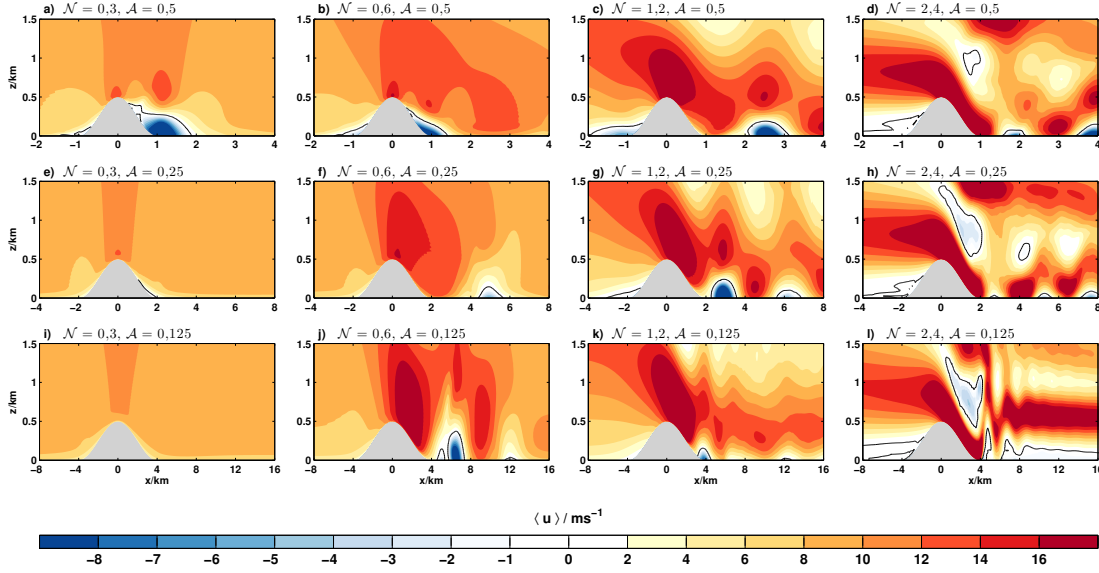


Abbildung 4.12: **Grenzschichtablösung der 2D-Strömung mit geringerer Bodenreibung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz-Schnitt. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt bei allen Simulationen $c_d = 0,001$.

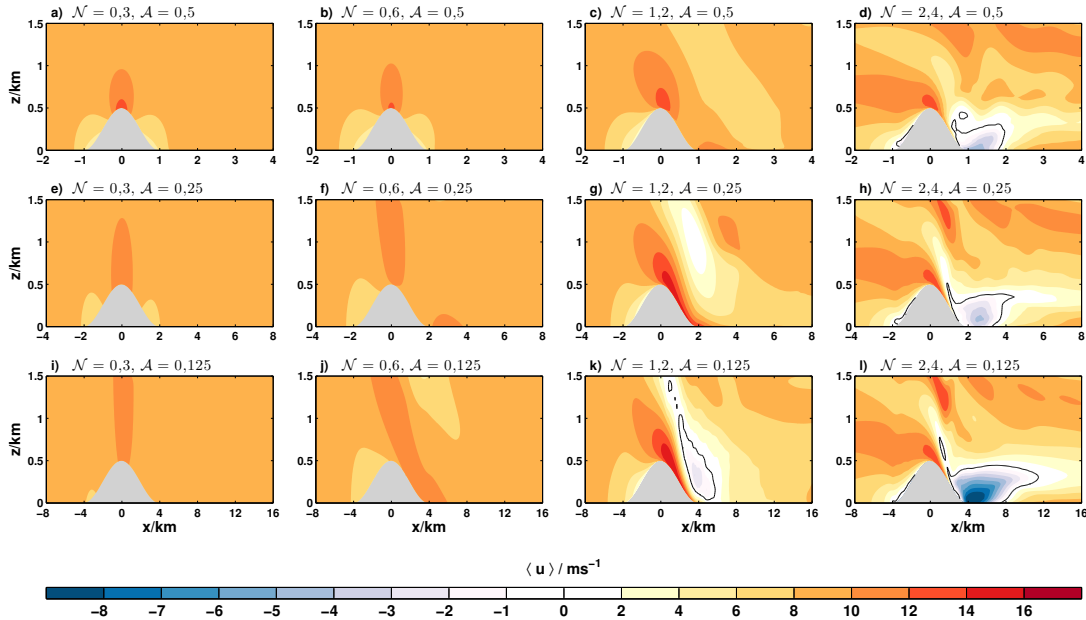
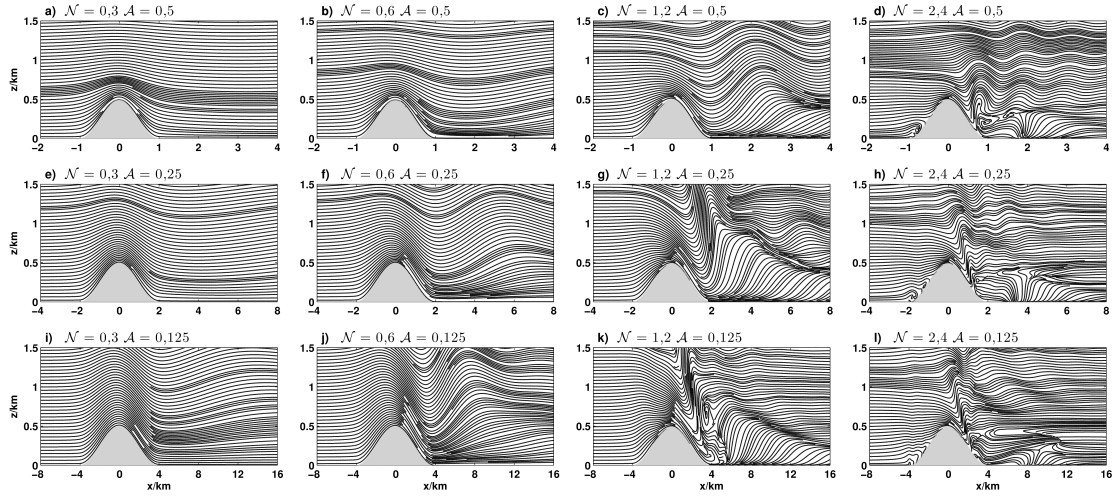
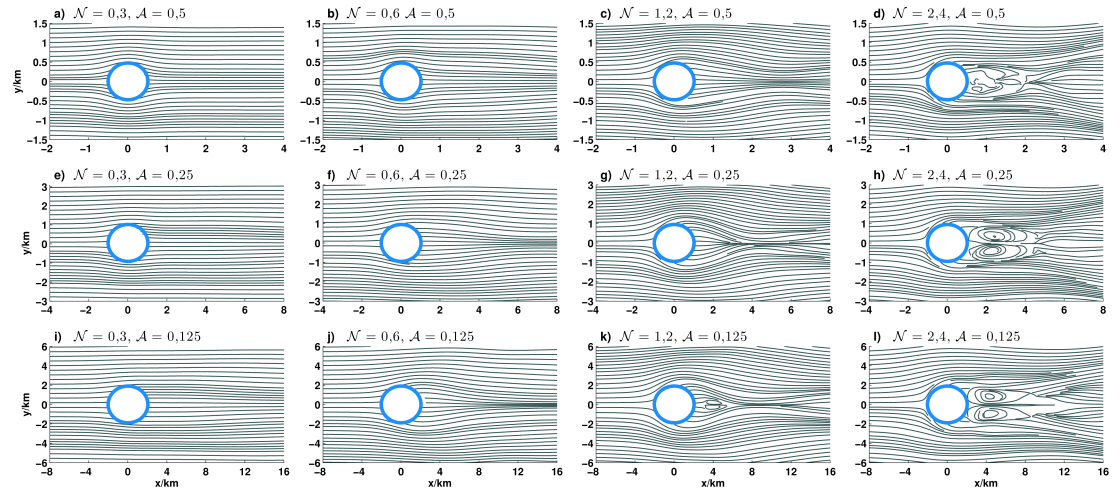


Abbildung 4.13: **Grenzschichtablösung der 3D-Strömung ohne Bodenreibung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0$.


 Abbildung 4.14: **Regimeverhalten der 3D-Strömung ohne Bodenreibung**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw-Komponenten Windfeldes in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0$.


 Abbildung 4.15: **Regimeverhalten der 3D-Strömung ohne Bodenreibung**

Dargestellt sind die Stromlinien des zeitlich gemittelten horizontalen Windfeldes in einem xy-Schnitt in einer Höhe von 250 m. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Die blauen Kreise entsprechen dem Bergumfang auf dieser Höhe. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0$.

lichen Regime beobachtet werden.

Nun wird noch die Frage nach der Art der Wirbelentstehung, die sich nicht direkt im Windfeld erkennen lässt, untersucht. Dazu werden in Abbildung 4.14 und 4.15 einmal die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw-Komponente des Windes in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges und zum anderen die Stromlinien des horizontalen Windes in einem xy-Schnitt auf halber Berghöhe gezeigt. Man erkennt, dass der Wirbel ohne Bodenreibung für eher neutral geschichtete Strömungen an einem steilen Berg verschwindet (vergleiche Abbildung 4.14 a) und 4.7 a)). Das bedeutet, dass Wirbel, die in diesem Regime entstehen, nur durch Bodenreibung verursacht werden können. Auch ganz ohne Bodenreibung können Leewirbel für eher stabil geschichtete Strömungen auftreten (siehe Abbildung 4.14 und 4.7 rechte Spalte), jedoch sind sie besser im xy-Schnitt (siehe Abbildung 4.15 und 4.8 rechte Spalte) zu beobachten. Diese Wirbel sind, wie schon zuvor erwähnt, eher horizontal orientiert und entsprechen nicht dem Bogenwirbel aus Voigt und Wirth (siehe Fig.4, 2013), da die Wirbellinien nicht mehr kohärent verlaufen, wie beim Bogenwirbel. Solche Leewirbel treten für Simulationen mit und ohne Bodenreibung auf. Man kann daraus schließen, dass die Wirbelbildung in diesem Regime durch die Baroklinität hervorgerufen wird und die Bodenreibung diese modifizieren kann. Dieses Ergebnis passt auch zu den Simulationen von Smolarkiewicz und Rotunno (1989).

4.2.3 Bildung einer Bannerwolke

Um nun die Frage zu beantworten, welchen Einfluss die Bodenreibung für die Bildung einer Bannerwolke hat, wird die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), in Abbildung 4.16 für die 2D-Strömungen mit weniger Bodenreibung und in Abbildung 4.17 für die 3D-Strömungen ohne jegliche Bodenreibung, gezeigt.

Für den Fall der 2D-Strömung ist trotz geringerer Bodenreibung in keinem Teil des Regimedialograms eine für eine Bannerwolke charakteristische Verteilung zu finden. Das bedeutet, dass auch mit weniger Bodenreibung die Bedingungen für die Bildung einer Bannerwolke nicht verbessert werden können, obwohl die Hebung im Regime der leeseitigen Grenzschichtablösung etwas geringer ausfällt (vergleiche Abbildung 4.16 und 4.10 a)).

Betrachtet man nun die Ergebnisse für die volle 3D-Strömung (siehe Abbildung 4.17) ist zu erkennen, dass für steile Berge kombiniert mit einer schwach geschichteten Strömung das asymmetrische Muster, welches ausschlaggebend für die Entstehung einer Bannerwolke ist, fehlt. An dieser Stelle kann dafür eine sehr symmetrische Verteilung, wie im Falle des Regimes bei dem die Strömung nicht abreißt, beobachtet werden. Auch in keinem der weiteren Bilder des Regimedialograms ohne Bodenreibung kann eine für Bannerwolken charakteristische Verteilung beobachtet werden. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass nur der Wirbel, der durch Bodenreibung verursacht wird, verantwortlich für die Bildung einer Bannerwolke sein kann. Somit sind eine starke Bodenreibung, eine schwach geschichtete Strömung und ein steiles Hindernis essenziell für die Bildung einer Bannerwolke.

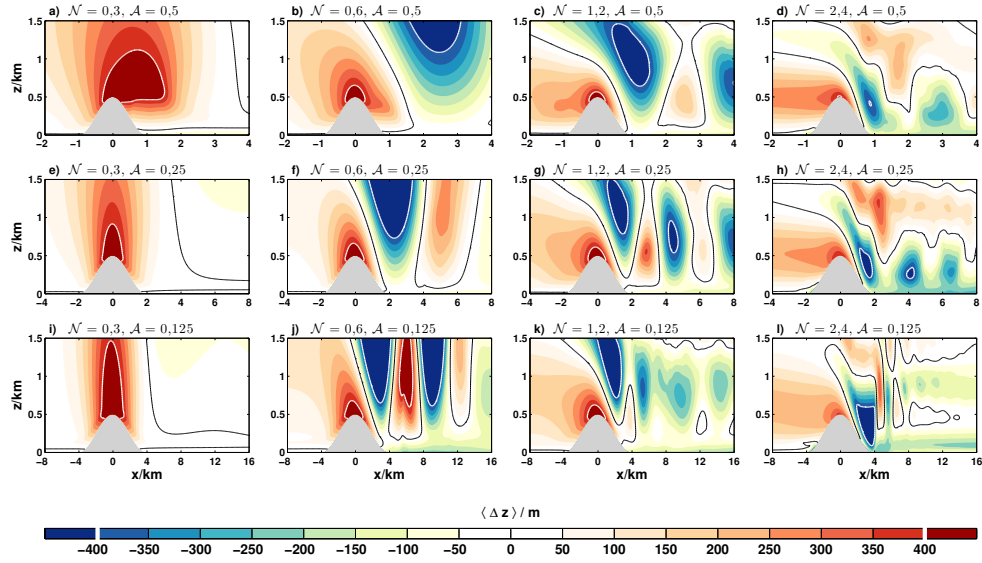


Abbildung 4.16: **Bildung von Bannerwolken für eine 2D-Strömung mit geringerer Bodenreibung**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m). Die schwarze Kontur zeigt die Nullkontur, während die weiße Konturlinie für eine Hebung von 400 m und eine Absenkung um -400 m steht. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt für alle Simulationen $c_d = 0,001$.

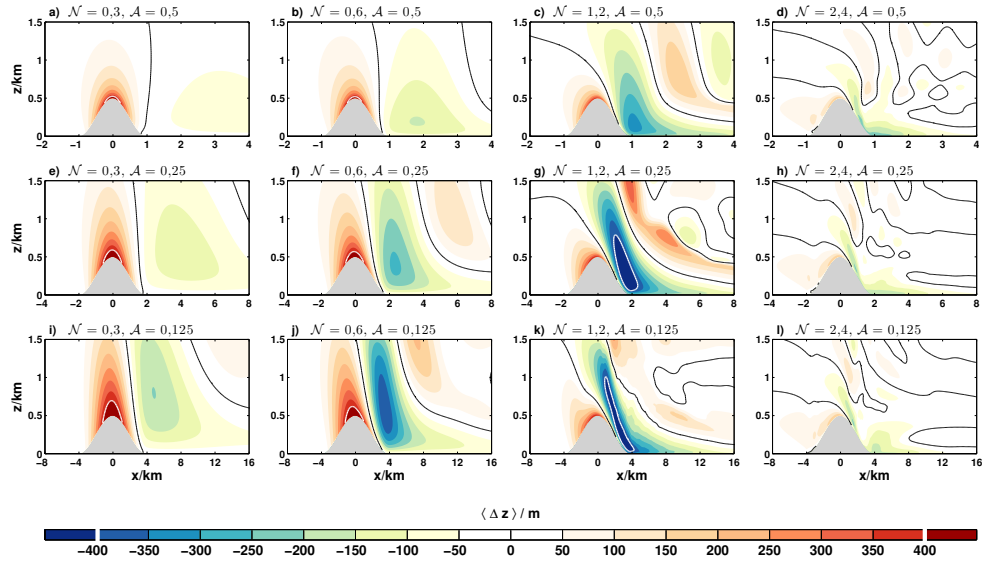


Abbildung 4.17: **Bildung von Bannerwolken für eine 3D-Strömung ohne Bodenreibung**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m). Die schwarze Kontur zeigt die Nullkontur, während die weiße Konturlinie für eine Hebung von 400 m und eine Absenkung um -400 m steht. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt für alle Simulationen $c_d = 0$.

Wie schon zuvor erwähnt, werden für die Bildung der Bannerwolke starke positive Werte der Lagrange'schen Vertikalverschiebung im Lee des Berges benötigt. Zusätzlich sollte sich diese starke Hebung noch unterhalb des Gipfels befinden (siehe Abschnitt 3.4). Aus diesem Grund ist das Potential zur Bildung einer Bannerwolke $\mathcal{P}$ (in m) in Abbildung 4.18 a) für die 2D-Simulationen mit weniger Bodenreibung gezeigt. Für steile Berge mit einer schwachen Schichtung können dort leicht positive Werte für $\mathcal{P}$ beobachtet werden. Vergleicht man dieses Szenario mit dem Szenario bei dem mehr Bodenreibung (siehe Abbildung 4.11 a)) vorhanden ist, so scheinen die Bedingungen für die 2D-Simulationen mit weniger Bodenreibung besser zu sein. Eine Erklärung dafür ist, dass für den Fall mit weniger Bodenreibung im Lee des Berges Luftmassen im Leewirbel stärker gehoben werden können, da diese dort nicht so stark abgebremst werden. Jedoch sind diese Werte im Vergleich zu den vollen 3D-Simulationen relativ gering. Da auch in keinem anderen Teil des Diagramms für $\mathcal{P}$ positive Werte zu finden sind, kann daraus geschlossen werden, dass für die Entstehung von Bannerwolken eine Umströmung des Berges erfolgen muss und sie somit eine volle 3D-Strömung benötigen. Für die vollen 3D-Simulationen ohne Bodenreibung sind die Ergebnisse in Abbildung 4.18 b) dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass ohne Bodenreibung das Potential für die Bildung einer Bannerwolke im ganzen Regimediagramm negativ ist und man somit eher eine Wolke auf der windzugewandten Seite erwarten würde. Wir schließen daraus, dass die Bodenreibung für die Bildung einer Bannerwolke eine wichtige Rolle spielt. Der Mechanismus der Bodenreibung, erzeugt dabei den Leewirbel, der für die Bildung einer Bannerwolke verantwortlich ist.

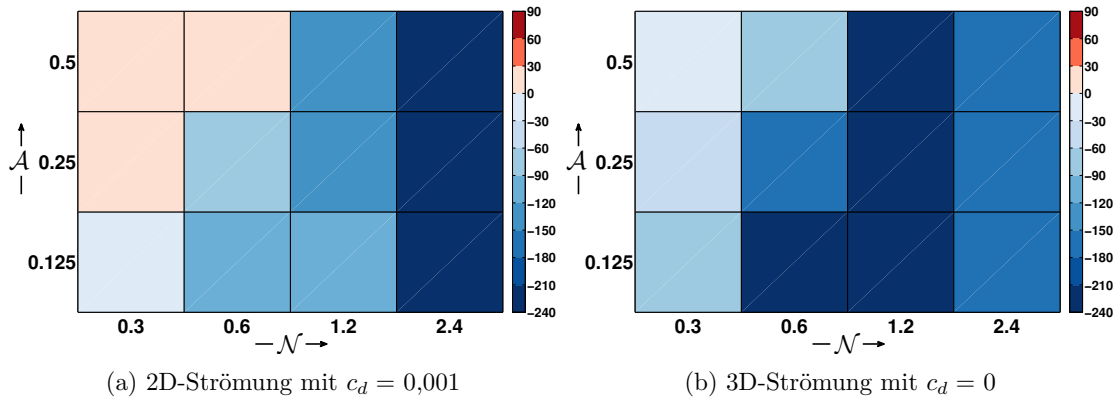


Abbildung 4.18: **Potential für die Bildung einer Bannerwolke**

Dargestellt ist das Potential für die Bildung einer Bannerwolke $\mathcal{P}$ (in m).

(a) 2D-Strömung mit einer geringeren Bodenreibung von $c_d = 0,001$

(b) 3D-Strömung mit $c_d = 0$

für jeweils unterschiedliche Kombinationen von $\mathcal{N}$ und $\mathcal{A}$.

4.3 Bergform

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Bergform auf die Ablösung der Grenzschicht und der damit verbundenen Wirbelbildung im Lee des Berges näher untersucht. Die Frage, die in diesem Kapitel beantwortet werden soll, lautet:

- Bilden sich Bannerwolken bevorzugt an einer speziellen Bergform?

Um eine Antwort zu finden, werden drei unterschiedliche geometrische Formen miteinander verglichen. Die erste Form entspricht einer symmetrischen Pyramide. Bei der zweiten Form handelt es sich um einen $\cos^2$ -Berg, was dem Gegenteil einer Pyramide entspricht, da dieser Berg im Vergleich zur Pyramide sehr glatt ist und keine spitzen Kanten verfügt. Der letzte Berg ist ein Kegel und somit eine Mischung aus beiden vorherigen Formen d. h. ein spitzer Gipfel und eine runde Grundfläche. Diese Bergformen wurden so gewählt, da getestet werden soll, ob scharfe Kanten für eine Grenzschichtablösung vorhanden sein müssen.

4.3.1 Modellkonfiguration

Der Modellaufbau ist derselbe, wie in Abbildung 4.2 b) mit dem jeweiligen Hindernis (Pyramide, $\cos^2$ -Berg und Kegel). Die Strömung wird mit $\mathcal{N} = 0,3$ simuliert und die Berge haben jeweils ein Aspektverhältnis von $\mathcal{A} = 0,5$. Alle anderen Einstellungen sind die Gleichen, wie in Unterabschnitt 4.1.1 beschrieben. Der gewählte Aufbau entspricht somit genau jenem, der in den vorangegangenen Simulationen die besten Verhältnisse für die Entstehung von Bannerwolken aufwies. Das Einströmprofil ist konstant bei $U = 9 \text{ m s}^{-1}$ und der Bodenreibungskoeffizient beträgt $c_d = 0,01$.

4.3.2 Analyse der Strömung

Die Ergebnisse der zeitlich gemittelten Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Die linke Spalte beinhaltet die xz-Schnitte durch die Mitte des Berges, während die rechte Spalte die unterste horizontale Modellebene darstellt. Bei allen drei Bergformen reißt die Grenzschicht am Gipfel des Berges ab. Im xz-Schnitt (linke Spalte in Abbildung 4.19) ist zu erkennen, dass für den Kegel der Rückströmbereich sehr nahe am Berg liegt, während dies beim $\cos^2$ -Berg und bei der Pyramide nicht der Fall ist. Beim $\cos^2$ -Berg ist vermutlich die größere Steigung im Lee dafür verantwortlich, dass der Rückströmbereich dort größer und stärker ausgeprägt ist. Betrachtet man die rechte Spalte in Abbildung 4.19, so erkennt man, dass die Ausdehnung des Rückströmbereiches bei der Pyramide entlang der Kanten erfolgt und sich somit auch weiter in y-Richtung erstreckt als bei den anderen beiden Bergformen. Es liegt somit die Vermutung nahe, dass bei der Pyramide die Ablösung der Grenzschicht eher durch die Kanten erfolgt, während bei den anderen Bergen, vermutlich die Bodenreibung eine wichtige Rolle bei der Ablösung spielt.

Um den Leewirbel genauer zu untersuchen, werden in Abbildung 4.20 die Stromlinien der zeitlich gemittelten Strömung gezeigt. Es ist dabei zu erkennen, dass bei allen drei Hindernisformen ein Bogenwirbel entsteht. Im xz-Schnitt kann jedoch beobachtet werden, dass der Bogenwirbel im Falle des Kegels sehr nahe am Berg anliegt. Bei dieser Bergform sieht man auch, dass der Aufströmbereich sehr schmal ist. Vergleicht man nun den $\cos^2$ -Berg mit der Pyramide, fällt auf, dass der Bogenwirbel bei beiden Formen weiter in das Lee ausgedehnt ist als beim Kegel. Jedoch ist der Bogenwirbel hinter dem $\cos^2$ -Berg besser zu erkennen. Im xy-Schnitt des $\cos^2$ -Berges sieht man beide Wirbelpaare sehr gut und die Stromlinien bewegen sich im Nachlauf wieder zusammen, was bei der Pyramide nicht der Fall ist.

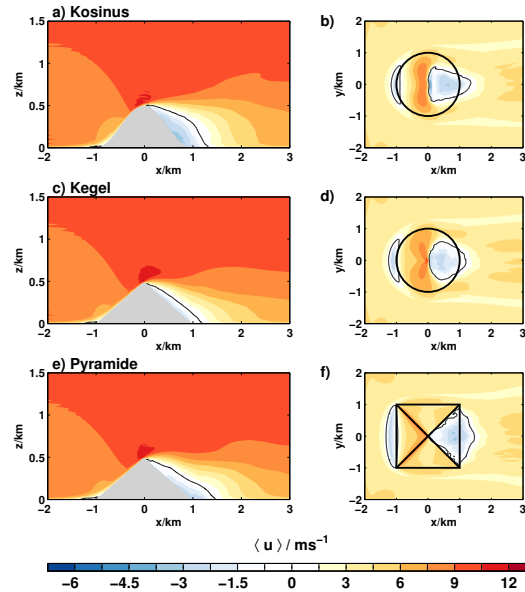


Abbildung 4.19: **Grenzschichtablösung für unterschiedliche Bergformen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) für die verschiedenen Bergformen (Kosinus, Kegel und Pyramide). Die dünne schwarze Linie stellt die Nullkonturlinie dar. Die linke Spalte beinhaltet die xz-Schnitte durch die Mitte der jeweiligen Berge, während die rechte Spalte die unterste Modellschicht darstellt. Die schwarzen, dicken Linien markieren die Form des Berges am Boden.

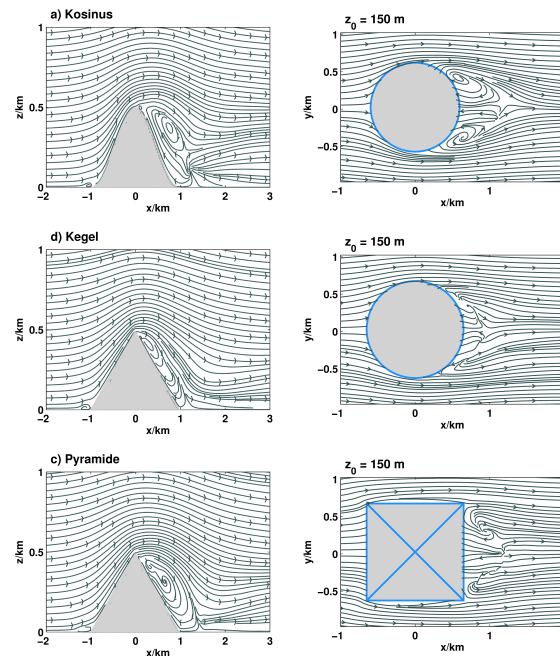


Abbildung 4.20: **Strömungsverhalten für unterschiedliche Bergformen**

In der linken Spalte sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten u -Komponente des Windfeldes in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges dargestellt. Die Rechte Spalte beinhaltet die Stromlinien der zeitlich gemittelten horizontalen Strömung in einem xy-Schnitt in einer Höhe von 150 m für Kosinus, Kegel und Pyramide.

4.3.3 Bildung einer Bannerwolke

Um die Entstehung von Bannerwolken an den unterschiedlichen Bergformen genauer zu untersuchen, wird in Abbildung 4.21 die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) dargestellt. In der linken Spalte befinden sich die xz-Schnitte durch die Mitte des Berges und in der rechten Spalte ist ein xy-Schnitt in einer Höhe von 475 m, also knapp unterhalb des Gipfels, gezeigt. Es ist zu erkennen, dass nur beim $\cos^2$ -Berg und der Pyramide eine für Bannerwolken charakteristische Verteilung der Lagrange'schen Vertikalverschiebung vorliegt. Im Falle des Kegels ist die Asymmetrie nicht sehr stark ausgeprägt und die Werte mit der maximalen Hebung befinden sich sehr nahe am Gipfel. Bei den anderen beiden Bergformen sind die Werte weiter in den Lee verschoben. Zusätzlich kann man aus den xy-Schnitten in Abbildung 4.21 (rechte Spalte) erkennen, dass nur bei der Pyramide auch knapp unterhalb des Gipfels Gitterpunkte mit $\Delta z > 400$ m gefunden werden können. Dies ist nicht der Fall für den $\cos^2$ -Berg, bei dem die Gitterpunkte mit $\Delta z > 400$ m auf der windzugewandten Seite oder an den seitlichen Rändern des Berges, aber nicht direkt im Lee zu finden sind. Berechnet man das Potential zur Bildung einer Bannerwolke für die unterschiedlichen Bergformen, so ergibt sich für den Kegel $\mathcal{P}_{Kegel} = 63$ m, für den $\cos^2$ -Berg $\mathcal{P}_{cos} = 65$ m und für die Pyramide $\mathcal{P}_{Pyramide} = 77$ m. Diese Unterschiede sind so gering, dass die Bildung einer Bannerwolke eher unabhängig von der Bergform ist.

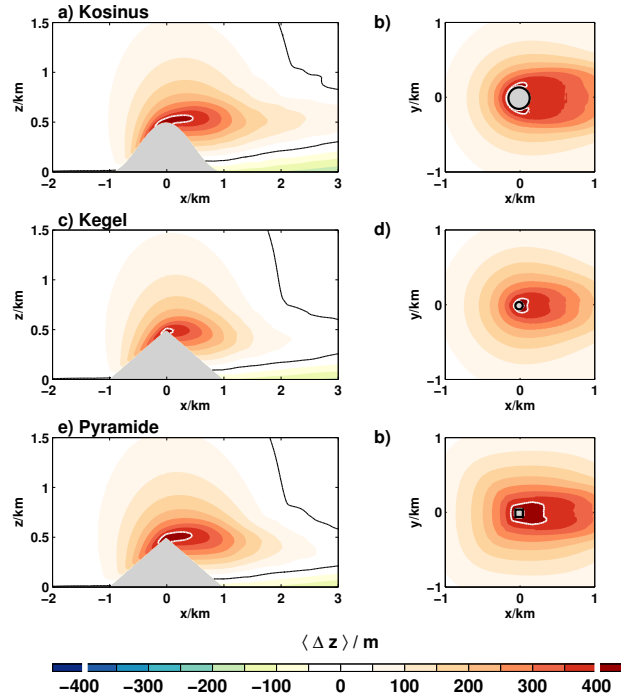


Abbildung 4.21: **Bildung von Bannerwolken an unterschiedlichen Bergformen**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für verschiedenen Bergformen (Kosinus, Kegel und Pyramide). Die dünne schwarze Linie stellt die Nullkonturlinie dar, während die weiße Linie für Werte von $\Delta z > 400$ m steht. Die linke Spalte beinhaltet die xz-Schnitte durch die Mitte der jeweiligen Berge, während die rechte Spalte einen horizontalen Schnitt in 475 m Höhe zeigt.

4.4 Asymmetrische Orografie

In diesem Abschnitt wird die Asymmetrie der Bergform und deren Einfluss auf die Bildung von Bannerwolken untersucht. Dies stellt eine wichtige Vorarbeit, für die folgenden Simulationen mit der Zugspitzorografie und die Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze, dar. Die dortige Orografie entspricht näherungsweise einem asymmetrischen Grat³, der zwischen Zugspitze und Zugspitzeck liegt. An dieser Stelle wurden die in Wirth et al. (2012) verwendeten Zeitrafferfilme aufgenommen. Der Abfall in Richtung Zugspitzplatt (Richtung Süden) ist dabei eher flach, während der Abfall in Richtung Norden (Richtung Eibsee) relativ steil verläuft (siehe Abbildung 5.1 linke Seite). In diesem Kapitel soll die folgende Frage beantwortet werden:

- Welche Rolle spielt die Asymmetrie der Orografie bei der Bildung von Bannerwolken?

Dieses Kapitel der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit von Anne Martin (2014) behandelt. Durch insgesamt 18 idealisierte Simulationen von verschiedenen Graten und Pyramiden, kombiniert mit unterschiedlichen Windprofilen (geschert und ungeschert), konnte in der Arbeit gezeigt werden, dass sich Bannerwolken bevorzugt an asymmetrischen Pyramiden im Zusammenhang mit einem gescherten Windprofil bilden. Die Asymmetrie des Berges sollte dabei so sein, dass sich auf der windzugewandten Seite der flache Anstieg befindet, während der Abfall im Lee des Berges sehr steil ist. Dieses Ergebnis zeigt, weshalb am Matterhorn relativ häufig Bannerwolken beobachtet werden können und weiterhin erklärt es auch, dass sich Bannerwolken an der Zugspitze vorzugsweise bezüglich der Windrichtung bei einer Südostanströmung bilden.

In diesem Abschnitt wird kurz auf die für die Zugspitze wichtigen Simulationen eingegangen. Es werden deshalb im Folgenden lediglich Simulationen für zwei asymmetrische Pyramiden und für eine symmetrische Pyramide mit einem gescherten Windprofil gezeigt. Diese Aufbauten spiegeln am ehesten die Verhältnisse an der Zugspitze wieder. Zwar entspricht die Orografie an der Zugspitze näherungsweise einem Grat, die Länge des Grates ist jedoch sehr schmal und zusätzlich geneigt, weshalb die Luft den Grat auch umströmen kann. Diese Tatsache kann wiederum durch die asymmetrische Pyramide beschrieben werden. In der Arbeit von Anne Martin (2014) entspricht das den Läufen 1, 2 und 3.

4.4.1 Modellkonfiguration

Die drei Hindernisse, die im Folgenden verglichen werden sind in Abbildung 4.22 dargestellt. Alle drei Pyramiden haben eine feste Höhe (h_0) von 1000 m und eine feste Breite am Boden (L_0) von 1000 m. Die Pyramiden unterscheiden sich bezüglich ihrer Steigungen im Lee und auf der windzugewandten Seite, welche über die Ausdehnungen am Boden im Lee (L_{Lee}) und auf der windzugewandten Seite (L_{ww}) festgelegt werden. Die Bergformen sind wie folgt definiert (siehe dazu auch Abbildung 4.22):

³Asymmetrisch bedeutet, dass die Steigung zwischen Lee und windzugewandter Seite unterschiedlich steil ist.

a) asymmetrische Pyramide 1:

In diesem Fall gilt $L_{Lee} = 0$ m und $L_{ww} = 3000$ m. Hier ist der steile Anstieg auf der windzugewandten Seite, während sich der flache Abfall im Lee befindet. Dies würde an der Zugspitze einer Anströmung aus Norden entsprechen.

b) symmetrische Pyramide:

Hier gilt $L_{Lee} = L_{ww} = 500$ m, d. h. die Steigung ist auf beiden Seiten gleich.

c) asymmetrische Pyramide 2:

Bei dieser Pyramide gilt $L_{Lee} = 3000$ m und $L_{ww} = 0$ m, d. h. der Anstieg auf der windzugewandten Seite ist relativ flach, im Gegensatz zu dem steilen Abfall im Lee des Berges. Diese Konfiguration entspricht an der Zugspitze einer Anströmung aus Richtung Südosten.

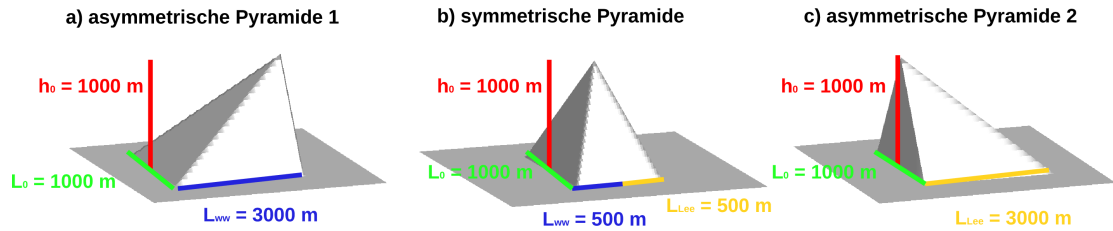


Abbildung 4.22: **Verwendete Hindernisformen**

Dargestellt sind die drei verwendeten Pyramiden. Jede hat eine Höhe von $h_0 = 1000$ m und eine Breite $L_0 = 1000$ m. Je nachdem wie L_{Lee} und L_{Luv} gewählt werden, ergeben sich die im Text beschriebenen unterschiedlichen Hindernisse.

In Strömungsrichtung beträgt die Ausdehnung des Modellgebietes 12 km, die laterale Ausdehnung erstreckt sich über 4,8 km und in der Vertikalen reicht das Gebiet bis in eine Höhe von 3 km. Die räumliche Auflösung beträgt für alle drei Richtungen $\delta x = \delta y = \delta z = 25$ m, woraus sich ein äquidistantes Gitter von $480 \times 192 \times 120$ Gitterpunkten ergibt. Der Beginn der Steigung der Orografie ist für die beiden asymmetrischen Pyramiden um 4 km und für die symmetrische Pyramide um 3,5 km vom Einströmrand (dieser befindet sich auf der linken Seite in Abbildung 4.22) stromabwärts verschoben. In y-Richtung liegt die Spitze der Pyramiden jeweils in der Mitte des Modellgebietes, also 2,4 km von den jeweiligen Rändern entfernt. Im oberen Teil des Modellgebietes befindet sich eine 1 km dicke Schwammschicht, die dazu dient vertikal propagierende Schwerewellen zu dämpfen und somit eventuell auftretende Reflexionen am Oberrand zu vermeiden. Die Dämpfungskonstante wird in allen drei Simulationen auf $\tau_z = 500$ s gesetzt. Die zeitliche Auflösung beträgt $\Delta t = 1$ s. Der Vorlauf dauert 1 h, danach beginnt für weitere 2 h die Berechnung der zeitlichen Mittelwerte.

Am Einströmrand werden Profile für $\Theta(z)$, $u(z)$, $\chi(z)$ und $q(z)$ vorgegeben, die wie folgt

lauten :

$$\Theta(z) = \begin{cases} 287 \text{ K} & z \leq 1000 \text{ m}, \\ 287 \text{ K} + 0.004 \text{ K m}^{-1} \cdot (z - 1000 \text{ m}) & z > 1000 \text{ m}, \end{cases} \quad (4.7)$$

$$u(z) = \begin{cases} 0.005 \text{ s}^{-1} \cdot z & z \leq 1500 \text{ m}, \\ 7,5 \text{ m s}^{-1} & z > 1500 \text{ m}, \end{cases} \quad (4.8)$$

$$\chi(z) = z \quad (4.9)$$

$$q(z) = q_0 \cdot \begin{cases} 1 - z/(2 \cdot h_0) & z \leq 1000 \text{ m}, \\ 0,1 & z > 1000 \text{ m}, \end{cases} \quad (4.10)$$

mit $q_0 = 8 \text{ g kg}^{-1}$.

Das Profil der potentiellen Temperatur ($\Theta(z)$) entspricht dem in Anne Martin (2014) und Voigt und Wirth (2013) verwendeten Profil, welches sich an den Messungen von Wirth et al. (2012) orientiert. Für das einströmende Windprofil wird das Profil aus Anne Martin (2014) verwendet. Jedoch wird in den Simulationen der vorliegenden Arbeit die Geschwindigkeit in Gipfelnähe auf 5 m s^{-1} reduziert. Der Grund dafür ist, dass das Histogramm der auftretenden Windgeschwindigkeit an der Zugspitze ein Maximum bei 5 m s^{-1} aufweist (siehe Wirth et al. 2012, Fig. 8 a)). Das Profil der spezifischen Feuchte ($q(z)$) entspricht dem Profil aus Voigt und Wirth (2013), welches feuchte Luftmassen in Bodennähe und trockenere Luftmassen oberhalb des Hindernisses beschreibt und sich wieder an den Messungen von Wirth et al. (2012) orientiert. Um eine relative Feuchte von 100% zu erreichen, wird q_0 leicht erhöht und auf $q_o = 8 \text{ g kg}^{-1}$ gesetzt.

Die lateralen Randbedingungen sind periodisch, während am Ausströmrand offene Bedingungen gewählt werden. Offene Randbedingungen bedeuten, dass dort das Windprofil auf das Einströmprofil relaxiert wird. Um die steile Orografie zu implementieren, wird in diesen Simulationen geländeschneidende Koordinaten verwendet. Die Methode wird in Unterabschnitt 2.4.4 genauer beschrieben.

4.4.2 Analyse der Strömung

Es werden nun für alle drei Simulationen in Abbildung 4.23 die zeitlich gemittelten Windfelder in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) gezeigt. Die linke Reihe stellt einen xz-Schnitt durch die Mitte der Pyramide dar, wobei auf der rechten Seite die horizontalen Schnitte in einer Höhe von 500 m zu finden sind. In den ersten beiden Simulationen (Abbildung 4.24 a) und c)) reißt die Grenzschicht direkt am Gipfel ab, während bei der letzten Anordnung (Abbildung 4.24 e)) keine Ablösung beobachtet werden kann. Es fällt zudem auf, dass der Rückströmbereich für die asymmetrische Pyramide 1 (Abbildung 4.23 a)) schwächer ist als für die symmetrische Pyramide (Abbildung 4.23 c)). Ein Grund dafür könnte sein, dass beim Umströmen des langen asymmetrischen Hindernisses die Luftmassen an den Seiten der Pyramide sehr stark abgebremst werden. Dieses Verhalten fällt im Fall der symmetrischen Pyramide geringer aus, da eine kleinere Hindernisausdehnung in Strömungsrichtung vorliegt. Auch vor

dem Hindernis können Unterschiede im Strömungsmuster gefunden werden. Für die beiden Anordnungen mit dem relativ steilen Anstieg auf der windzugewandten Seite (Abbildung 4.23 c) und e)) ist der Rückströmbereich am Boden größer als für die Anordnung mit dem schwachen Anstieg (Abbildung 4.23 a)). Diese Blockierung der Strömung wird durch die Steilheit des Hindernisses hervorgerufen und ist zudem sehr gut im vertikalen Windfeld $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) in Abbildung C.10 zu erkennen, da nur für die erste Anordnung (schwacher Anstieg auf der windzugewandten Seite) der Stagnationspunkt⁴ der Strömung sehr weit unterhalb des Gipfels liegt. In den beiden anderen Anordnungen liegt der Stagnationspunkt auf Gipfelhöhe (siehe Abbildung C.10 b) und c)).

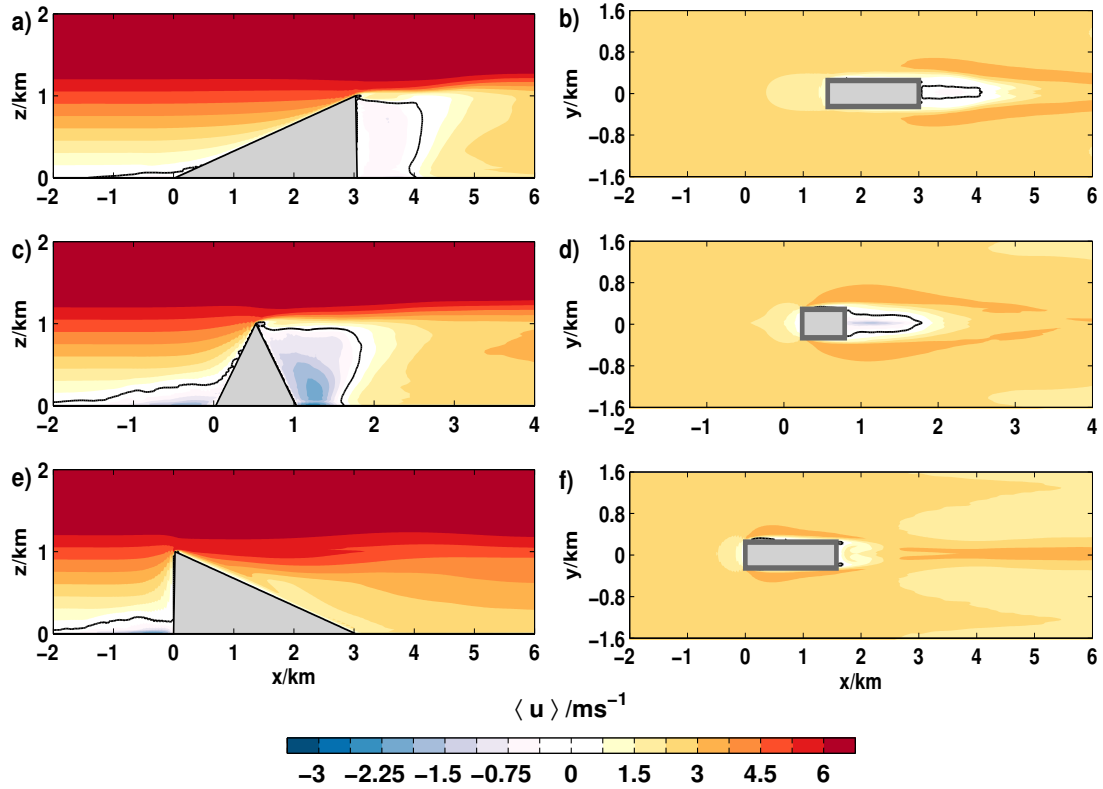


Abbildung 4.23: **Grenzschichtablösung für die beiden asymmetrischen und die symmetrische Pyramide**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}). Links in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges und rechts für die xy-Schnitte auf 500 m Höhe.

Um das Verhalten der Strömung und der eventuellen Wirbelbildung im Lee des Berges besser untersuchen zu können werden in Abbildung 4.24 die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponente des Windfeldes in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges (linke Spalte) und die Stromlinien der zeitlich gemittelten horizontalen Strömung in einem xy-Schnitt auf 500 m Höhe (rechte Spalte) gezeigt. Im ersten Fall (steiler Abfall im Lee des Berges, siehe

⁴Der Stagnationspunkt ist der Punkt, bei dem die Strömung oberhalb positive und unterhalb negative Werte im vertikalen Windfeld hat.

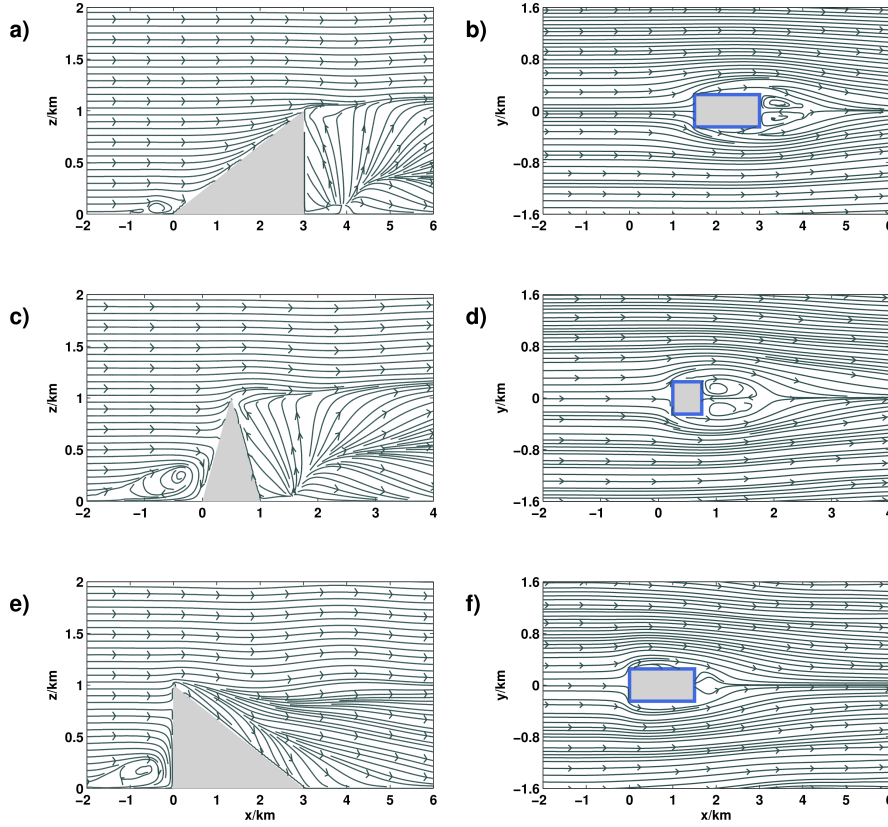


Abbildung 4.24: **Verhalten der Strömung für die beiden asymmetrischen und die symmetrische Pyramide**

In der linken Spalte sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponenten der Strömung in einem xz -Schnitt durch die Mitte des Berges gezeigt. In der rechten Spalte befinden sich die Stromlinien des zeitlich gemittelten horizontalen Windes in einem xy -Schnitt in einer Höhe von 500 m.

Abbildung 4.24 a) und b)) erkennt man, dass die Stromlinien im Lee nach oben gerichtet sind, bis diese die Gipfelhöhe erreichen und dann mit der Strömung aus dem Modellgebiet transportiert werden. In diesem Fall ist kein Bogenwirbel, wie in Voigt und Wirth (2013, siehe Fig. 4) gezeigt wird, zu erkennen. Der Grund dafür ist die Scherung der Strömung, die den Leewirbel kippt (persönliches Gespräch Prof. Dr. Volkmar Wirth), weshalb im horizontalen Stromlinienbild zwei gegenläufige Wirbelpaare beobachtet werden können. Auch im Fall der symmetrischen Pyramide (siehe Abbildung 4.24 c) und d)) kann das zuvor Beschriebene im Lee des Berges beobachtet werden. Jedoch gibt es hier große Unterschiede auf der windzugewandten Seite. Dort ist ein sehr großer Rückströmbereich zu erkennen, was mit der Blockierung der Strömung (Baines 1987) durch das Hindernis zusammenhängt. Da der Berg sehr steil auf der windzugewandten Seite ist, ist es für die Strömung schwer das Hindernis zu überströmen. Deshalb gleitet die Strömung am Boden in Richtung Einströmrund zurück und es bildet sich ein großer Wirbel auf der windzugewandten Seite. Auch für die letzte Anordnung kann das zuvor beschriebene Verhalten auf der windzugewandten Seite beobachtet werden. Hier gibt es jedoch im Lee Unterschiede, da sich bei dieser Konstellation kein Wirbel im Lee ausbildet. Die Stromlinien sind sogar eher nach unten gerichtet und auch im horizontalen

Stromlinienbild gibt es keinen Hinweis auf eine Wirbelbildung im Lee des Berges.

4.4.3 Bildung einer Bannerwolke

In diesem Teil wird auf die Bildung einer Bannerwolke bei den vorher genannten Modellkonfigurationen eingegangen. Dazu ist in Abbildung 4.25 die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) gezeigt. Man erkennt, dass nur bei der ersten Anordnung (siehe Abbildung 4.25 a)) Werte für $\langle \Delta z \rangle > 480$ m erreicht werden. Zusätzlich befinden sich diese hohen Werte im Lee des Berges und haben auch eine Bannerwolken ähnliche Form. Bei der zweiten Anordnung (siehe Abbildung 4.25 b)) befinden sich auch erhöhte Werte von $\langle \Delta z \rangle$ im Lee des Berges, die jedoch nur 360 m überschreiten. In der letzten Anordnung (siehe Abbildung 4.25 c)) werden kaum Werte über 60 m erreicht. Wir stellen somit fest, dass die größte Wahrscheinlichkeit zur Bildung einer Bannerwolke für die erste Modellkonfiguration gegeben ist (steiler Abfall im Lee des Berges). Diese Anordnung würde an der Zugspitze einer Anströmung aus Südosten gleichen, während für die Anströmung aus Richtung Norden (Abbildung 4.25 c)) eher keine Bannerwolken erwartet werden können. Auffällig ist auch, dass in den beiden Anordnungen in Abbildung 4.25 a) und b) am Oberrand der erhöhten Werte von $\langle \Delta z \rangle$ niedrigere Werte zu finden sind. Diese können damit erklärt werden, dass in Gipfelhöhe die Fläche, die senkrecht zur Strömungsrichtung steht, eine geringere Ausdehnung hat als am Boden und somit ein Umströmen des Hindernisses in Gipfelhöhe leichter wird. Dadurch können Luftpakete, die sich eher horizontal bewegen und somit niedrige Werte von $\langle \Delta z \rangle$ aufweisen, an dieser Stelle eingemischt werden, wodurch die geringeren Werte entstehen.

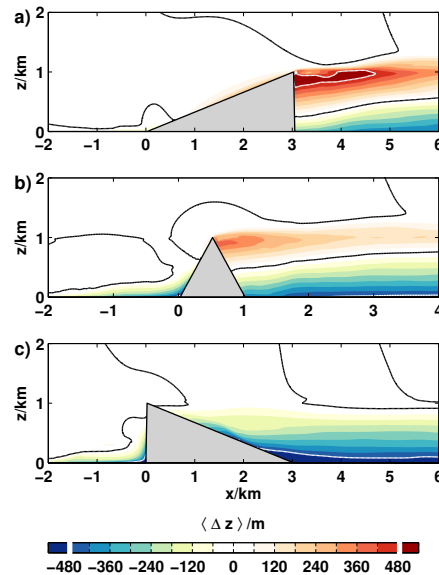


Abbildung 4.25: **Bildung einer Bannerwolke für die asymmetrischen und die symmetrische Pyramide**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges. Die Lagrange'sche Vertikalverschiebung wurde in diesem Fall über den Spurenstoff χ bestimmt.

In Abbildung 4.26 ist die relative Feuchte abgebildet, wobei die dazugehörige spezifische Feuchteverteilung in Gleichung 4.10 beschrieben ist. Es ist zu erkennen, dass nur für die erste Anordnung (siehe Abbildung 4.26 a)) Werte von über 100 % erreicht werden und diese Werte auch direkt in Gipfelnähe im Lee des Berges liegen. In der zweiten Anordnung (siehe Abbildung 4.26 b)) können auch höhere Werte gefunden werden, jedoch überschreiten diese lediglich 97 %. In der letzten Anordnung werden kaum Werte über 82 % erreicht. Daraus lässt sich schließen, dass bei einer für die Atmosphäre typischen Feuchteverteilung mit feuchten Luftschichten in Bodennähe und trockeneren Schichten darüber Bannerwolken am wahrscheinlichsten für die erste Anordnung beobachtet werden können. Wie später noch zu sehen ist, spielt die Verteilung der Feuchte eine große Rolle bei der Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze.

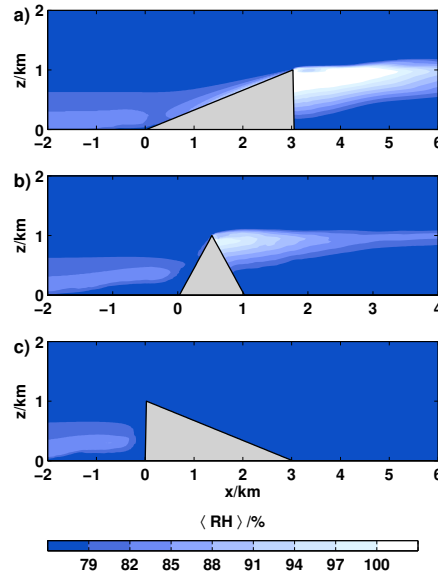


Abbildung 4.26: **Relative Feuchteverteilung für die beiden asymmetrischen und die symmetrische Pyramide**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges.

Zusätzlich wird nun mithilfe von Rückwärtstrajektorien, die an jedem Gitterpunkt gestartet werden, die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ (in m) und die Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;40 \text{ min}}$ (in m) in Abbildung 4.27 und 4.28 gezeigt. Die Trajektorien wurden für eine Dauer von 40 min rückwärts gerechnet.

Vergleicht man die beiden Ergebnisse der Vertikalverschiebungen ($\langle \Delta z \rangle$ in Abbildung 4.25 und $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ in Abbildung 4.27) miteinander ist zu erkennen, dass für alle drei Anordnungen beide Bilder relativ gut übereinstimmen. Kleinere Abweichungen gibt es hauptsächlich in den Bereichen, in denen sich Wirbel ausgebildet haben. Diese Gebiete befinden sich vor und im Lee des Berges und dort auch nur für die ersten beiden Anordnungen (Abbildung 4.25

und 4.27 a) und b)). Ein Grund für die Abweichungen könnte sein, dass dort durch die stärkere Turbulenz die Berechnung der Trajektorien ungenauer wird. Weitere Unterschiede in den Gradienten der Felder können auch damit erklärt werden, dass bei der Berechnung von $\Delta z_{traj;40\text{ min}}$ die subskalige Mischung des Spurenstoffes aufgrund des Feinstrukturmodells fehlt. Diese ist gerade im Lee in Gipfelnähe durch die starke Windscherung sehr groß, was an den erhöhten Werten der nicht aufgelösten turbulenten kinetischen Energie $\langle tke \rangle$ (in $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$) erkennbar ist (siehe Abbildung C.11 a)).

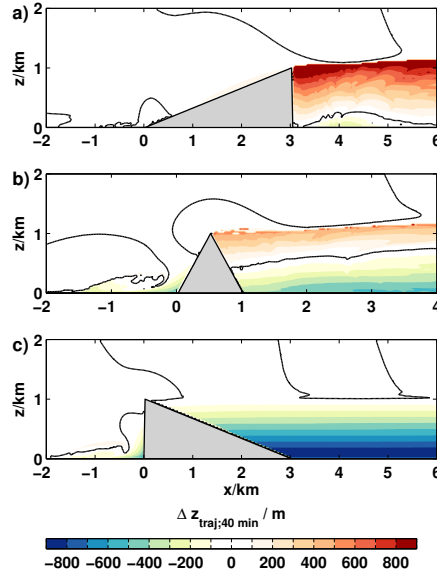


Abbildung 4.27: **Bildung einer Bannerwolke mithilfe von Trajektorien für die beiden asymmetrischen und die symmetrisch Pyramide**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;40\text{ min}}$ (in km). Diese Verschiebung wurde mithilfe von Rückwärtstrajektorien, die eine Dauer von 40 min besitzen, bestimmt.

Eine weitere wichtige Erkenntnis ergibt sich aus $\Delta x_{traj;40\text{ min}}$ (siehe Abbildung 4.28). Positive Werte bedeuten, dass sich die Luftpakete 40 min vorher weiter stromaufwärts befunden haben (von links kommend). Während für negative Werte, sich die Luftpaket weiter stromabwärts befunden haben (von rechts kommend). Das bedeutet, dass im Falle der ersten Anordnung (Abbildung 4.28 a)) die Luftpakete, die sich im Lee des Gipfels befinden, von rechts stammen und somit die Hebung dieser Luftpakete auch nur im Lee erfolgt. Für die symmetrische Pyramide (siehe Abbildung 4.28 b)) stammen die Luftpakete, die innerhalb der 40 min gehoben wurden, nahezu alle von der windzugewandten Seite des Berges genauso wie für die letzte Anordnung (siehe Abbildung 4.28 c)).

Für eine weitere Analyse werden Trajektorien für unterschiedlich lange Laufzeiten betrachtet. Dazu sind im Anhang C die Ergebnisse für Trajektorien mit einer Dauer von 10 min (Abbildung C.12 und C.13) und 20 min (Abbildung C.14 und C.15) gezeigt.

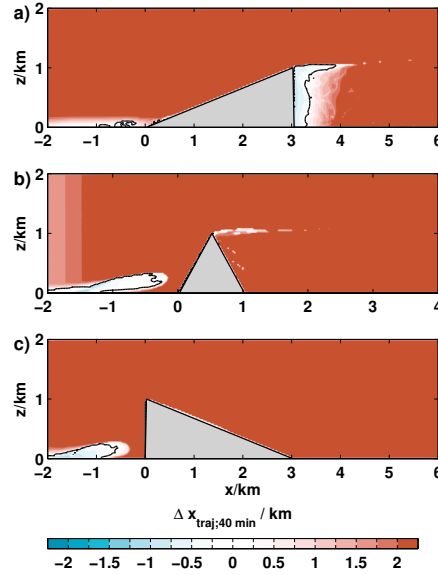


Abbildung 4.28: **Verschiebung in Strömungsrichtung für die beiden asymmetrischen und die symmetrische Pyramide**

Dargestellt ist die Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;40 \text{ min}}$ (in km). Diese Verschiebung wurde mithilfe von Rückwärtstrajektorien, die eine Dauer von 40 min besitzen, bestimmt.

Im Fall der ersten Anordnung (vergleiche Abbildung C.13, C.15 und 4.27 jeweils a)) ist zu erkennen, dass für längere Laufzeiten der Trajektorien, die Bilder der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (einmal über den Spurenstoff und über Trajektorien berechnet) sich mehr ähneln. Weiter ist anhand dieser Abfolge von Bildern zu erkennen, dass Luftpakete, die nahe am Hindernis aufsteigen, sehr langsam sind, da nach 10 min die Werte für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung (siehe Abbildung C.13 a)) an dieser Stelle noch relativ gering ausfallen. Erst nach 20 min (siehe Abbildung C.15 a)) können auch im direkten Lee des Gipfels hohe Werte beobachtet werden. Diese Hebung der Luftpakete erfolgt zudem hauptsächlich im Lee des Berges (siehe Abbildung C.12, C.14 und 4.28 a), da dort die Luft aus dem Lee des Berges stammt.

Für den Fall der symmetrischen Pyramide (siehe Abbildung C.13, C.15 und 4.27 b)) ist zu erkennen, dass nach 10 min die Hebung im Lee des Berges sehr hohe Werte im Vergleich zum Spurenstoff erreicht. Nach 20 min sind die Werte im direkten Lee des Berges weiterhin sehr hoch. Weiter weg vom Gipfel im Lee des Berges werden die Werte nach 20 min geringer. Das stimmt mit dem Bild der Verschiebung in Strömungsrichtung (siehe Abbildung 4.28 b)) überein. Die Luftpakete, die hohe Werte bei der vertikalen Verschiebung aufweisen, stammen alle aus dem Lee des Berges, während die Luftpakete mit geringeren Werten alle von der windzugewandten Seite herkommen. Diese Tatsache erklärt nun auch, dass für Trajektorien mit einer Dauer von 40 min die Hebungen so gering ausfallen, da die gesamte Luft im Lee des Berges von der windzugewandten Seite herkommt.

Im letzten Fall gibt es kaum Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Laufzeiten, da sich in dieser Anordnung keine Wirbel im Lee gebildet haben und somit die Strömung weniger turbulent um das Hindernis verläuft.

Es kann somit festgestellt werden, dass nach einer kurzen Trajektorienlaufzeit hohe Werte für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung im Lee der Hindernisse (symmetrische und asymmetrische Pyramide 1) beobachtet werden können. Je länger die Laufzeit wird, desto geringer werden die Werte der Verschiebung an der symmetrischen Pyramide, während die Werte für die asymmetrische Pyramide 1 weiterhin hoch bleiben. Dies führt zur Erkenntnis, dass die Herkunft der Luftpakete eine wichtige Rolle spielt, da diese unterschiedliche Eigenschaften vor allem in der spezifischen Feuchte aufweisen können. Die zusätzliche Betrachtungsweise mithilfe der Trajektorien ist vorteilhaft, da man eine zusätzliche zeitliche Information über die Hebung erhält. Jede der drei Methoden (Vertikalhebung über den Spurenstoff, Vertikalhebung über Trajektorien und die relative Feuchte) zeigt, dass sich Bannerwolken bevorzugt an asymmetrischen Bergen, bei denen im Lee ein steiler Abfall der Orografie vorliegt, bilden. Es liegt somit nahe, dass dies auch die beobachtete Präferenz für die Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze bei einer Südostanströmung erklärt. Um dies genauer zu untersuchen werden im nächsten Kapitel 5 Simulationen mit der Orografie der Zugspitze gezeigt.

4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten idealisierten Modellsimulationen dienen der Beantwortung, der in Kapitel 1 gestellten offenen Fragen zur Theoriebildung von Bannerwolken. Es lassen sich nun folgende Erkenntnisse aus diesem Kapitel hervorheben:

1. Bannerwolken bilden sich bevorzugt an steilen Bergen in Kombination mit einer schwach geschichteten Strömung. Dies entspricht einem sehr kleinen Teil des Regimediagramms nach Baines (1995), in dem die Strömung eher nicht hydrostatisch ist.
2. Bannerwolken bilden sich ausschließlich an 3D-Bergen und nicht an Graten, da die Bildung der Wolke ein Umströmen des Hindernisses erfordert (siehe auch (Schappert und Wirth 2015)).
3. Nur durch eine starke Bodenreibung entsteht das Regime, in dem sich Bannerwolken bilden.
4. Für unsere gewählte Modellkonfiguration produziert der durch Reibung generierte Lee-wirbel, ein für Bannerwolken charakteristisches Muster in der Lagrange'schen Vertikalverschiebung und ist somit verantwortlich für die Bildung von Bannerwolken.
5. Die Form des Berges spielt eine eher untergeordnete Rolle bei der Bildung von Bannerwolken, solange eine starke Bodenreibung bei der Simulation verwendet wird. Jedoch kann man sagen, dass scharfe Kanten, wie bei der Pyramide, die Grenzschichtablösung in dem für Bannerwolken geeignetem Regime begünstigt (Scorer 1955). Somit treten Bannerwolken bevorzugt an Bergen mit scharfen Kanten auf.
6. Bannerwolken entstehen bevorzugt an Hindernissen, die im Lee des Berges einen sehr steilen Abfall besitzen.

Simulationen mit der Zugspitzorografie

5

Dieses Kapitel beinhaltet den zweiten Teil dieser Arbeit, in dem Ergebnisse aus den durchgeführten Simulationen mit der Zugspitzorografie vorgestellt werden. Ziel ist es, die offenen Fragen, die in Kapitel 1 beschrieben wurden, zu beantworten. Dabei wird die beobachtete Präferenz für die Bildung einer Bannerwolke an der Zugspitze unter einer Südostanströmung analysiert. Zusätzlich werden Ergebnisse, die durch idealisierte Simulationen erlangt wurden, auf die Strömungsverhältnisse an der Zugspitze übertragen.

Die ersten systematischen Beobachtungen von Bannerwolken an der Zugspitze wurden im Jahr 2005 durchgeführt (siehe auch Abschnitt 2.1). Die Ergebnisse dieser Messungen befinden sich in den beiden Artikeln von Schween et al. (2007) und Wirth et al. (2012) und stellen eine wichtige Grundlage für die Ergebnisse dieses Kapitels dar. Eine wesentliche Beobachtung aus dem Artikel von Wirth et al. (2012) war, dass die Bildung einer Bannerwolke an dem Grat zwischen der Zugspitze und dem Zugspitzeck (siehe in Abbildung 5.1 a) roter Strich) bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung wahrscheinlicher ist, als unter einer Anströmung aus Richtung Norden. Dieses Ergebnis wurde durch eine Kombination aus Zeitrafferfilmen, die mithilfe einer Kamera an der Zugspitze (roter Punkt in Abbildung 5.1 a)) aufgenommen wurden und mit Messdaten die zusätzlich gesammelt wurden, gefunden.

In Abbildung 5.1 b) sind diese Ergebnisse noch einmal mittels einer Windrose dargestellt (gleiche Daten wie in Fig. 8 (b) aus Wirth et al. (2012)). Die blauen Balken stellen die Anzahl von beobachteten Bannerwolkenereignissen für die jeweilige Anströmrichtung dar. Die grauen Balken repräsentieren eine Klimatologie der vorherrschenden Windrichtung an dem Grat. Mithilfe dieses Diagramms ist zu erkennen, dass sich Bannerwolken im Vergleich zur auftretenden Windrichtung bei einer Nordanströmung seltener bilden als bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung. In dem Artikel von Wirth et al. (2012) wird vermutet, dass die Ursache der beobachteten Präferenz in der Asymmetrie der Orografie des Grates liegt. Der Abfall in Richtung Zugspitzplatt (in Richtung Süden) ist relativ flach im Vergleich zu dem steilen Abfall zum Eibsee (Richtung Norden) hin. Diese Vermutung wurde zuerst als Vorarbeit durch idealisierte Simulationen an asymmetrischen Graten und Pyramiden in Anne Martin (2014) untersucht und zusammenfassend in dem Abschnitt 4.4 in dieser Arbeit

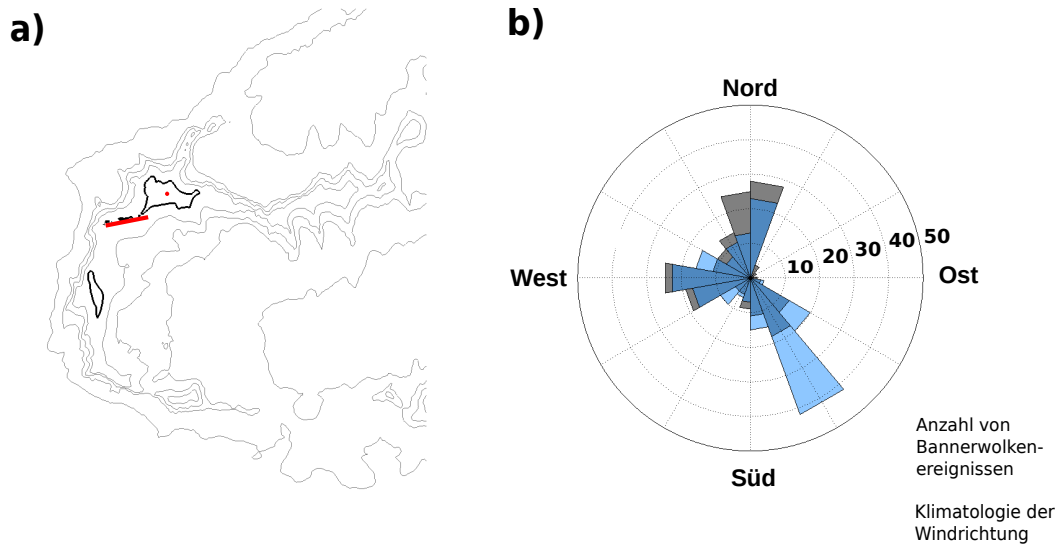


Abbildung 5.1: **Orografie der Zugspitze und Windrose für das Auftreten von Bannerwolken**

a) Orografie der Umgebung der Zugspitze. Der rote Strich markiert dem Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck und der rote Punkt zeigt die Lage des Zugspitzgipfels. Die Konturlinien entsprechen [1000, 2000, 1400, 2500, 2600, 2800] m.

b) Dargestellt ist die Anzahl von Bannerwolkenereignissen an der Zugspitze (blaue Balken) und die dazugehörige Klimatologie der Windrichtung an dem Grat (graue Balken). Die Daten stammen aus Wirth et al. (2012, Fig. 8 (b)).

beschrieben.

In diesem Kapitel soll nun mit einer realistischen Orografie diese Vermutung speziell für die Zugspitze getestet werden (siehe Abschnitt 5.2). Zusätzlich soll getestet werden (siehe Abschnitt 5.3), welchen Einfluss die Höhe der neutralen Grenzschicht und somit die Schichtung der Strömung auf die Bildung von Bannerwolken an diesem Grat hat.

5.1 Modellkonfiguration

Die beiden Modellgebiete für die jeweilige Anströmrichtung sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Das linke Bild (Abbildung 5.2 a)) beinhaltet die Anströmung aus südöstlicher Richtung, während das rechte Bild (Abbildung 5.2 b)) eine Anströmung aus Norden darstellt. Die Daten für die Orografie stammen aus dem ASTER GDEM Datensatz¹ der NASA. Diese Daten haben eine Auflösung von ca. 30 m. Es wurden noch zwei weitere Datensätze mit einer Auflösung von 10 m einmal vom BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen² und vom Landes-

¹ASTER GDEM ist ein Produkt des METI und der NASA, 2011, ASTER GDEM, Version 2, NASA EOSDIS LP DAAC, USGS EROS Zentrums, Sioux Falls, South Dakota (<https://lpdaac.usgs.gov>), aufgerufen November 6, 2014

²<http://www.bev.gv.at>

amt für Vermessung und Geoinformationen³ zur Analyse hinzugezogen. Diese drei Datensätze wurden linear auf ein Gitter mit einer Weite von 50 m interpoliert. Beide Gebiete erstrecken sich in Strömungsrichtung (x-Richtung) über 19,2 km und in y-Richtung über 17,6 km, während in der Vertikalen eine Höhe von 8 km erreicht wird. Es wird dabei eine äquidistante Auflösung von $\delta x = \delta y = \delta z = 50$ m verwendet, woraus sich $384 \times 352 \times 160$ Gitterpunkte ergeben. Der höchste Punkt der Orografie beträgt bei dem hier verwendeten interpolierten Datensatz 2950 m und entspricht der Zugspitze, die in der Mitte des Modellgebietes liegt. Im oberen Teil des Modellgebietes wird eine Schwammschicht der Dicke $\Delta z_s = 2$ km mit einer Dämpfungskonstanten von $\tau_z = 250$ s verwendet. Auch an den seitlichen Rändern wird jeweils eine Schwammschicht verwendet, die jeweils bei 6,2 km beginnt und sich über $\Delta y_s = 2$ km erstreckt und eine Dämpfungskonstanten von $\tau_y = 1000$ s hat. Die zeitliche Auflösung der Simulationen beträgt $\Delta t = 1$ s mit einem Vorlauf von 1 h 20 min. Der darauffolgende Hauptlauf dauert 2 h. Während dieser Zeit werden die zeitlichen Mittelwerte berechnet. Im Anhang B wird der Einfluss der Modellgröße sowie der Einfluss verschiedener Parameter auf die Strömung nahe am Gipfel systematisch untersucht, woraus sich die in diesem Kapitel verwendeten Einstellungen ergeben.

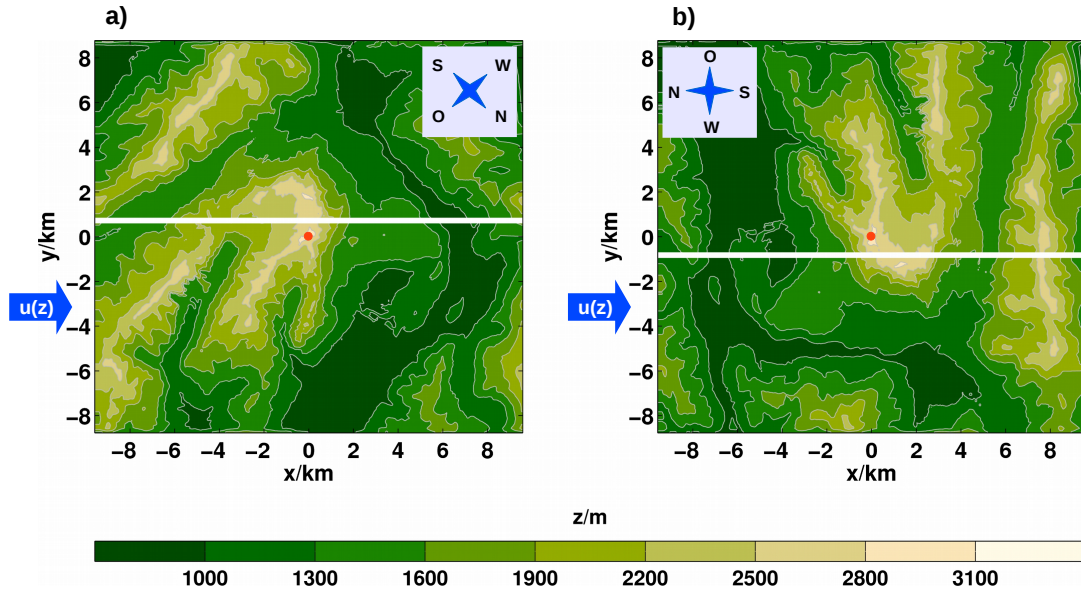


Abbildung 5.2: **Modellgebiet für die Zugspitze**

Dargestellt ist die Orografie z (in m). Der weiße Balken markiert den xz-Schnitt durch die Mitte des Grates. Der rote Punkt stellt die höchste Stelle des Gebietes, die Zugspitze dar. Der blaue Pfeil markiert den Einströmrand mit dem einströmenden Windprofil $u(z)$.

a) Für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung.

b) Für eine Anströmung aus nördlicher Richtung.

³<http://www.geodatenonline.de>

Am Einströmrand werden ein höhenkonstantes Windprofil in Strömungsrichtung von $u(z) = 5 \text{ m s}^{-1}$ verwendet. Der Spurenstoff χ entspricht der Höhe am Einströmrand und wird mit $\chi(z) = z$ eingeströmt. Die potentielle Temperatur $\Theta(z)$ und der Spurenstoff $q(z)$ werden wie in Gleichung 5.1 und 5.2 vorgegeben und sind zusätzlich in Abbildung 5.3 gezeigt.

$$\Theta(z) = \begin{cases} 287 \text{ K} & z \leq h_{\Theta,0} \\ 287 \text{ K} + 0.004 \text{ K m}^{-1} \cdot (z - h_{\Theta,0}) & z > h_{\Theta,0}, \end{cases} \quad (5.1)$$

$$q(z) = q_0 \cdot \begin{cases} 1 - z/(2 \cdot h_{q,0}) & z \leq h_{q,0} \\ 0, 1 & z > h_{q,0}, \end{cases} \quad (5.2)$$

mit $q_0 = 6 \text{ g kg}^{-1}$.

In den Formeln steht $h_{\Theta,0}$ für die Höhe der neutralen Grenzschicht in m und $h_{q,0}$ für die Höhe der bodennahen Schicht an feuchten Luftmassen in m.

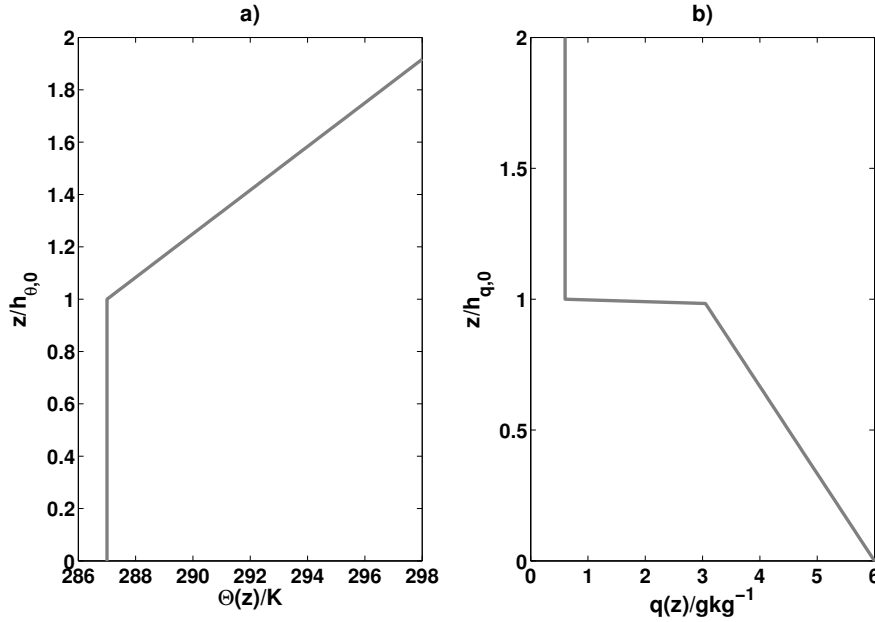


Abbildung 5.3: **Einströmprofile für die Zugspitze**

Dargestellt sind die Einströmprofile für die Simulationen mit der Orografie der Zugspitze:

- a) für die potentielle Temperatur $\Theta(z)$ (siehe Gleichung 5.1) und
- b) für die Feuchte $q(z)$ (siehe Gleichung 5.2).

In Strömungsrichtung sowie für die lateralen Ränder werden offene Randbedingungen benutzt. Offene Randbedingungen bedeutet, dass dort das Windfeld auf das Windprofil am Einströmrand gesetzt wird und somit 5 m s^{-1} beträgt. Deshalb wurden in diesen Simulationen Schwämme an den lateralen Rändern verwendet, damit ein kontinuierlicher Übergang entsteht.

5.2 Einfluss der Anströmrichtung

In diesem Abschnitt wird nun mithilfe einer realistischen Orografie untersucht, ob die Asymmetrie in der Orografie der Zugspitze eine Rolle für die Bannerwolkenbildung spielt. Es werden im Folgenden die zwei Anströmungen einmal aus nördlicher und aus südöstlicher Richtung verglichen (siehe Abbildung 5.2). Die Simulationen unterscheiden sich nur durch ihre Anströmrichtung. Ansonsten sind alle Parameter die Gleichen. Die Höhe der neutralen Grenzschicht $h_{\Theta,0}$ wurde auf 3000 m gesetzt und liegt somit in der Nähe der Gipfelhöhe (siehe Wirth et al. 2012). Es soll in diesem Kapitel die folgende Frage beantwortet werden:

- Kann bei einer realistischen Orografie auch eine Präferenz in der Windrichtung für die Bildung von Bannerwolken beobachtet werden?

5.2.1 Analyse der Strömung

Um das Verhalten der Strömung in Gipfelnähe zu untersuchen, sind in Abbildung 5.4, 5.5 und 5.6 zunächst das Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}), das Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) und die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponenten des Windfeldes in einem xz -Schnitt durch die Mitte des Grates (siehe Abbildung 5.2 die beiden weißen Linien) dargestellt. Abbildung a) stellt jeweils die Anströmung aus südöstlicher Richtung dar, während b) die Ergebnisse der nördlichen Anströmung beinhaltet.

Anhand von Abbildung 5.4 ist zu erkennen, dass für beide Anströmrichtungen die Grenzschicht am Oberrand des Grates abreißt und sich jeweils ein Rückströmbereich im Lee des Grates ausbildet. Bei einer Anströmung aus Richtung Norden ist dieser Rückströmbereich jedoch sehr schmal, wegen des flachen Abfalls in Richtung Reintal. Der Rückströmbereich bei der Anströmung aus südöstlicher Richtung (siehe Abbildung 5.4 a)) reicht hingegen sogar bis hinab ins Tal, da die Orografie in Richtung Eibsee sehr steil abfällt.

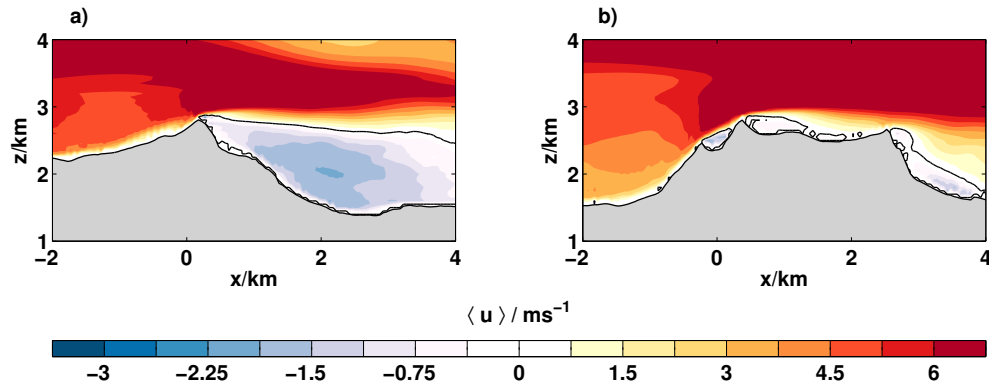


Abbildung 5.4: **Grenzschichtablösung an der Zugspitze**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) in einem xz -Schnitt durch die Mitte des Grates zwischen Zugspitze und Zugspitzeck (siehe weiße Linie Abbildung 5.2).

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.
b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

Im Windfeld in vertikaler Richtung (Abbildung 5.5) ist zu erkennen, dass jeweils für beide Anströmrichtungen somit auf beiden Seiten des Grates ein Aufströmen beobachtet werden kann. Das Aufströmen im Lee des Grates fällt jedoch im Fall der Anströmung aus nördlicher Richtung geringer aus (siehe Abbildung 5.5 b)). Es ist zudem ersichtlich, dass für diese Anströmrichtung das Aufströmen vor dem Grat deutlich stärker im Vergleich zur Anströmung aus südöstlicher Richtung ist. Grund dafür ist vermutlich die Orografie, die bei der nördlichen Anströmung deutlich steiler ist. Zudem ist die Schwerewelle, die beim Anströmen aus südöstlicher Richtung entsteht, etwas stärker ausgeprägt als beim Anströmen aus Richtung Norden. Diese Schwerewelle bewirkt dabei ein leichtes Abströmen im Lee des Grates jedoch nie unterhalb des Gratgipfels (siehe Abbildung 5.5 a)).

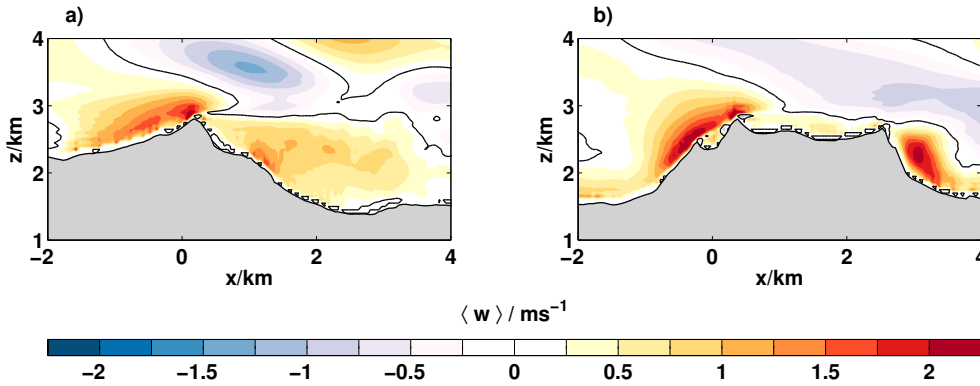


Abbildung 5.5: **Vertikales Windfeld an der Zugspitze**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Grates zwischen Zugspitze und Zugspitzeck (siehe weiße Linie Abbildung 5.2).

a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.

b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

Es muss nun noch geklärt werden, ob sich ein Leewirbel, der wie in Voigt und Wirth (2013) beschrieben wird, an der Zugspitze ausbilden kann. Dazu sind in Abbildung 5.6 die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponente der Strömung in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Grates gezeigt. Man kann deutlich erkennen, dass sich für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung im Lee des Berges ein Wirbel bildet. Dieser Wirbel liegt jedoch nicht im direkten Lee des Grates in Gipfelhöhe, sondern weiter stromabwärts (bei ca. 3,5 km) auf gleicher Höhe (auf ca. 2,5 km). Im gesamten Lee des Berges kann Luft bis an den Gipfel des Grates (ca. 2,9 km) aufsteigen. Die Luft oberhalb des Grates wird dann jedoch mit der Strömung oberhalb des Gipfels nach rechts aus dem Modellgebiet transportiert. Dies steht im Gegensatz zur Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.6 b)), da dort im Lee des Grates kein Wirbel erkennbar ist, aber ein Aufsteigen der Luft beobachtet werden kann. Grund dafür ist, dass der Abfall in Richtung Zugspitzplatt flacher im Vergleich zum Abfall in Richtung Eibsee ist und durch die Orografie bedingt kein Platz für einen ausgeprägten Leewirbel ist. Jedoch sind auch in diesem Fall die Stromlinien im Lee des Grates nach oben gerichtet und werden beim Übertritt des Gipfels mit der Strömung nach rechts aus dem

Modellgebiet transportiert.

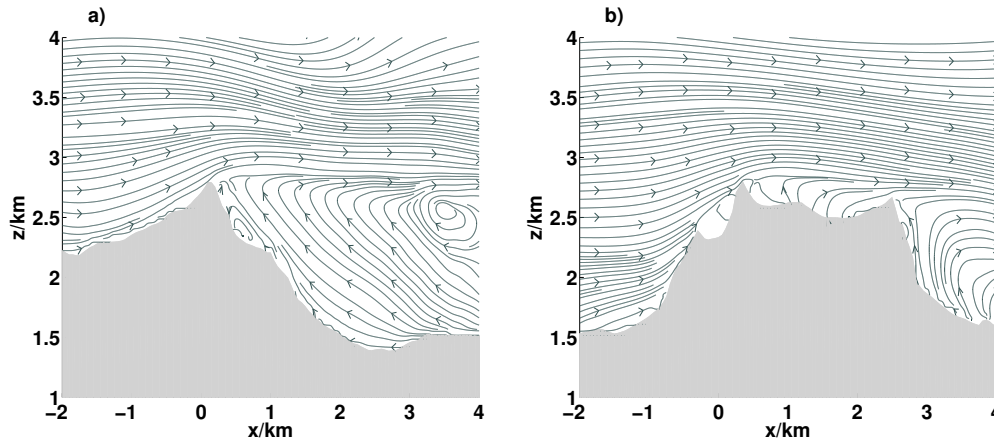


Abbildung 5.6: **Verhalten der Strömung an der Zugspitze**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponenten des Windfeldes in einem xz -Schnitt durch die Mitte des Grates zwischen Zugspitze und Zugspitzeck (siehe weiße Linie Abbildung 5.2).

a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.

b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

5.2.2 Bildung von Bannerwolken

In diesem Abschnitt soll nun die Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze genauer untersucht werden. Es werden dazu zum einen zwei Spurenstoffe und zum anderen Rückwärtstrajektorien als Indikator zur Bildung von Bannerwolken verwendet (siehe Kapitel 3). Der Grund dafür ist, wie später noch gezeigt wird, dass der zeitliche Aspekt, genauso wie die Verteilung der spezifischen Feuchte an der Zugspitze einen großen Einfluss auf die Bildung von Bannerwolken an diesem Grat haben. Es ist deshalb sinnvoll, für die Untersuchung von Bannerwolken an der Zugspitze alle Größen in Kombination zu betrachten, um daraus Schlussfolgerungen für die Bedingungen zur Entstehung einer Bannerwolke zu ziehen.

In Abbildung 5.7 ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird, dargestellt. Der Spurenstoff wurde zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt mit der jeweiligen Höhe initialisiert, dann für weitere 120 min advehiert und gleichzeitig ein Mittelwert bestimmt. Die Abbildung zeigt somit die mittlere Hebung der letzten 2 h. In Abbildung 5.7 sind beide Male nahe am Gipfel des Grates erhöhte Werte für $\langle \Delta z \rangle$ zu finden. Jedoch hat diese Verteilung für beide Anströmrichtungen keine für eine Bannerwolke charakteristische Verteilung. Bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung (siehe Abbildung 5.7 a)) sind Werte von $\langle \Delta z \rangle > 720$ m oberhalb des Grates und auf der windzugewandten Seite zu finden. Dies entspricht nicht einer für eine Bannerwolke typischen Verteilung, da die windzugewandte Seite, nach der Definition von Schween et al. (2007), wolkenfrei sein muss. Auch bei der Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.7 b)) kann keine typische Form einer Bannerwolke im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung beobachtet werden. Denn in diesem Fall würde sich eher eine Wolke oberhalb und

im Lee des Grates bilden, was wiederum keine Bannerwolke, sondern eher eine Wolkenkappe darstellt.

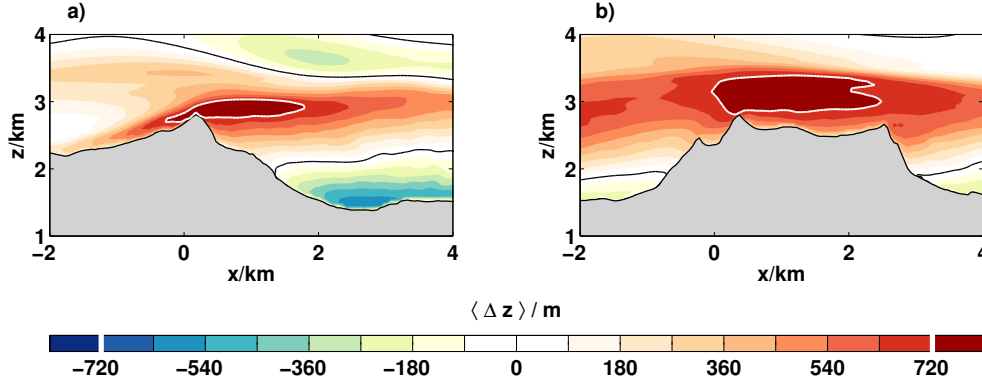


Abbildung 5.7: **Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 120 min ein Mittelwert berechnet.

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.
- b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

In der Abbildung 5.8 ist wieder die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die auch über den Spurenstoff χ bestimmt wird, dargestellt. Die Laufzeit, innerhalb derer die Mittelung erfolgt liegt bei 40 min. Es wird somit die mittlere Hebung innerhalb der letzten 40 min dargestellt. In diesem Fall sieht die Verteilung der Lagrange'schen Vertikalverschiebung für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung (siehe Abbildung 5.8 a)) einer Bannerwolke sehr ähnlich, da sich im direkten Lee des Gipfels erhöhte Werte von $\langle \Delta z \rangle$ befinden. Die Konturfläche für $\langle \Delta z \rangle = 630$ m liegt dabei vollständig im Lee und unterhalb des Gipfels. Im Vergleich zu Abbildung 5.7 a) sind jedoch insgesamt die Werte, die die Größe $\langle \Delta z \rangle$ annimmt, etwas kleiner. Der Grund dafür ist, dass auch die Integrationszeit, innerhalb derer die Mittelung erfolgt, kürzer ist und somit die Luftpakete weniger Zeit zum Aufstieg haben. Zwar sind auch auf der windzugewandten Seite höhere $\langle \Delta z \rangle$ -Werte zu finden, jedoch sind diese niedriger als 630 m und es kann eine Luv-Lee-Asymmetrie im $\langle \Delta z \rangle$ -Feld für diesen Fall festgestellt werden. Bei einer Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.8 b)) befinden sich diese erhöhten Werte oberhalb des Grates und würden somit eher einer Wolkenkappe entsprechen.

Bereits durch die Verwendung des Spurenstoffes lässt sich vermuten, dass für eine mittlere Lebensdauer einer Bannerwolke an der Zugspitze (40 min, siehe Wirth et al. (2012), Fig. 4) sich Bannerwolken an diesem Grat eher bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung bilden. Es stellt sich aber die Frage, warum dies nicht für eine Integrationszeit von 120 min beobachtet werden kann. Um dies zu klären, wollen wir die Herkunft der Luftpakete bestimmen, um Rückschlüsse auf die erhöhten Werte von $\langle \Delta z \rangle$ auf der windzugewandten Seite zu erlangen.

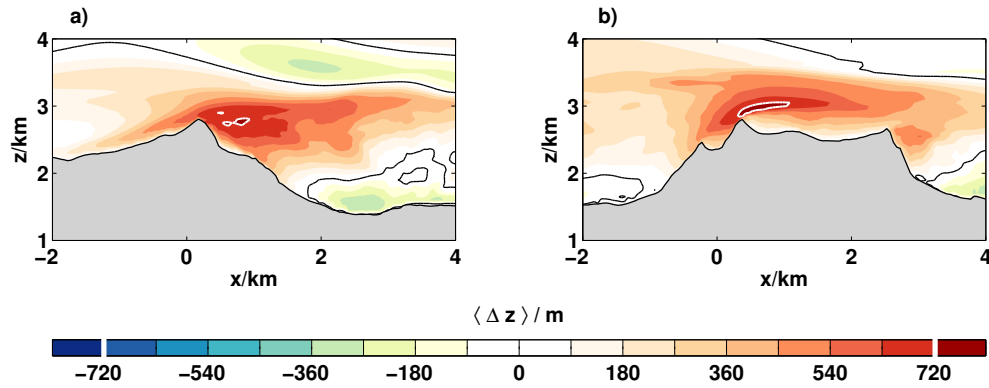


Abbildung 5.8: **Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird, der zu Beginn der zeitlichen Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 40 min ein Mittelwert berechnet wird.

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.
- b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

Es zeigt sich, dass im Vergleich zu den idealisierten Simulationen die Interpretation der Lagrange'schen Vertikalverschiebung an der Zugspitze schwieriger ist. Der große Unterschied zwischen den beiden Simulationstypen ist, dass im Falle der idealisierten Simulationen die Hebung der Luftpakete nur aufgrund eines einzelnen Hindernisses erfolgt. Bei der Zugspitze ist der Spurenstoff durch die umgebende Orographie schon vorher beeinflusst. Dieses Verhalten kann anhand der Simulationen in Abschnitt B.2 erklärt werden. Es werden dort Simulationen mit verschiedenen großen Modellausdehnungen verglichen. Für die erste Modellausdehnung, bei der in Strömungsrichtung die Ausdehnung des Modellgebietes vor dem Grat vergrößert wurde (siehe Abbildung B.3 a)) unterscheidet sich die Lagrange'sche Vertikalverschiebung von den anderen Modellausdehnungen. Grund dafür ist, dass bei dem längeren Vorlauf der Einströmrand eine mittlere Höhe von 1300 m aufweist, während die hier gewählte Modellausdehnung eine mittlere Höhe von 1500 m am Einströmrand besitzt. Somit kann im ersten Fall ein maximales $\langle \Delta z \rangle$ von 1600 m und im zweiten Fall von 1400 m erreicht werden. Durch die vorhandenen Unterschiede in Abbildung 5.7 und 5.8 lässt sich schon vermuten, dass auch die zeitliche Komponente und auch der Ursprungsort der Luftpakete eine große Rolle für die Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze spielen. Es sollte aus diesem Grund nicht ausschließlich die Lagrange'sche Vertikalverschiebung als Indikator für die Bildung einer Bannerwolke verwendet werden.

Ein weiteres Problem der Lagrange'schen Vertikalverschiebung besteht darin, dass hohe Werte von $\langle \Delta z \rangle$ nicht unbedingt mit der Entstehung einer Wolke gleichgesetzt werden können. Die Luftpakete besitzen zwar eine große Hebung, können jedoch viel trockener sein. Dies ist der Fall, wenn die Luftpakete aus höheren Luftschichten stammen, da sie tendenziell trockener sind als Luftpakete die aus tiefen Luftschichten stammen. Aus diesem Grund wird

nun zusätzlich die relative Feuchte betrachtet, die dieses Problem beheben soll.

In den folgenden Abbildung 5.9 und 5.10 wird die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %) gezeigt. Die dazugehörige spezifische Feuchte q wird in Gleichung 5.2 beschrieben und entspricht einem für die Atmosphäre typischen Profil. Das bedeutet, dass die feuchten Luftmassen bis in eine Höhe von $h_{q,0} = 2100$ m mit $q_0 = 6 \text{ g kg}^{-1}$ reichen. Auch dieses Profil orientiert sich dabei stark an den Beobachtungen aus Wirth et al. (2012). In Abbildung 5.9 wurde der Spurenstoff q zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt mit dem jeweiligen Wert von $q(z)$ initialisiert. Die Integrationszeit dauert 2 h, während in Abbildung 5.10 die Integrationszeit nur 40 min beträgt.

In Abbildung 5.9 ist zu erkennen, dass sich für die gegebene spezifische Feuchteverteilung nur im Falle einer Anströmung aus südöstlicher Richtung (siehe Abbildung 5.9 a)) eine Wolke im Lee des Grates bildet. Jedoch entspricht diese Wolke keiner Bannerwolke, da auch auf der windzugewandten Seite des Grates wolkige Luft zu finden ist. Diese wolkige Luft stammt wahrscheinlich aus dem Reintal und steigt anschließend über das Zugspitzplatt auf. Dadurch können eventuell feuchte Luftmassen zum Gipfel des Grates gelangen. Vermutlich ist dieser Aufstieg aufgrund der stärkeren Bodenreibung jedoch langsamer als der Aufstieg im Lee des Berges. Für den Fall der Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.9 b)) befindet sich feuchte Luft ausschließlich auf der windzugewandten Seite, während im Lee des Grates die Luft relativ trocken ist. Allerdings kann auch am Zugspitzplatt bei ca. 2 km wolkige Luft gefunden werden, die vermutlich wieder aus dem Reintal stammt. Vergleicht man Abbildung 5.7 b) mit Abbildung 5.9 b), so ist ersichtlich, dass hohe Werte für $\langle \Delta z \rangle$ nicht unbedingt einer Wolke entsprechen müssen, da diese Luftpakete einfach zu hoch gestartet sind und somit viel trockener waren. Weiterhin ist zu erkennen, dass sich am anderen Ende des Zugspitzplatts bei einer Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.9 b)) nach ca. 3 km eine Bannerwolke bildet. In diesem Fall liegt der steile Abfall der Orografie wieder im Lee des Berges, was zu der Vermutung passt, dass sich Bannerwolken an dem Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck eher bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung bilden (in diesem Fall wäre das eine Anströmung aus nördlicher Richtung). Jedoch kann an diesem Grat kein Vergleich mit Messungen durchgeführt werden, da dort leider keine vorliegen.

In Abbildung 5.10 wird die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ für eine Integrationszeit von 40 min gezeigt. In diesem Fall erkennt man deutlich, dass eine Bannerwolke nur für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung beobachtet werden kann (siehe Abbildung 5.10 a)). Die feuchte Luft, die das Reintal hochsteigt (siehe Abbildung 5.9 a)), hat zu diesem Zeitpunkt noch nicht den Gipfel erreicht, während im Lee des Gipfels bereits deutlich Werte der relativen Feuchte von über 100 % erzielt werden. Im Folgenden wird nun für die Anströmung aus Richtung Norden Abbildung 5.10 b) und Abbildung 5.8 b) zusammen betrachtet. Dabei fällt auf, dass hohe Werte von $\langle \Delta z \rangle$, wie sie oberhalb des Grates zu finden sind, nicht mit der Bildung einer Wolke verbunden werden können. Der Grund dafür ist, dass die Luftpakete

zwar eine große Hebung erfahren, aber nicht genügend Feuchte mit sich führen, da sie aus höheren Luftschichten stammen. Daher ist in diesem Fall der Gipfel des Grates völlig wolkenfrei. Auch bei dieser Anströmrichtung kann an dem Grat, der ca. 3 km weiter stromabwärts liegt, eine Bannerwolke beobachtet werden.

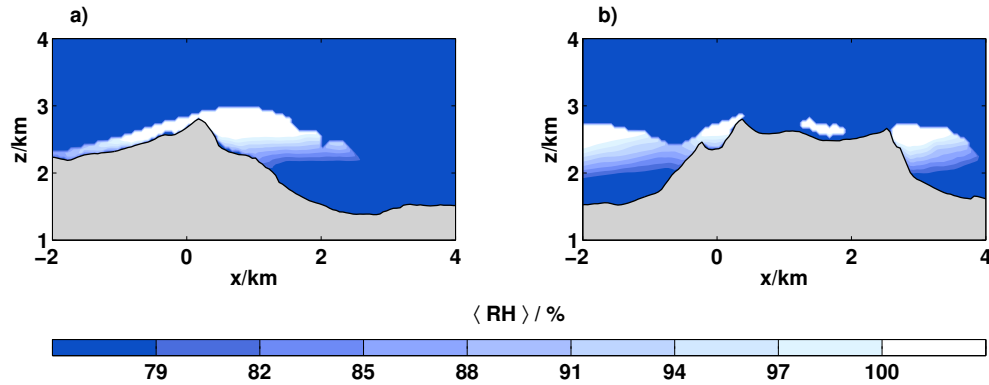


Abbildung 5.9: **Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %). Die dazugehörige spezifische Feuchte q wird zu Beginn der zeitlichen Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 120 min wird ein Mittelwert berechnet.

a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.

b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

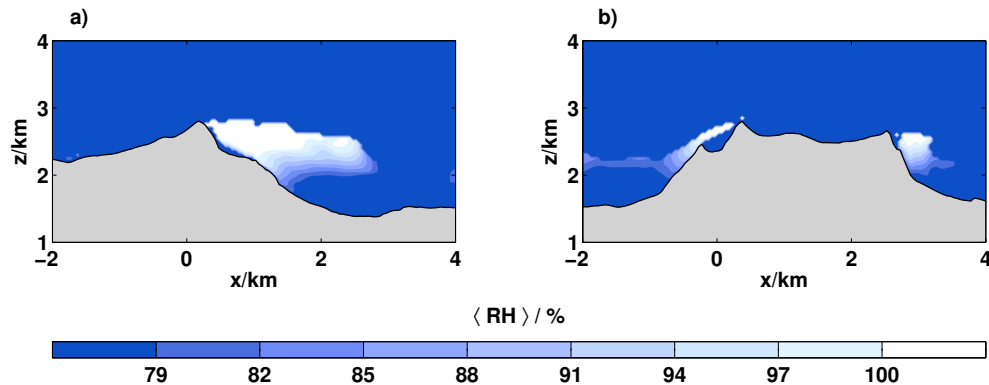


Abbildung 5.10: **Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %). Die dazugehörige spezifische Feuchte q wird zu Beginn der zeitlichen Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 40 min wird ein Mittelwert berechnet.

a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.

b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

Anhand der Abbildung 5.9 und 5.10 lässt sich vermuten, dass Bannerwolken bevorzugt für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung auftreten, sobald die Bildung der Bannerwolke innerhalb eines relativ kurzen Zeitintervalls stattfinden. Durch die Simulationsergebnisse

mit der längeren Mittelungszeit lässt sich zusätzlich vermuten, dass sich Bannerwolken auch für eine Anströmung aus nördlicher Richtung bilden können, wenn die Zeit, in der die Hebung stattfindet, genügend lange ist. Dies stellt kein Widerspruch zu den Beobachtungen aus Wirth et al. (2012, Fig. 4) dar, da dort auch Ereignisse beobachtet wurden, die über mehrere Stunden andauerten. Es konnte jedoch nicht eindeutig geklärt werden, ob genau diese langen Bannerwolkenereignisse unter einer Anströmung aus nördlicher Richtung stattgefunden haben, während die relativ kurzen Ereignisse, unter einer Anströmung aus südöstlicher Richtung auftraten.

Um nun eindeutig zu klären, woher die Luftpakete im Lee und auf der windzugewandten Seite stammen, wird in diesem Abschnitt die Herkunft der Luftpakete untersucht. Dazu sind in Abbildung 5.11 und 5.12 einmal die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ (in m) und die Verschiebung in x-Richtung $\Delta x_{traj;40 \text{ min}}$ (in m) dargestellt. Die Dauer für die Rückwärtstrajektorien wurde so gewählt, dass diese der durchschnittlichen Lebensdauer einer Bannerwolke an der Zugspitze entsprechen. Eine längere Laufzeit der Trajektorien stellte sich als relativ unrealistisch heraus, da durch das Vorhandensein einer starken turbulenten Strömung die Berechnung der Trajektorien mit zunehmender Zeit unrealistischer wird was sich durch das fleckige Muster zeigt.

Anhand von Abbildung 5.11 ist zu erkennen, dass die Luftpakete bei einer südöstlichen Anströmung (siehe Abbildung 5.11 a)) im Lee des Grates um ca. 720 m gehoben wurden. Bei einer Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.11 b)) kann dies nicht beobachtet werden. In diesem Fall findet man die Werte mit einem hohen $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ vor allem oberhalb des Gipfels und an dem Grat, der bei ca. 3 km stromabwärts liegt.

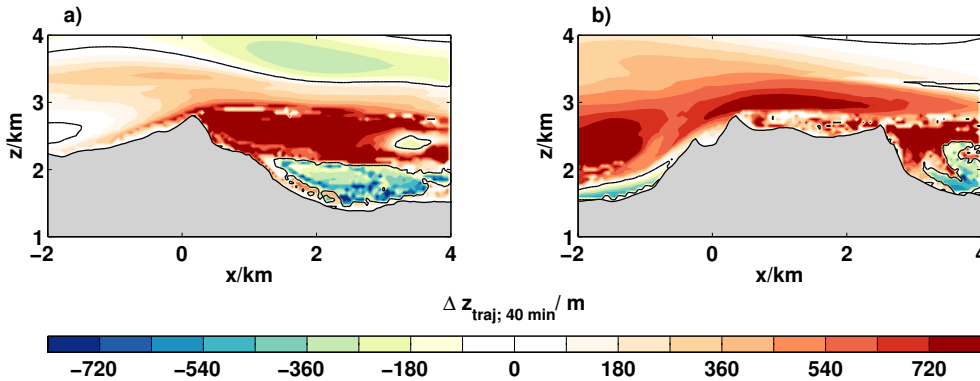


Abbildung 5.11: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Rückwärtstrajektorien**
 Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.
 a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.
 b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

Zusätzlich wird in Abbildung 5.12 die Verschiebung in Strömungsrichtung gezeigt. Die blauen Farben bedeuten, dass sich die Luftpakete 40 min zuvor weiter rechts, also stromabwärts befunden haben, während die roten Farben Luftpakete markieren, die sich 40 min zuvor stromaufwärts, also weiter links befunden haben. Anhand dieser Abbildung ist zu erkennen, dass für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung (siehe Abbildung 5.12 a)) die Luftpakete, die eine starke vertikale Hebung im Lee des Grates (siehe Abbildung 5.11 und 5.8 jeweils a)) erfahren haben, auch ausschließlich innerhalb des Leewirbels gehoben wurden. Es können zwar auch auf der windzugewandten Seite Luftpakete beobachtet werden (siehe Abbildung 5.7 a)), die stark gehoben wurden, diese stammen jedoch nicht aus dem Lee des Berges, sondern von der windzugewandten Seite. Die Luftpakete im Lee und auf der windzugewandten Seite haben somit unterschiedliche Ursprungsorte und können damit auch unterschiedlich feucht sein. Man kann nun Luftpakete unterscheiden, die das Reintal und Zugspitzplatt hochsteigen von denen, die von Richtung Eibsee zum Grat hochsteigen. Da diese beiden Täler räumlich getrennt sind, kann sich somit auch die Feuchte der Luftpakete unterscheiden, obwohl diese aus der gleichen Höhe starten. Bei einer Anströmung aus nördlicher Richtung (siehe Abbildung 5.12 b)) ist zu erkennen, dass die Luftpakete, die oberhalb des Gipfels stark gehoben wurden, von der windzugewandten Seite stammen, also aus Richtung Eibsee, während im Lee des Berges die Luft vom Zugspitzplatt stammt. Da hier jedoch die Werte für die Hebung geringer sind, würde man dort eher nicht mit einer Bannerwolke rechnen. Auch die Luftpakete, die eine starke Hebung auf der windzugewandten Seite bei einer südöstlichen Anströmung (siehe Abbildung 5.7 a)) erfahren haben, stammen dabei eindeutig vom Zugspitzplatt, während die Luftpakete im Lee eher aus Richtung Eibsee kommen. Es kann somit auch der Fall eintreten, dass die stark gehobenen Luftmassen auf der windzugewandten Seite, die vom Zugspitzplatt her kommen, nicht so feucht sind wie in Abbildung 5.9 a) dargestellt ist. Da bisher jedoch keine Messungen vorliegen kann diese Vermutung jedoch nicht bestätigt werden.

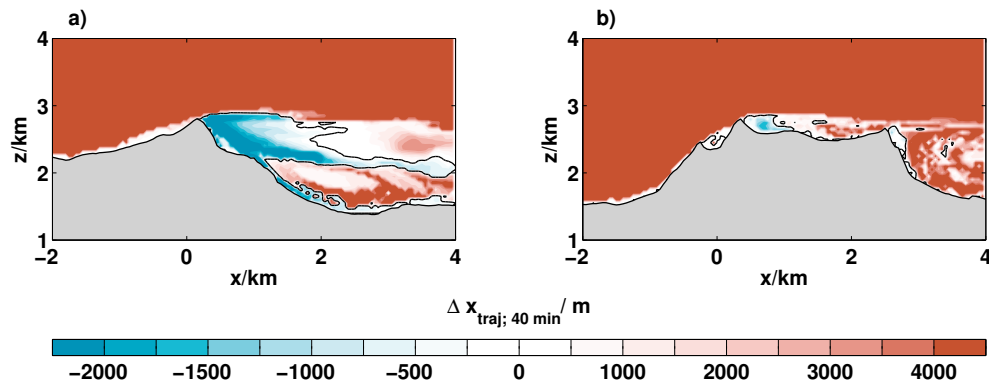


Abbildung 5.12: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;40 \text{ min}}$ (in m). Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung.
- b) Anströmung aus nördlicher Richtung.

Es stellt sich somit heraus, dass bei der Untersuchung von Bannerwolken an der Zugspitze nicht nur die Lagrange'sche Vertikalverschiebung und die relative Feuchte als Indikator verwendet werden können, sondern weitere Größen notwendig sind, um die Eigenschaften der Luftmassen besser abschätzen zu können. Es empfiehlt sich deshalb, eine Kombination aus relativer Feuchte, Lagrange'schen Vertikalverschiebung und die Schnelligkeit der Hebung über Rückwärtstrajektorien zu verwenden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass es wahrscheinlicher ist, dass Bannerwolken an der Zugspitze für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung auftreten, da dort die Hebung im Lee des Berges aufgrund der Orografie in einem viel kürzerem Zeitraum geschieht, als wenn Luftpakete das Reintal und dann das Zugspitzplatt hochsteigen. Im zweiten Fall spielt wahrscheinlich die Bodenreibung eine größere Rolle, die die Luftpakete abbremst und somit den Aufstieg verzögert. Zusätzlich könnte es sein, dass die Luftpakete, die aus Richtung Eibsee herkommen tendenziell feuchter aufgrund der Vegetation im Tal sind. Im Vergleich dazu könnte es sein, dass die Luftmassen, die am Zugspitzplatt hochsteigen, tendenziell trockener sind, da dort kaum Vegetation zu finden ist. Dieses Argument müsste jedoch genauer quantifiziert werden. Es ist jedoch nicht unmöglich, auch Bannerwolken für eine Anströmung aus Richtung Norden zu beobachten. Dazu muss der Aufstieg jedoch während eines langen Zeitraums geschehen und zusätzlich müssen die meteorologischen Bedingungen erlauben, dass die Luftpakete, die das Zugspitzplatt hochsteigen, feuchter sind als die auf der windzugewandten Seite. Dieser Fall ist dabei wahrscheinlich seltener anzutreffen, jedoch nicht unmöglich und würde erklären, warum es weniger Bannerwolkenereignisse für diese Anströmrichtung gibt.

5.3 Einfluss der Schichtung

In diesem Abschnitt wird untersucht, welchen Einfluss die Höhe der neutralen Grenzschicht auf die Bildung einer Bannerwolke an dem Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck hat. Die Frage, die dabei beantwortet wird, lautet:

- **Bilden sich Bannerwolken an der Zugspitze auch für eher neutrale Strömungen, wie es in Kapitel Abschnitt 4.1 beschrieben wird?**

Dazu wurden die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Simulationen mit verschiedenen Grenzschichthöhen wiederholt. Zunächst liegt die neutrale Grenzschicht bei $h_{\Theta,0} = 2000$ m und im zweiten Fall bei $h_{\Theta,0} = 3500$ m, also ca. 500 m oberhalb des Gipfels der Zugspitze. Anhand dessen soll geklärt werden, welchen Einfluss die Schichtung auf die Bildung einer Bannerwolke hat. Denn wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, bilden sich Bannerwolken bevorzugt für eher neutral geschichtete Strömungen und nicht bei stabil geschichteten Strömungen, da dort eine Verschiebung in vertikaler Richtung aufgrund der höheren Rückstellkraft unterdrückt wird. Des Weiteren wissen wir aus Abschnitt 4.4 und Abschnitt 5.2, dass Bannerwolken eher für eine südöstliche Anströmung auftreten, weshalb in diesem Kapitel auch nur Ergebnisse für diese Anströmrichtung gezeigt werden. Die Ergebnisse für eine Anströmung aus nördlicher Richtung befinden sich im Anhang im C.2.2.

5.3.1 Analyse der Strömung

Um die Strömung in der Nähe des Grates zu untersuchen, werden in Abbildung 5.13, 5.14 und 5.15 die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}), das Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) und die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponenten der Strömung für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung dargestellt. Auf der linken Seite a) befinden sich dabei immer die Ergebnisse der hohen neutralen Grenzschicht ($h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$) und auf der rechten Seite b) befinden sich die Ergebnisse für eine niedrige Grenzschicht von $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

Wie man anhand der Abbildung 5.13 erkennen kann, löst sich in beiden Fällen die Grenzschicht direkt am Gipfel des Grates ab und im Lee des Berges entsteht ein Rückströmbereich. Dieser Rückströmbereich ist jedoch deutlich größer ausgeprägt für die höhere neutrale Grenzschicht (siehe Abbildung 5.13 a)). Die maximale Dicke des Rückströmbereiches beträgt dabei ca. 1000 m. Im Unterschied dazu liegt der Rückströmbereich für eine niedrige neutrale Grenzschicht (siehe Abbildung 5.13 b)) sehr nahe an der Orografie und ist maximal ca. 500 m dick.

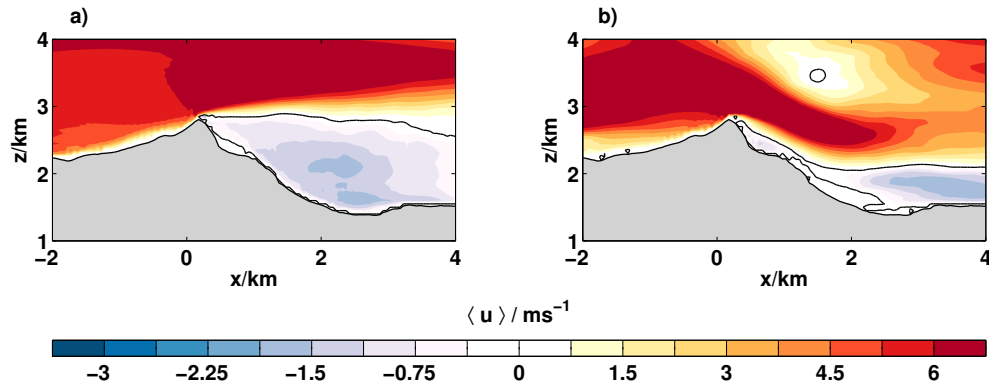


Abbildung 5.13: **Grenzschichtablösung an der Zugspitze**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

Betrachtet man zusätzlich noch den Wind in vertikaler Richtung (siehe Abbildung 5.14), so ist zu erkennen, dass für eine niedrige neutrale Grenzschicht (siehe Abbildung 5.14 b)) die Schwerewelle, die beim Überströmen des Grates ausgelöst wird, viel stärker ist als die, die bei der höheren Grenzschicht (siehe Abbildung 5.14 a)) ausgelöst wird. Der Grund dafür liegt in der Schichtung der Strömung. Bei einer niedrigen neutralen Grenzschicht ist die Strömung in Gipfelnähe eher stabil geschichtet, wodurch die Rückstellkraft, die die Luftpakete beim Überströmen des Grates erfahren, viel größer ist als bei der höheren neutralen Grenzschicht. Dies ist auch der Grund, weshalb der Rückströmbereich durch die Schwerewelle in Richtung Berg gedrückt wird (siehe Abbildung 5.13 und 5.14 b)) und somit viel kleiner und schwächer ist. Im Fall der hohen neutralen Grenzschicht (siehe Abbildung 5.14 a)) ist die Schwerewelle

viel schwächer, wodurch im Lee des Berges ein Aufströmen beobachtet werden kann.

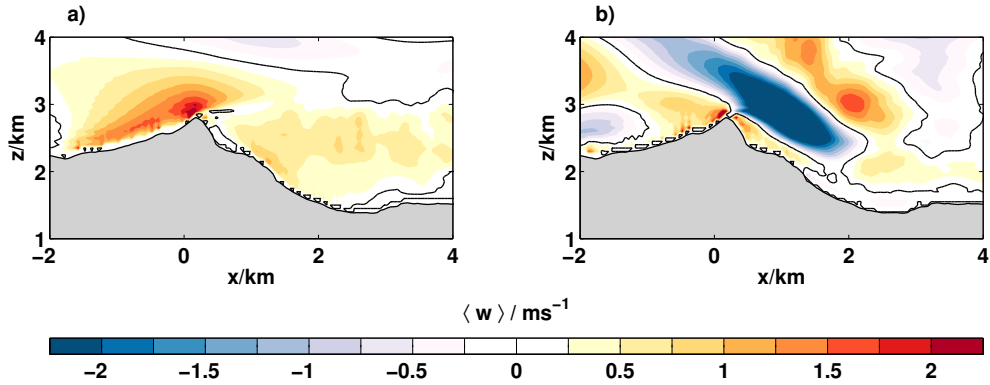


Abbildung 5.14: **Verikales Windfeld an der Zugspitze**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

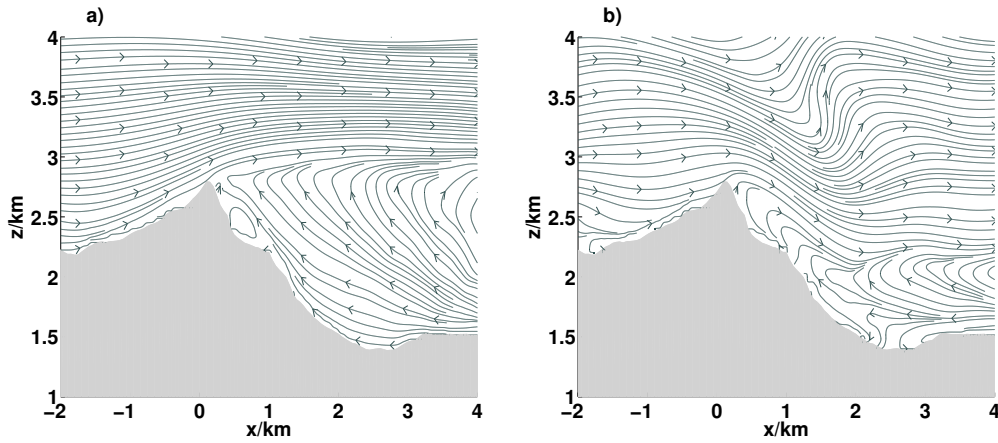


Abbildung 5.15: **Verhalten der Strömung an der Zugspitze**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponenten des Windfeldes für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

Um nun das Verhalten der Strömung und eine Wirbelausbildung im Lee des Grates zu untersuchen, sind in Abbildung 5.15 die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponente der Strömung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für eine hohe neutrale Grenzschicht (siehe Abbildung 5.15 a)) die Stromlinien im Lee des Grates nach oben gerichtet sind, bis in Gipfelhöhe aufsteigen und dann mit der Strömung oberhalb weiter in den Lee des Berges getragen werden. Für diesen Fall kann auch vor dem Grat ein Aufgleiten von Luftmassen, die das Zugspitzplatt hoch wandern, beobachtet werden. Für die Simulationen der Strömung bei niedriger Grenzschicht (siehe Abbildung 5.15 b)) sind die Stromlinien nur im direkten Lee des Berges entlang der Orografie nach oben gerichtet und weiter im Lee des Berges sogar wieder

nach unten gerichtet. In diesem Fall erfolgt die Strömung vor dem Grat eher horizontal und die Luftmassen bewegen sich nicht so eindeutig das Zugspitzplatt hoch, wie in Abbildung 5.15 a) zu sehen ist. Grund dafür ist, dass diese Luftmassen entgegen der Rückstellkraft aufsteigen müssen und sich somit eher horizontal bewegen wollen. In beiden Abbildungen ist jedoch kein eindeutiger Wirbel zu erkennen, was eventuell an der Scherung der Strömung (siehe dazu Unterabschnitt 4.4.2) oder auch an der Komplexität der Orografie liegt.

5.3.2 Bildung von Bannerwolken

In diesem Abschnitt wird auf die Bildung von Bannerwolken an dem Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck eingegangen. Es werden dazu zum einen zwei Spurenstoffe und zum anderen Rückwärtstrajektorien des zeitlich gemittelten Windfeldes für die Interpretation verwendet.

In Abbildung 5.16 ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ berechnet wird, dargestellt. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung initialisiert. Die Laufzeit beträgt bei diesem Bild 40 min, was einer Hebung in den letzten 40 min entspricht. Die Bilder für eine Laufzeit von 120 min werden an dieser Stelle nicht gezeigt (befinden sich jedoch in C.2.2), da die Interpretation ähnlich ist und die mittlere Lebensdauer einer Bannerwolke 40 min beträgt (siehe Wirth et al. 2012). Vergleicht man die beiden Bilder (Abbildung 5.16 a) und b)), kann man feststellen, dass bei der höheren neutralen Grenzschicht (siehe Abbildung 5.16 a)) Werte von über 720 m erreicht werden, während im Falle der niedrigen Grenzschichthöhe (siehe Abbildung 5.16 b)) kaum Werte von über 450 m erlangt werden. Dies ist konsistent mit den Ergebnissen aus den idealisierten Simulationen (siehe Abschnitt 4.1). Je stabiler die Strömung geschichtet ist, desto weniger Vertikalbewegung kann stattfinden. Außerdem kann festgestellt werden, dass für eine höhere neutrale Grenzschicht (siehe Abbildung 5.16 a)) die Luv- Lee Asymmetrie in der Lagrange'schen Vertikalbewegung ausgeprägter ist im Vergleich zu den Simulationsergebnissen der niedrigeren Grenzschicht (siehe Abbildung 5.16 b)). Es kann somit konstatiert werden, dass die Bildung einer Bannerwolke bei einer eher höheren neutralen Grenzschicht wahrscheinlicher ist. Die Grenzschichthöhe sollte dabei mindestens bis in Gipfelhöhe reichen.

In Abbildung 5.17 ist die relative Feuchte, die über die spezifische Feuchte q (siehe Gleichung 5.2) bestimmt wird, gezeigt. Der Spurenstoff q wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und dann für weitere 40 min gemittelt. Auch in diesem Fall ist zu erkennen, dass Bannerwolken eher für neutral geschichtete Strömungen auftreten (siehe Abbildung 5.17 a)). Denn im Lee des Grates werden Werte der relative Feuchte von deutlich über 100 % erreicht, während die windzugewandte Seite (also das Zugspitzplatt) fast völlig frei von Wolken ist. Bei einer eher stabil geschichteten Strömung (siehe Abbildung 5.17 b)) ist keine Wolke auf beiden Seiten des Grates zu erkennen. Die vertikale Bewegung reicht nicht aus, um die feuchten Luftmassen aus dem Tal hoch zum Grat zu transportieren. Es kann somit festgestellt werden, dass sich keine Bannerwolken unter diesen Bedingungen bilden können. Das bedeutet, dass eine hohe neutrale Grenzschicht die Entstehung von Bannerwolken an diesem Grat begünstigt.

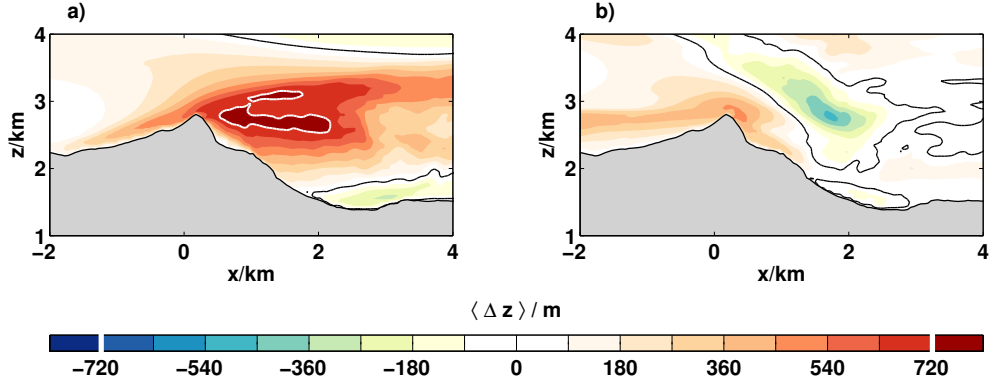


Abbildung 5.16: **Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 40 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

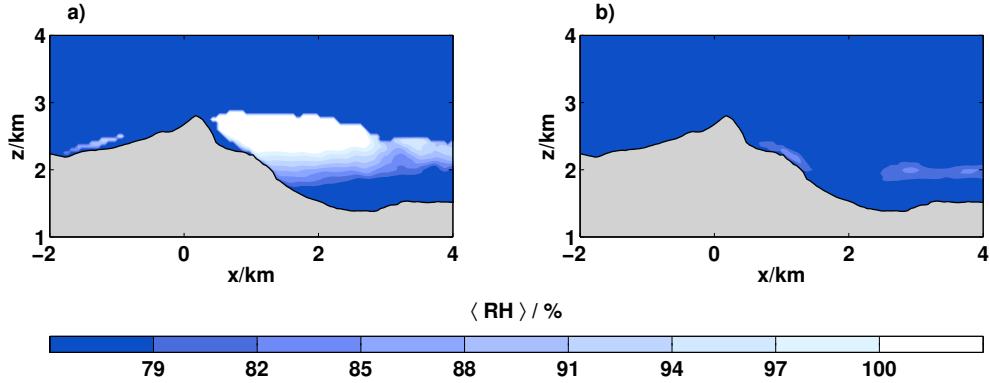


Abbildung 5.17: **Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist zeitlich gemittelte relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %), die über den Spurenstoff q bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 40 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

Abschließend soll noch geklärt werden, woher die Luftpakete stammen. Dazu ist in Abbildung 5.18 die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj,40 \text{ min}}$ (in m) mittels Trajektorien und in Abbildung 5.19 die Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj,40 \text{ min}}$ (in m) gezeigt.

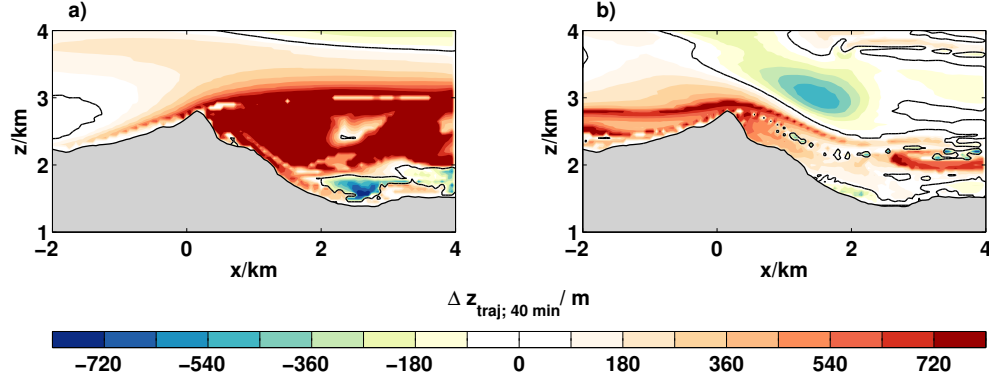


Abbildung 5.18: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj,40 \text{ min}}$ (in m) für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

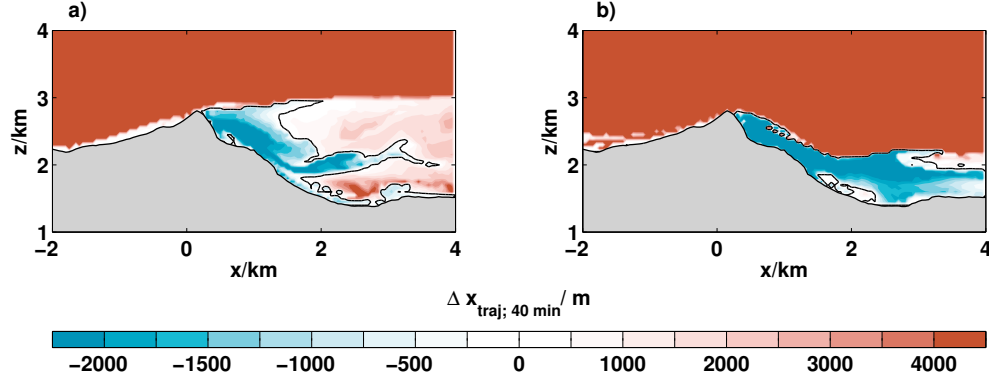


Abbildung 5.19: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj,40 \text{ min}}$ (in m) für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

In Abbildung 5.18 ist zu erkennen, dass für die hohe neutrale Grenzschicht (siehe Abbildung 5.18 a)) die Luftpakete im Lee des Grates innerhalb der letzten 40 min stark gehoben wurden. Dieses Ergebnis passt auch zu dem Ergebnis des Spurenstoffs χ (vergleiche mit Abbildung 5.16). Auf der windzugewandten Seite werden die Luftpakete nicht so stark gehoben. Bei einer niedrigeren neutralen Grenzschichthöhe (siehe Abbildung 5.18 b)) ist dies nicht

eindeutig zu sehen, da sowohl im Lee, als auch auf der windzugewandten Seite Hebungen beobachtet werden können. Insgesamt sind diese Hebungen im Vergleich zur höheren neutralen Grenzschicht (siehe Abbildung 5.18 a)) geringer. Auch dieses Ergebnis passt zu den Schlussfolgerungen, die mittels des Spurenstoffs χ (siehe Abbildung 5.16) gezogen wurden. Nur im Falle einer eher neutralen Strömung können große Hebungen der Luftpakete beobachtet werden, während dies für stabil geschichtete Strömungen nicht zutrifft.

In Abbildung 5.19 ist die Verschiebung der Luftpakete in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;40\text{ min}}$ (in m) dargestellt. Anhand der Abbildung ist zu erkennen, dass im Falle der hohen neutralen Grenzschicht (siehe Abbildung 5.19 a)) die Luft, die hohe Werte von $\Delta z_{traj;40\text{ min}}$ aufweist (siehe Abbildung 5.18) und sich im Lee des Grates befindet, ausschließlich im Lee gehoben wurde. Die Luftpakete stammen somit aus dem Tal im Lee des Grates, also aus der Richtung des Eibsees. Für den Fall der sehr niedrigen Grenzschicht (siehe Abbildung 5.19 b)) kann die gleiche Schlussfolgerung gezogen werden, jedoch ist hier die Vertikalverschiebung nicht so groß. Dadurch stammen die Luftpakete eher aus höheren Luftschichten und sind somit tendenziell trockener und weniger für die Wolkenbildung geeignet.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass für eine südöstliche Anströmung am Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck Bannerwolken nur dann auftreten, wenn die Höhe der neutralen Grenzschicht nicht zu niedrig ist (weit unterhalb des Gipfelniveaus). Dieses Erkenntnis ist konsistent mit den Ergebnissen aus den idealisierten Simulationen, denn bei sehr stabil geschichteten Strömungen werden Vertikalbewegungen unterdrückt und es ist somit schwieriger Luft aus dem Tal in Gipfelhöhe zu transportieren.

5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Modellsimulationen mit einer realistischen Orografie dienen der Beantwortung, der in Kapitel 1 gestellten offenen Fragen zur Entstehung von Bannerwolken am Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck. Es lassen sich nun folgende Erkenntnisse aus diesem Kapitel ziehen:

1. Zur Identifikation von Bannerwolken an der Zugspitze reicht es nicht aus, sich ausschließlich die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ zu betrachten, da durch die komplexe Orografie der Zugspitze auch die Dauer der Hebung sowie die Herkunft der Luftpakete eine wichtige Rolle spielt. Diese beiden weiteren Größen werden über Rückwärtstrajektorien und die relative Feuchte bestimmt.
2. Unter bestimmten Bedingungen kann auch eine Luv-Lee-Asymmetrie im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung, ähnlich wie bei den idealisierten Simulationen gefunden werden. Dafür darf die Zeit, innerhalb der der Aufstieg erfolgen sollte, nicht zu lange sein.
3. Unter Berücksichtigung aller drei Methoden konnte festgestellt werden, dass sich Bannerwolken an der Zugspitze bevorzugt bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung bilden. Die Hebung der Luftmassen erfolgte dabei ausschließlich im Lee des Grates und für eine relativ kurze Zeit von 40 min.
4. Es konnten auch Bedingungen gefunden werden, bei denen Bannerwolken für eine nördliche Anströmung entstehen. Der Hauptgrund dafür ist, dass die Zeit, in der die Luftpakete aufsteigen können, relativ lang ist, da am Zugspitzplatt die Bodenreibung eine große Rolle spielt und der Aufstieg dort sehr langsam erfolgt.
5. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass bei südöstlicher Anströmung die Höhe der neutralen Grenzschicht nicht zu niedrig sein darf, damit sich Bannerwolken bilden. Das bedeutet, dass sich auch für realitätsnahe Simulationen Bannerwolken eher unter neutral geschichteten Strömungen bilden.

Zusammenfassung und Ausblick

6

Die vorliegende Arbeit stellt eine Fortsetzung einer Vielzahl früherer Untersuchungen und Veröffentlichungen zu dem Thema Bannerwolken dar (siehe z. B. Schween et al. 2007; Wirth et al. 2012; Voigt und Wirth 2013; Reinert und Wirth 2009; Schappert und Wirth 2015), die sowohl numerische Simulationen als auch detailreiche Messungen von Bannerwolkenereignissen an der Zugspitze beinhalten. Aufgabe dieser Arbeit war es, die aus den vorausgegangenen Arbeiten resultierenden, offengebliebenen Fragen, die in Kapitel 1 formuliert sind, zu beantworten und weitere tiefere Erkenntnisse über die Entstehung von Bannerwolken zu erlangen.

Zur Untersuchung und Beantwortung der Fragen wurden in dieser Arbeit ausschließlich Grobstruktursimulationen, die mit dem EULAG-Modell durchgeführt wurden, verwendet. Dabei wurden zum einen stark idealisierte trockene Strömungen um relativ einfache, zwei- als auch dreidimensionale Hindernisse simuliert und währenddessen Parameter, die die Strömung und die Orografie beschreiben, systematisch verändert. Zum anderen wurden aber auch realitätsnahe Strömungen um eine realistischere Orografie, der Zugspitze, vorgestellt. Da in dieser Arbeit ausschließlich trockene Strömungen verwendet wurden, fanden zur Identifikation von Bannerwolken unterschiedliche Indikatoren Anwendung. Die Indikatoren setzen sich zusammen aus der schon in früheren Veröffentlichungen verwendete Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ und der relativen Feuchte $\langle RH \rangle$. Weiterhin wurde auch das Bannerwolken Bildungspotenzial $\mathcal{P}$ und Rückwärtstrajektorien, die die Herkunft der Luftpakete genau bestimmen, verwendet.

Durch eine Reihe idealisierter Modellsimulationen, bei denen das Einströmprofil konstant mit der Höhe war und die in Kapitel 4 aufgeführt sind, wurde im ersten Teil der Arbeit die Theoriebildung von Bannerwolken systematisch vertieft. Es konnten dabei folgende neue Erkenntnisse erlangt werden:

1. Bannerwolken bilden sich bevorzugt an steilen Bergen in Kombination mit einer schwach geschichteten Strömung. Dieses Ergebnis konnte anhand von 12 idealisierten Simulationen einer Strömung um einen kosinusförmigen Berg, bei dem die Steilheit des Hindernisses sowie die Schichtung der Strömung systematisch verändert wurde, gefunden werden.
2. Die Form des Berges spielt bei der Bildung von Bannerwolken in den numerischen Simulationen eine eher untergeordnete, solange eine starke Bodenreibung verwendet wird. Diese stellt sich allein für die Grenzschichtablösung als verantwortlich heraus. Durch

den Vergleich dreier Simulationen, bei denen eine Pyramide, ein Kegel und ein kosinusförmigen Berg verwendet wurde, konnte dieses Ergebnis verifiziert werden. Jedoch kann man nicht ausschließen, dass scharfe Kanten, wie bei der Pyramide, die Grenzschichtablösung in dem für Bannerwolken geeigneten Regime begünstigen, wie es schon durch Scorer (1955) beobachtet wurde und somit Bannerwolken bevorzugt an Bergen mit scharfen Kanten auftreten. Um dies eindeutig zu klären müssen weitere Simulationen mit einer sehr feinen Auflösung und wenig Bodenreibung durchgeführt und verglichen werden.

3. Eine genügend starke Bodenreibung begünstigt die Bildung von Bannerwolken. Dieses Erkenntnis wurde aus einer weiteren Reihe an idealisierten Simulationen gewonnen, bei denen die Bodenreibung ausgeschaltet wurde. Es konnte dabei beobachtet werden, dass nur durch die Bodenreibung das Strömungsregime entsteht, in dem sich Bannerwolken bevorzugt bilden. Weiterhin konnte dadurch festgestellt werden, dass bei einem ungescherten Windprofil, der durch Reibung generierte Leewirbel ein für Bannerwolken charakteristisches Muster in der Lagrange'schen Vertikalverschiebung produziert und somit auch verantwortlich für die Entstehung von Bannerwolken ist.

Das zweite Kapitel der Arbeit (siehe Kapitel 5), besteht aus Simulationen mit der Zugspitzorografie. Es konnten dabei anhand der Simulationsergebnisse folgende neue Erkenntnisse bezüglich der Bannerwolkenbildung an der Zugspitze gezogen werden:

1. Bannerwolken bilden sich an dem Grat zwischen Zugspitze und Zugspitzeck bevorzugt bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung (wie es auch schon durch (Wirth et al. 2012) beobachtet wurde) aufgrund der Asymmetrie in der Orografie. Um zu diesem Ergebnis zu gelangen wurden zwei Anströmrichtungen an dem Grat simuliert: Einmal aus nördlicher Richtung und einmal aus südöstlicher Richtung, unter sonst gleichen Bedingungen. Für eine mittlere Lebensdauer einer Bannerwolke von 40 min (siehe Wirth et al. 2012) konnten bei der Anströmung aus südöstlicher Richtung im Lee des Grates Luftmassen gefunden werden, die stark gehoben wurden. Im Gegensatz zur Anströmung aus nördlicher Richtung, wo die Luftmassen mit einer großen Hebung oberhalb des Grates anzutreffen waren. Die Interpretation der Simulationsergebnisse stellte sich jedoch als recht schwierig heraus, wie im nachfolgenden Punkt 2 genauer beschrieben wird. Es konnte mithilfe idealisierter Simulationen, im Rahmen einer Bachelorarbeit von Martin (2014) zusätzlich gezeigt werden, dass sich Bannerwolken an asymmetrischen Hindernissen bevorzugt bilden, wenn der steile Abfall der Orografie im Lee des Berges liegt. Diese Anordnung entspricht in der Realität dem Zugspitzgrat bei einer Anströmung aus südöstlicher Richtung und bekräftigt somit zusätzlich das Ergebnis.
2. Unter bestimmten Bedingungen kann auch bei realitätsnahen Simulationen eine Luv-Lee-Asymmetrie in der Lagrange'schen Vertikalverschiebung, wie bei den idealisierten Simulationen, festgestellt werden. Um diese Luv-Lee-Asymmetrie beobachten zu können, darf die Dauer der mittleren Hebung nicht zu lange sein, da sonst der Spurenstoff

durch die umliegende Orografie zu stark beeinflusst wird und sich ein irreführendes Bild entwickelt. Lässt man eine Dauer für die mittlere Hebung von ca. 40 min zu, was auch der mittleren Lebenszeit einer Bannerwolke an diesem Grat entspricht (siehe Wirth et al. 2012), so kann eine solche Asymmetrie beobachtet werden. Es können jedoch auch Bedingungen gefunden werden, unter denen sich Bannerwolken für eine nördliche Anströmung bilden können. Dazu muss der Zeitraum, innerhalb dem die Luftpakete gehoben werden, genügend lange sein. Dies ist nicht widersprüchlich, da auch für eine nördliche Anströmung Bannerwolken beobachtet werden können. Diese Ereignisse sind jedoch seltener und passen somit dazu, dass für diesen Fall ein längerer Hebungszeitraum benötigt wird. Für die Interpretation der Ergebnisse der realitätsnahen Simulationen hat es sich als recht hilfreich erwiesen, weitere Größen, wie die relative Feuchte und Rückwärtstrajektorien zu verwenden, um die Luftmassen besser charakterisieren zu können.

3. Bannerwolken bilden sich an der Zugspitze bevorzugt, wenn die Höhe der neutralen Grenzschicht ungefähr der Höhe des Grates entspricht, also unter eher neutralen Bedingungen. Dieses Ergebnis wurde gefunden, indem für eine Anströmung aus südöstlicher Richtung die Grenzschicht einmal oberhalb und einmal weit unterhalb des Gipfelniveaus gesetzt wurde. Dabei konnte beobachtet werden, dass bei einer sehr niedrigen neutralen Grenzschicht, also eher stabil geschichteten Bedingungen, die Bewegung in der Vertikalen gehemmt wird aufgrund der stärkeren Schichtung. Während bei einer sehr hohen neutralen Grenzschicht, also eher neutralen Bedingungen, die Bewegung in der Vertikalen relativ groß ist. Es konnte dadurch festgestellt werden, dass sich auch Ergebnisse aus den relativ einfachen idealisierten Simulationen auf eine komplexe Orografie übertragen lassen.

Auch wenn durch diese Arbeit eine Reihe offengebliebener Fragen zum Thema Bannerwolken beantwortet werden konnte, stellt sich diese Wolkenart immer noch nicht als vollständig verstanden dar, wodurch sich neuer Spielraum für zukünftige Untersuchungen ergibt. Durch die idealisierten Simulationen hat sich gezeigt, dass sich ein Grat für die Bildung von Bannerwolken eher nicht eignet. Es müssten somit weitere idealisierte Simulationen durchgeführt werden, bei denen die Breite des Grates systematisch variiert wird, um anschließend das Verhalten der Strömung um diesen Grat besser zu verstehen und somit auch die Bildung von Bannerwolken besser beschreiben zu können. Zusätzlich entspricht das gesamte Zugspitzplatt eher einem Hufeisen als einem einzelnen Grat, weshalb auch diese Form genauer untersucht werden sollte, da die Form eventuell ein Umströmen begünstigt. Die Schlussfolgerungen, die aus idealisierten Simulationen stammen, gelten streng genommen nur für rotationssymmetrische Berge. Wie auch bereits teilweise in Planung durch Prof. Dr. Volkmar Wirth, wäre ein Vergleich der Simulationsergebnisse mit Messungen an einem solchen Berg sinnvoll. Für einen solchen Berg eignet sich das Matterhorn, welcher stark einer gleichseitigen Pyramide ähnelt. Es sollten dabei im Voraus Simulationen mit der Orografie des Matterhorns durchgeführt werden, um vorab die Bedingungen, unter denen sich Bannerwolken dort bilden zu charak-

terisieren, damit dann gezielt Messungen durchgeführt werden können. Des Weiteren gibt es auch einen Satz an Bildern, die durch eine Webkamera aufgenommen wurden und eine Auflösung von 30 min haben. Es könnte somit zusätzlich zu den Simulationen vorab festgestellt werden, zu welcher Tages- bzw. Jahreszeit sich Bannerwolken am Matterhorn bilden, was den Zeitpunkt der Messung eingrenzen könnte. Wie sich durch die vorliegende Arbeit herausstellte, spielt die Verteilung der Feuchte (speziell an der Zugspitze) eine große Rolle. Es wäre somit sinnvoll, neben den bisher trockenen, auch feuchte Simulationen durchzuführen, um den Effekt der Feuchte auf die Bildung von Bannerwolken an diesem Berg genauer zu charakterisieren und besser zu verstehen. Ein weiterer Punkt stellt die Mikrophysik dieser Wolkenart dar. Bisher nahmen wir an, dass Bannerwolken warme Wolken sind und somit lediglich aus flüssigen Partikel bestehen. Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass auch kleine Eiskristalle, die zum Beispiel vom Berg verweht werden, innerhalb der Wolke zu finden sind und die dann als Kondensationskeime dienen können und somit die Entstehung und auch die Zusammensetzung der Wolke verändern können. Denn bis jetzt sind wir immer davon ausgegangen, dass der Entstehungsmechanismus von Bannerwolken eher einen dynamischen Ursprung hat und die Mikrophysik eine untergeordnete Rolle spielt. Um diesen Effekt abschätzen zu können, müssten jedoch Messungen durchgeführt werden, um auch die Zusammensetzung der Wolke genauer untersuchen.

Abschließend bleibt zu sagen, dass durch diese Arbeit weitere wichtige Erkenntnisse für den Entstehungsprozess von Bannerwolken gefolgert werden konnten. Jedoch scheint die Thematik immer noch nicht vollständig verstanden zu sein, weshalb sich das Phänomen „Bannerwolke“ auch für zukünftige Arbeiten ideal eignet.

Anhang

Modellkonfigurationen für die idealisierten Simulationen



In diesem Kapitel wird das Verhalten der Strömung in der Nähe des Berges für unterschiedliche Modellausdehnungen, Schwammschichten und Vorlaufzeiten untersucht. Diese Simulationen sind wichtig, da die Grenzschichtablösung und die Reaktion der Strömung auf das Überströmen des Berges von den gewählten Modelleinstellungen abhängen kann. Während in einer neutral geschichteten Atmosphäre keine Schwerewellen auftreten, muss bei einem stabil geschichteten Medium mit diesen gerechnet werden. In einer solchen stabilen Strömung ist es daher sinnvoll, eine Schwammschicht am Oberrand des Modells zu implementieren, damit die Schwerewellen nicht vom Oberrand reflektiert werden. Im Folgenden wird der Einfluss der Ränder und Vorlaufzeiten anhand einer reinen 2D-Strömung untersucht, um die idealen Schwämme für eine volle 3D-Strömung zu verwenden.

A.1 2D-Strömung

Mithilfe einer 2D-Strömung wird in diesem Kapitel zuerst der Einfluss der Schwammschicht, der Modellgröße und zum Schluss der Vorlaufzeit auf die Strömung nahe am Berg genauer untersucht. Es werden dabei Strömungen mit einer Schichtung von $\mathcal{N} = 0, 3; 0, 6; 1, 2$ und $2, 4$ untersucht. Der Berg hat in allen Simulationen eine Höhe von $h_0 = 500$ m und eine Breite am Boden von $L = 1000$ m. Dies entspricht einem Aspektverhältnis von $\mathcal{A} = 0, 5$.

A.1.1 Schwammschicht

Um den Einfluss der Schwammschicht am Oberrand des Modellgebietes für unterschiedlich stabil geschichtete Strömungen zu untersuchen, wurde zuerst der ideale Schwamm mithilfe der Bedingungen von Klemp und Lilly (1978) berechnet (siehe Tabelle A.1). Die Parameter D , V und R (siehe Definition in Tabelle A.1) müssen dabei die Bedingungen $D \geq 1$, $V \geq 1$ und $R \geq 8$ erfüllen, damit der Schwamm nicht reflektierend wirkt.

Das Modellgebiet, das für diese Simulationen verwendet wird, hat eine horizontale Ausdehnung von $-9,2 \text{ km} < x < 9,2 \text{ km}$ und eine vertikale Ausdehnung von $0 \text{ km} < z < 3 \text{ km}$.

$\mathcal{N}$	$\Delta z_{s,i}$ in km	τ_i in s	$\lambda_z = 2\pi \frac{U}{N}$ in m	$D = \frac{\Delta z_{s,i}}{\lambda_z}$	$V = \frac{1}{\tau_i N}$	$R = \frac{N_{dump}}{D}$
0,3	11	160	10472	1,0504	1,1574	418
0,6	6	80	5236	1,1459	1,1574	209
1,2	3	40	2618	1,1459	1,1574	104
2,4	1,5	20	1309	1,1459	1,1574	52

Tabelle A.1: **Einstellungen für die idealen Schwämme**

In der Tabelle sind die Einstellungen der idealen Schwämme nach Klemp und Lilly (1978) für die unterschiedlich stark geschichteten Strömungen zusammengefasst.

Oberhalb der 3 km befindet sich zusätzlich die jeweilige Schwammschicht der Dicke $\Delta z_{s,i}$. Die vertikale Ausdehnung beträgt somit insgesamt $0 \text{ km} < z < (3 + \Delta z_{s,i}) \text{ km}$.

In Abbildung A.1, A.2 und A.3 sind die Simulationsergebnisse für den zeitlich gemittelten Wind in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}), in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) sowie die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) dargestellt. In der linken Spalte befinden sich die Ergebnisse für die jeweiligen idealisierten Schwämme und auf der rechten Seite die Ergebnisse für die Schwämme mit einer Dicke von $\Delta z_s = 1,5 \text{ km}$. Die 1,5 km wurden gewählt, um sicherzustellen, ob nicht auch eine geringere Schwammdicke möglich ist. Denn gerade bei Simulationen mit einer geringeren Schichtung sind die zu erwartenden Wellenlängen, die vertikal propagieren können, so lange, dass diese nicht von der Modellhöhe aufgelöst werden können. Die Mittelung der Felder beginnt nach $t_s = 30 \text{ min}$ und dauert 60 min an. In den Abbildungen wird nur die Strömung nahe am Berg gezeigt, da wir nur an einer Ablösung oder nicht-Ablösung der Grenzschicht am Berg interessiert sind.

Es ist zu erkennen, dass für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ kaum Unterschiede im Strömungsfeld in x-Richtung zu beobachten sind (vergleiche Abbildung A.1 a) und b)). Die Ablösung der Grenzschicht befindet sich beide Male direkt am Berggipfel und liegt nach 2 km wieder an. Auch im Vorlauf des Berges können kaum Unterschiede beobachtet werden. Betrachtet man die Strömung in vertikaler Richtung (vergleiche Abbildung A.2 a) und b)) können auch hier kaum Unterschiede gefunden werden. Das Absinken der Luft im Lee findet in beiden Simulationen nach ca. 2 km statt. Für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.3 a) und b)) können auch nur kleine Unterschiede beobachtet werden.

Für eine eher stabiler geschichtete Strömung mit $\mathcal{N} = 0,6$ ist in Abbildung A.1 c) und d) die zeitlich gemittelte Strömung in x-Richtung dargestellt. Auch in diesem Fall gibt es kaum Unterschiede zwischen dem Ablöse- und Wiederanlegepunkt der Strömung. Die Ablösung der Grenzschicht findet direkt am Berggipfel statt und liegt wieder bei ca. 1,6 km an. Eine weitere Ablösung kann bei beiden Schwämmen bei ca. 4 km beobachtet werden. Auch

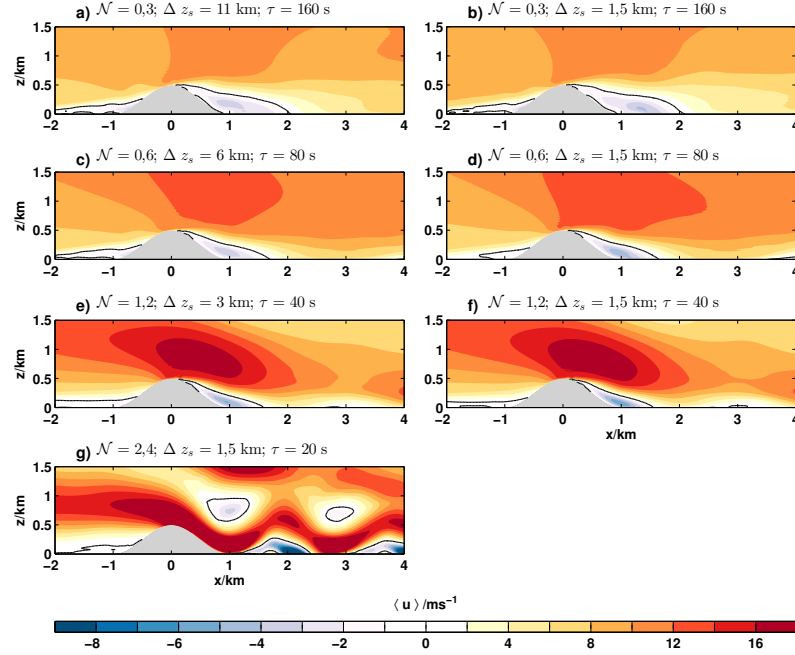


Abbildung A.1: **Ablösung der Grenzschicht für unterschiedliche Schwämme**

Dargestellt ist der zeitlich gemittelte Wind in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der idealen Schwämme und auf der rechten Seite die Ergebnisse der dünneren Schwämme gezeigt.

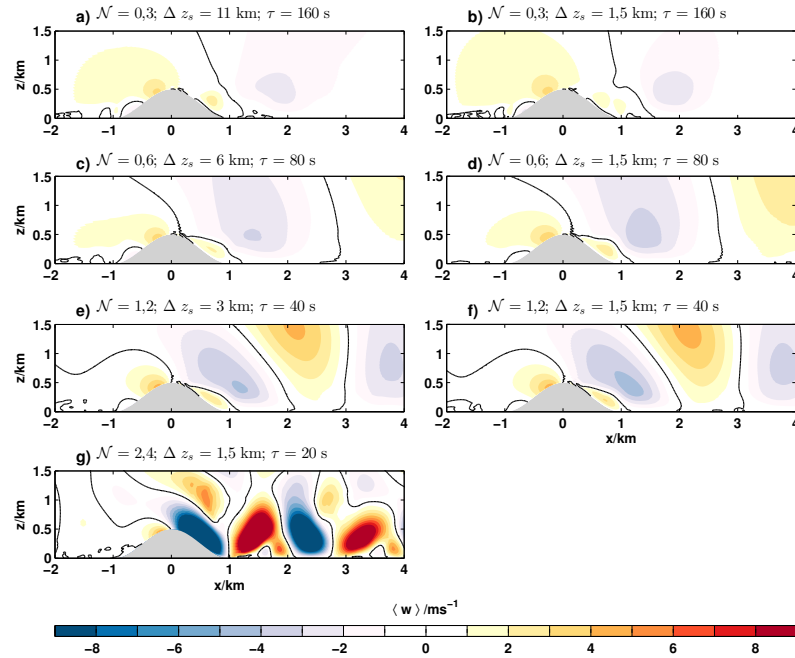


Abbildung A.2: **Schwerewellen für unterschiedliche Schwämme**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der idealen Schwämme und auf der rechten Seite die Ergebnisse der dünneren Schwämme gezeigt.

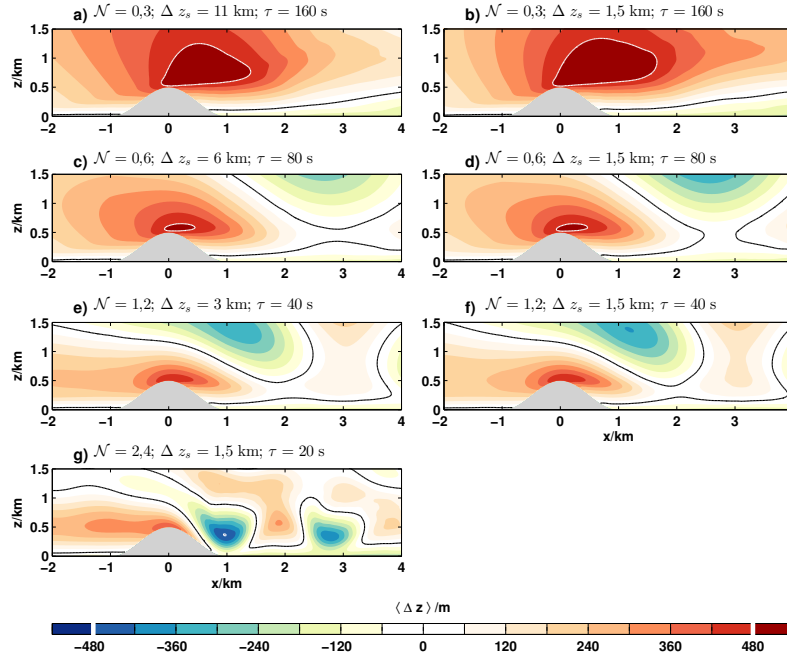


Abbildung A.3: **Bildung einer Bannerwolke für unterschiedliche Schwämme**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung Δz (in m) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeile). Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der idealen Schwämme und auf der rechten Seite die Ergebnisse der dünneren Schwämme gezeigt.

das Windfeld in vertikaler Richtung (siehe Abbildung A.2 c) und d)) weist nur geringfügige Unterschiede auf. Der Abströmbereich liegt beide Male bei ca. 2 km, wobei der Abströmbereich mit dem dünneren Schwamm (siehe Abbildung A.2 d)) etwas stärker erscheint, genau wie das Wiederaufströmen bei ca. 4 km. Im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.3 c) und d)) können auch kaum Unterschiede beobachtet werden. Die Nullkonturlinie ist bei der Simulation mit dem dünneren Schwamm bei ca. 3 km unterbrochen, was eventuell an dem stärkeren Abströmbereich liegt.

Für eine Strömung mit $N = 1,2$ sind die Ergebnisse für den Wind in x-Richtung in Abbildung A.1 e) und f) dargestellt. Auch hier können nur marginale Abweichungen in der Strömung festgestellt werden. Die Strömung reißt wieder direkt am Berg ab und liegt bei 1,5 km wieder an. Eine zweite Ablösung kann bei ca. 3 km beobachtet werden. Im Vorlauf des Berges können auch kaum Unterschiede festgestellt werden. Im vertikalen Windfeld (siehe Abbildung A.2 e) und f)) gibt es kaum Abweichungen. Beide Male liegt der Abströmbereich bei ca. 1,5 km, dann folgt ein Aufströmen bei ca. 2,5 km und dann wieder ein Abströmen bei 4 km. Auch im Vorlauf des Berges können kaum Unterschiede festgestellt werden. Für das Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.3 e) und f)) gibt es auch nur geringe Differenzen.

Für eine Strömung mit $N = 2,4$ entspricht der ideale Schwamm schon dem dünnen Schwamm. Es ist deshalb kein Vergleich nötig. Die Ergebnisse für den idealen Schwamm sind der Voll-

ständigkeit halber in Abbildung A.1, A.2 und A.3 g) dargestellt. Bei dieser Strömung reißt die Grenzschicht erst im Lee des Berges bei ca. 1 km das erste Mal ab.

Anhand dieser Ergebnisse ist ersichtlich, dass eine Schwammschicht der Dicke 1,5 km ausreichend ist. Gerade bei den eher neutral geschichteten Strömungen, bei denen eigentlich ein dicker Schwamm gewählt werden muss, sind die Unterschiede in der Strömung sehr gering. Das kommt daher, dass für solche Strömungen die zu erwartende Wellenlänge der vertikal propagierenden Wellen extrem lang ist und nicht von der Höhe des Modells aufgelöst werden kann. Um Rechenzeit zu sparen, wird deshalb in allen Simulationen eine Schwammschichtdicke von 1,5 km verwendet.

Neben der jeweiligen Dicke der Schwammschicht kann aber auch die ideale Dämpfungskonstante (τ_i) verändert werden. Es wird dazu der dünne Schwamm von 1,5 km Dicke verwendet. In den folgenden Simulationen wird die ideale Dämpfungskonstante einmal verdoppelt und einmal halbiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung A.4, A.5 und A.6 dargestellt. Die linke Spalte enthält die Ergebnisse für die ideale Dämpfungskonstante (τ_i), die mittlere Spalte die Ergebnisse mit der doppelten idealen Dämpfungskonstante ($2 \cdot \tau_i$) und die rechte Spalte die Ergebnisse für die halbierte ideale Dämpfungskonstante ($\tau_i/2$).

Für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ ist die Strömung in x-Richtung in Abbildung A.4 a), b) und c) dargestellt. Es können kaum Unterschiede beobachtet werden, genau wie im Windfeld in vertikaler Richtung (siehe Abbildung A.5 a), b) und c)). Nur im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.6 a), b) und c)) gibt es Unterschiede. Für die halbierte Dämpfungskonstante (siehe Abbildung A.5 c)) liegt die Konturlinie von 480 m weiter unten als bei den anderen beiden Läufen (Abbildung A.5 a) und b)). Dies kommt daher, dass durch die stärkere Dämpfung in Abbildung A.5 c) der Deckel des Modells künstlich nach unten versetzt wird, weshalb die Luft nicht mehr so stark nach oben gleiten kann.

In der nächsten Zeile sind die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,6$ gezeigt (siehe Abbildung A.4, A.5 und A.6 jeweils d), e) und f)). Für alle drei Felder gibt es jedoch kaum Unterschiede. Das Gleiche gilt für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 1,2$ (siehe Abbildung A.4, A.5 und A.6 jeweils g), h) und i)) sowie für eine Strömung von $\mathcal{N} = 2,4$ (siehe Abbildung A.4, A.5 und A.6 jeweils g), h) und i)).

Anhand dieser Ergebnisse für die Schwammschicht am Oberrand des Modells wird im Folgenden immer mit einem Schwamm der Dicke 1,5 km und der jeweiligen idealen Dämpfungskonstanten τ_i (siehe Tabelle A.1) gerechnet.

A.1.2 Modellgröße

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Modellgröße auf die Strömung nahe am Berg untersucht. Es wird dabei, wie im vorherigen Kapitel bereits erwähnt, ein Schwamm der Dicke 1,5 km mit der jeweiligen idealen Dämpfungskonstante verwendet. Die Modellgröße wird

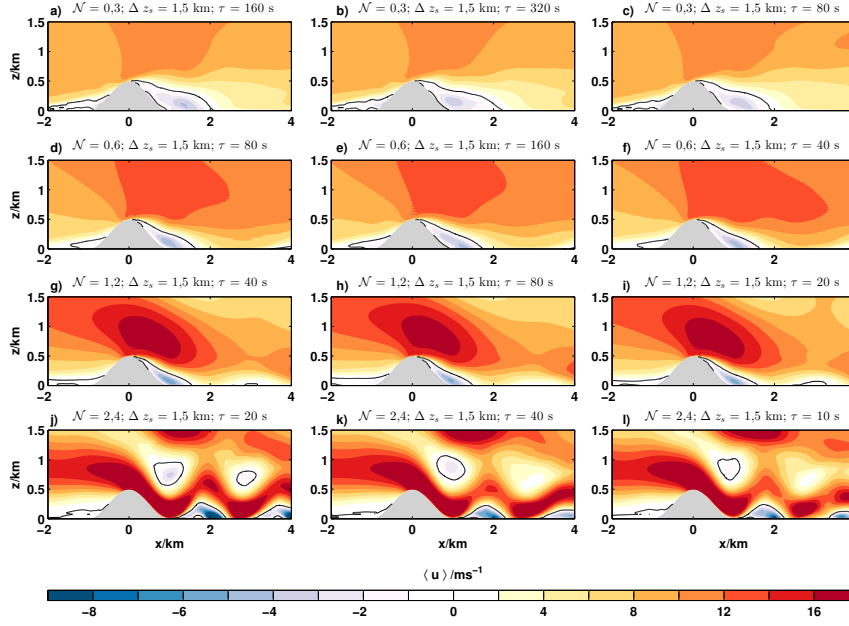


Abbildung A.4: **Ablösung der Grenzschicht für unterschiedliche Dämpfungskonstanten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der idealen Dämpfungskonstanten (τ_i), in der Mitte der doppelten idealen Dämpfungskonstanten ($2 \cdot \tau_i$) und rechts der halbierten idealen Dämpfungskonstanten ($\tau_i/2$) dargestellt.

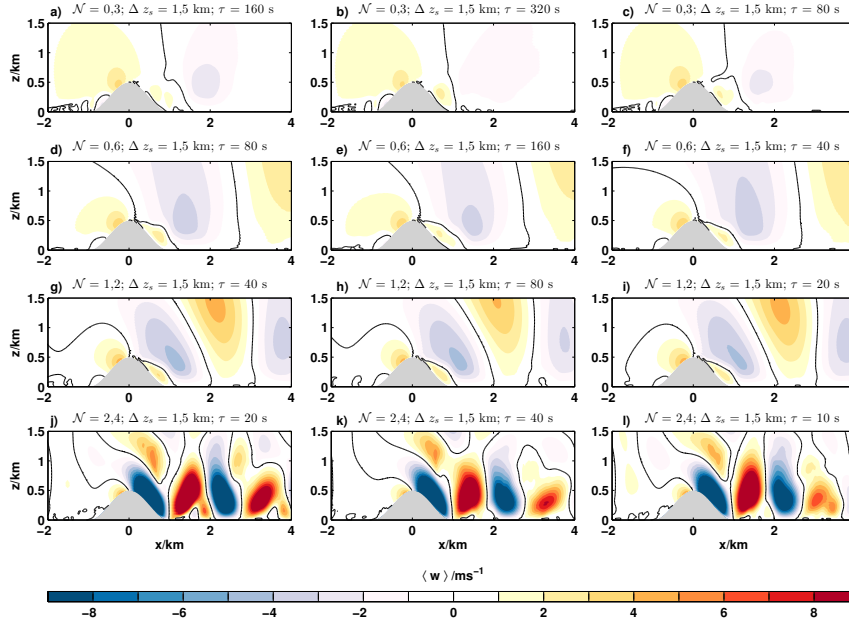


Abbildung A.5: **Schwerewellen für unterschiedliche Dämpfungskonstanten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der idealen Dämpfungskonstanten (τ_i), in der Mitte der doppelten idealen Dämpfungskonstanten ($2 \cdot \tau_i$) und rechts der halbierten idealen Dämpfungskonstanten ($\tau_i/2$) dargestellt.

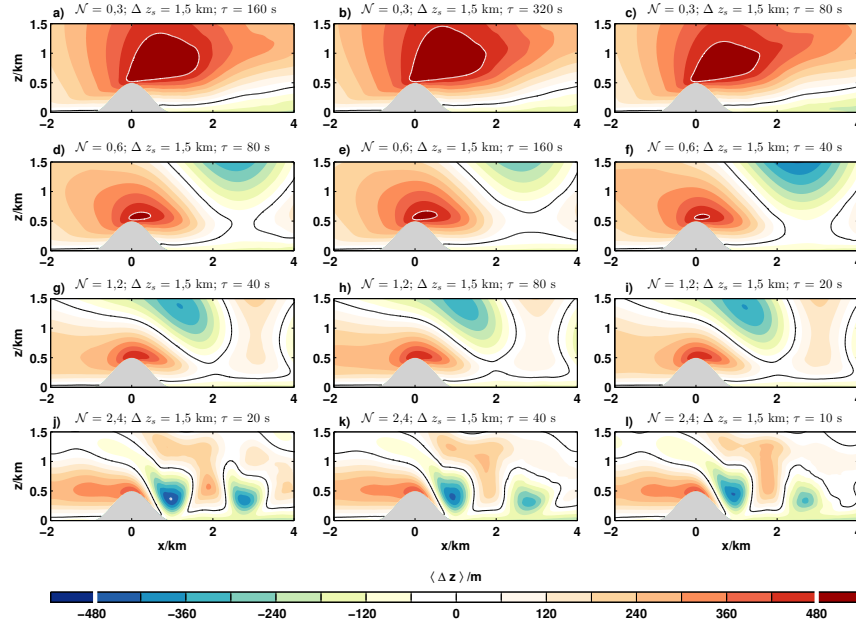


Abbildung A.6: **Bildung einer Bannerwolke für unterschiedliche Dämpfungskonstanten**

Dargestellt ist das Feld der zeitlich gemittelten Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der idealen Dämpfungskonstanten (τ_i), in der Mitte der doppelten idealen Dämpfungskonstanten ($2 \cdot \tau_i$) und rechts der halbierten idealen Dämpfungskonstanten ($\tau_i/2$) dargestellt.

einmal in der Vertikalen von 3 km auf 9 km (plus Schwammschicht) vergrößert und in der Horizontalen von 19,4 km auf 48 km verbreitert. Die Ergebnisse für unterschiedlich geschichtete Strömungen sind in Abbildung A.7, A.8 und A.9 dargestellt. In der linken Spalte werden die Ergebnisse für die ursprüngliche Ausdehnung gezeigt. In der mittleren Spalte die Ergebnisse für die vertikale Vergrößerung dargestellt und die rechte Spalte beinhaltet die Ergebnisse für ein größeres horizontales Modellgebiet.

Für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ sind die Ergebnisse in Abbildung A.7 a), b) und c) gezeigt. Die Ablösung der Grenzschicht erfolgt bei allen Modellgrößen direkt am Gipfel des Berges, während der Wiederanlegepunkt sich ca. 2 km im Lee des Berges befindet. Das Windfeld in vertikaler Richtung (siehe Abbildung A.8 a), b) und c)) sieht ebenfalls ähnlich aus, wobei bei einer größeren horizontalen Modellausdehnung (siehe Abbildung A.8 c)) der Auf- und Abströmbereich etwas schwächer im Vergleich zu den anderen beiden Modellgrößen ausfällt. Im Falle der lagrangeschen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.9 a), b) und c)) gibt es kaum Unterschiede, jedoch liegt die 480 m Konturlinie im Vergleich zu der Konturlinie des höheren Modellgebietes (siehe Abbildung A.9 b)) viel niedriger. Der Grund dafür ist, dass bei einem niedrigeren Modellgebiet die Luftmassen nicht stark aufsteigen können und somit die Hebung geringer ausfällt.

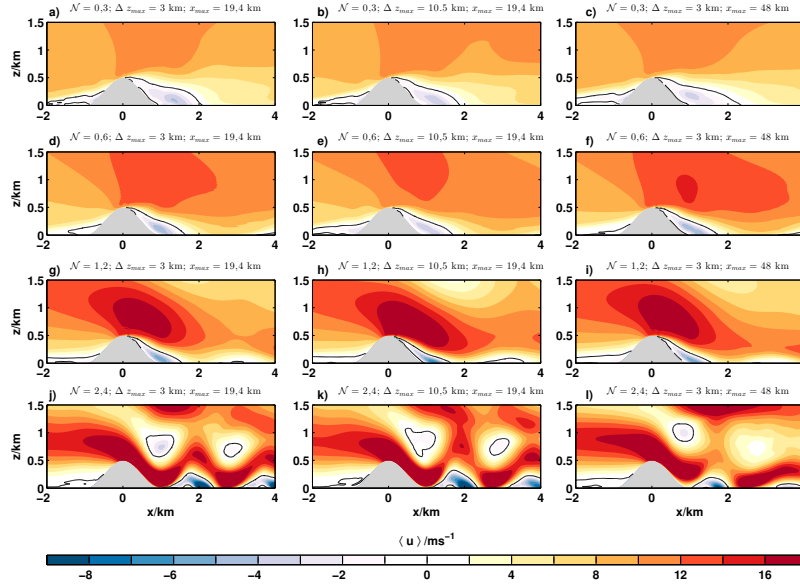


Abbildung A.7: **Grenzschichtablösung für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeile). In der linken Spalte sind die Ergebnisse für die normale Modellausdehnung gezeigt. In der mittleren Spalte befinden sich die Ergebnisse für das höhere Modellgebiet, während in der rechten Spalte die Ergebnisse für das horizontal ausgedehnte Modellgebiet dargestellt sind.

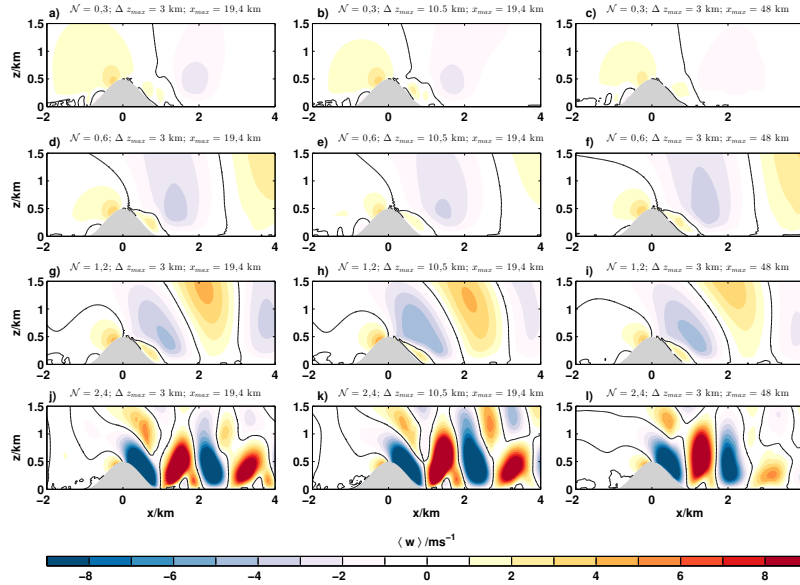


Abbildung A.8: **Schwerewellen für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeile). In der linken Spalte sind die Ergebnisse für die normale Modellausdehnung gezeigt. In der mittleren Spalte befinden sich die Ergebnisse für das höhere Modellgebiet, während in der rechten Spalte die Ergebnisse für das horizontal ausgedehnte Modellgebiet dargestellt sind.

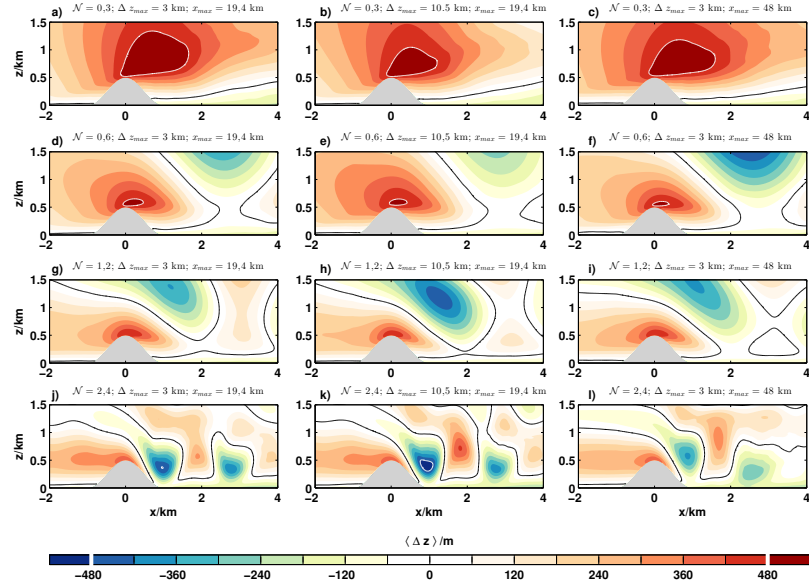


Abbildung A.9: **Bildung von Bannerwolken für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das Feld der zeitlich gemittelten Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeile). In der linken Spalte sind die Ergebnisse für die normale Modellausdehnung gezeigt. In der mittleren Spalte befinden sich die Ergebnisse für das höhere Modellgebiet, während in der rechten Spalte die Ergebnisse für das horizontal ausgedehnte Modellgebiet dargestellt sind.

Für die Strömungen mit $\mathcal{N} = 0,6$ reißt die Strömung in allen drei Modellläufen direkt am Berg ab. Der Wiederanlegepunkt befindet sich bei allen drei Simulationen 1,8 km im Lee des Berges. Eine weitere Ablösung erfolgt nach ca. 4 km, wobei sich bei einem höheren Modellgebiet (siehe Abbildung A.7 e)) die Grenzschicht lediglich erhöht und nicht abreißt. Auch im vertikalen Windfeld können nur geringfügige Unterschiede beobachtet werden (siehe Abbildung A.8 d), e) und f)). Im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung sind auch kaum Unterschiede zu erkennen (siehe Abbildung A.9 d), e) und f)).

In der nächsten Zeile wird die Strömung mit $\mathcal{N} = 1,2$ näher untersucht. Für diese Strömung liegt der Ablösepunkt der Grenzschicht in allen drei Simulationen (siehe Abbildung A.7 g), h) und i) direkt am Berggipfel, während der Wiederanlegepunkt sich ca. 1,8 km im Lee des Berges befindet. Auch in diesem Fall kann bei allen drei Läufen eine weitere Ablösung nach ca. 3 km beobachtet werden. Unterschiede im vertikalen Windfeld (siehe Abbildung A.8 g), h) und i)) und in der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.9 g), h) und i)) sind geringfügig.

Auch bei einer Strömung mit $\mathcal{N} = 2,4$ sind die Unterschiede in allen drei Feldern sehr klein (vergleiche Abbildung A.7, A.8 und A.9 j), k) und l)). Auffällig ist jedoch, dass die Wellen im Vorlauf des Berges (siehe Abbildung A.8 j) linker Rand) bei einer größeren horizontalen Ausdehnung verschwinden (siehe Abbildung A.8 l)). Diese Wellen entstehen durch den

Rückströmbereich im Vorlauf des Berges. Liegt der Einströmrand zu nahe am Berg, reicht der Rückströmbereich bis zum Einströmrand hin. Dort werden die einströmenden Luftpakete direkt gehoben, wobei eine Welle entsteht, die sich vertikal ausbreitet. Liegt der Einströmrand weiter vom Berg entfernt, braucht die Welle länger um den Berg zu erreichen. Auch der Rückströmbereich benötigt eine längere Zeit um den Einströmbereich zu erreichen, falls dies überhaupt passiert und die rückströmenden Luftpakete nicht vorher durch die Bodenreibung abgebremst werden. Um diese Wellen zu vermeiden, wurde eine Schwammschicht am Einströmrand verwendet. Dieser Schwamm wird in Unterabschnitt A.1.3 genauer untersucht.

Als Ergebnis kann festgestellt werden, dass eine Modellausdehnung von 3 km in vertikaler Richtung und 19,4 km in der Horizontalen für die 2D-Läufe völlig ausreichend ist. Bei Strömungen mit $\mathcal{N} > 0,3$ entstehen Wellen im Vorlauf des Berges, welche jedoch gedämpft werden müssen (siehe Unterabschnitt A.1.3).

A.1.3 Schwammschicht am Einströmrand

Im vorherigen Kapitel wurde erwähnt, dass Wellen am Einströmrand entstehen können. Um diese zu dämpfen, wird ein Schwamm der Dicke 3,2 km am Einströmrand implementiert. Das Modell hat aber immernoch eine horizontale Ausdehnung von 19,4 km, die ersten 3,2 km liegen innerhalb der Schwammschicht. In Abbildung A.10, A.11 und A.12 sind die Ergebnisse für die Strömungen mit $\mathcal{N} = 0,6$; 1,2 und 2,4 (jeweiligen Spalten) gezeigt. Die oberste Zeile enthält die Ergebnisse ohne Schwamm am Einströmrand, während die unteren Zeilen die Ergebnisse mit Schwammschicht und unterschiedlichen Dämpfungskonstanten (τ_x) zeigen. Der Schwamm wird durch die vertikale lila Linie abgegrenzt.

Für die Strömung mit $\mathcal{N} = 0,6$ können in allen drei Feldern nur geringfügige Unterschiede beobachtet werden (siehe Abbildung A.10, A.11 und A.12 a), d), g) und j)). Grund dafür ist, dass in diesem Fall die Wellen, die im Vorlauf entstehen, noch nicht so stark ausgeprägt sind im Vergleich zu den stabiler geschichteten Strömungen.

Für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 1,2$ sind die Ergebnisse in Abbildung A.10, A.11 und A.12 b), e), h) und k) dargestellt. In diesem Fall kann festgestellt werden, dass der Schwamm die Wellen gut dämpft. Die Strömung im Lee des Berges verändert sich dabei kaum.

Für den Fall einer sehr stabil geschichteten Strömung (mit $\mathcal{N} = 2,4$) erkennt man, dass der Schwamm mit einer Dämpfungskonstante $\tau_x = 80$ s am besten dämpft, während die Simulation mit einer Dämpfungskonstante von $\tau_x = 40$ s aufgrund numerischer Instabilitäten nicht durchgeführt werden konnte.

Als Ergebnis kann aus diesen Simulationen festgestellt werden, dass sich für $\mathcal{N} = 0,6$ eine Dämpfungskonstante $\tau_x = 320$ s am besten eignet. Bei $\mathcal{N} = 1,2$ wird die Dämpfungskonstante $\tau_x = 160$ s gewählt. Für Strömungen mit $\mathcal{N} = 2,4$ eignet sich eine Dämpfungskonstante von $\tau_x = 80$ s. Die Dicke der Schwammschicht beträgt bei allen Läufen 3,2 km.

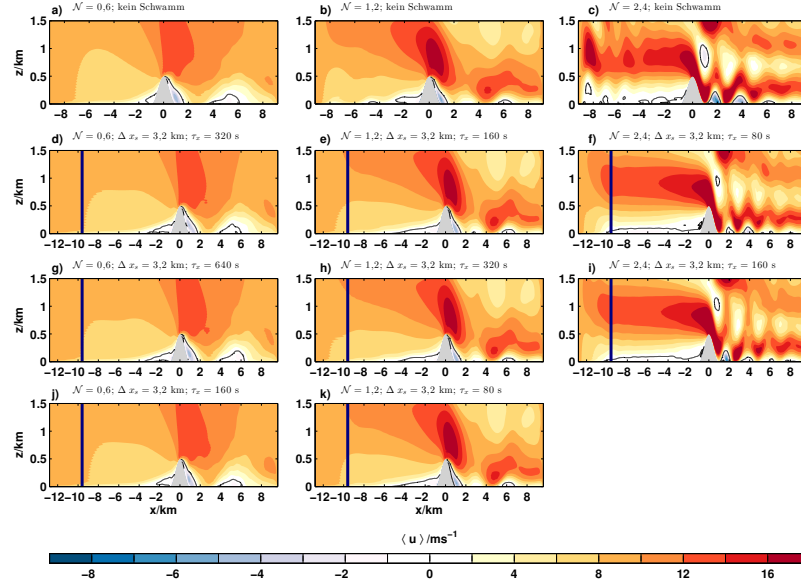


Abbildung A.10: **Grenzsichtablösung für unterschiedliche Schwämme am Einströmrand**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Spalten). Die oberste Zeile enthält die Ergebnisse ohne Schwamm am Einströmrand. Die unteren Zeilen enthalten die Ergebnisse für die Simulationen mit Schwamm am Einströmrand. Der Schwamm hat bei allen Simulationen eine Dicke von 3,2 km, während die Dämpfungskonstanten variieren.

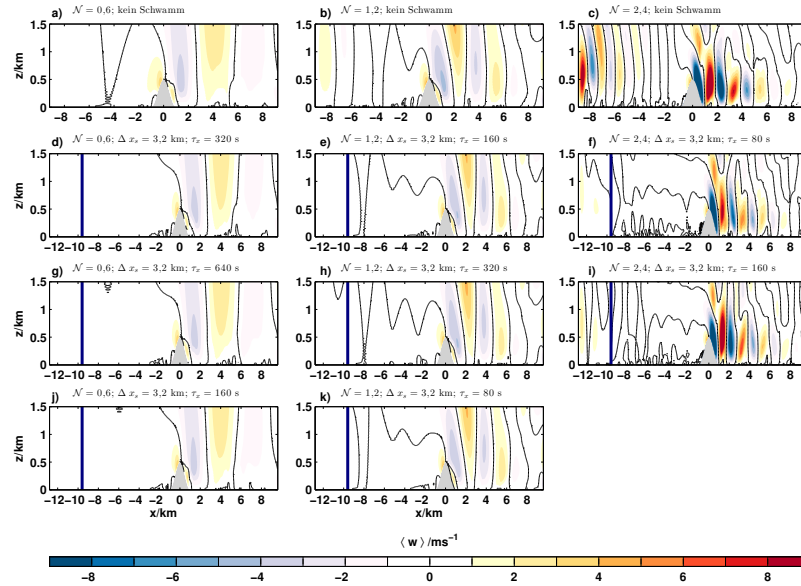


Abbildung A.11: **Schwerewellen für unterschiedliche Schwämme am Einströmrand**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Spalten). Die oberste Zeile enthält die Ergebnisse ohne Schwamm am Einströmrand. Die unteren Zeilen enthalten die Ergebnisse für die Simulationen mit Schwamm am Einströmrand. Der Schwamm hat bei allen Simulationen eine Dicke von 3,2 km, während die Dämpfungskonstanten variieren.

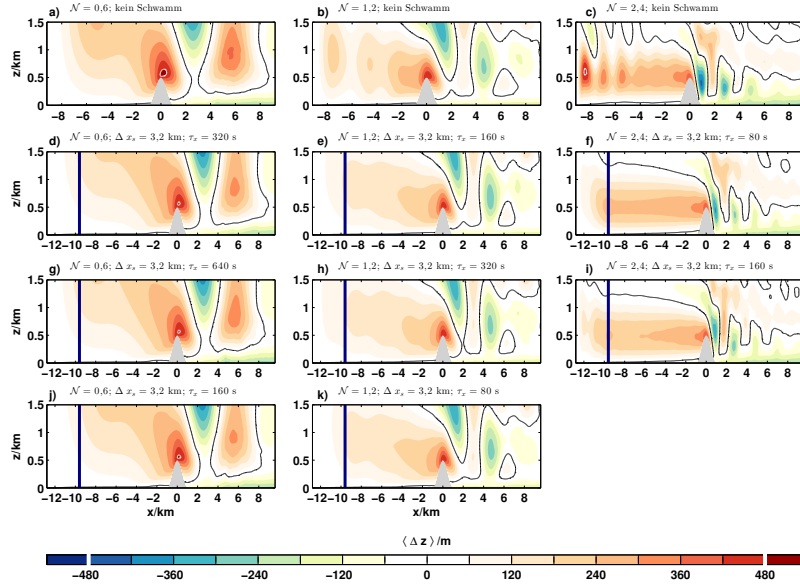


Abbildung A.12: Bildung von Bannerwolken für unterschiedliche Schwämme am Einströmrund

Dargestellt ist das Feld der zeitlich gemittelten Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Spalten). Die oberste Zeile enthält die Ergebnisse ohne Schwamm am Einströmrund. Die unteren Zeilen enthalten die Ergebnisse für die Simulationen mit Schwamm am Einströmrund. Der Schwamm hat bei allen Simulationen eine Dicke von 3,2 km, während die Dämpfungskonstanten variieren.

A.1.4 Vorlaufzeit

In diesem Teil wird der Einfluss der Länge der Vorlaufzeit auf die zeitlich gemittelten Felder genauer untersucht. Es werden Vorlaufzeiten von 20 min, 30 min und 60 min verglichen. Die Länge des Hauptlaufes beträgt bei allen Simulationen 60 min. Die Ergebnisse sind in den Abbildung A.13, A.14 und A.15 dargestellt. Die Zeilen beinhalten die unterschiedlich stark geschichteten Strömungen, während die Spalten die jeweiligen Vorlaufzeiten darstellen.

Vergleicht man alle Bilder miteinander, kann festgestellt werden, dass es nur geringfügige Unterschiede in der Strömung gibt. Die Ablösepunkte und Wiederanliegepunkte unterscheiden sich kaum. Auch im Feld des vertikalen Windes (siehe Abbildung A.14)) gibt es kaum Unterschiede. Das Gleiche gilt für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.15). Aus diesem Grund wird die Vorlaufzeit auf 20 min gesetzt, da die Strömung nach dieser Zeit ihren quasi stationären Zustand erreicht hat.

A.2 3D-Strömung

In diesem Abschnitt wird nun die Modellgröße und die Vorlaufzeit (t_s) für eine 3D-Strömung untersucht. Da die Schwämme am Einströmrund und am oberen Modellrand für die 2D-Simulationen angepasst wurden, werden diese für den 3D-Fall übernommen. Der Grund dafür ist, dass die Schwerewellen im 3D-Fall schwächer sind, da sie sich in alle drei Raumrichtungen

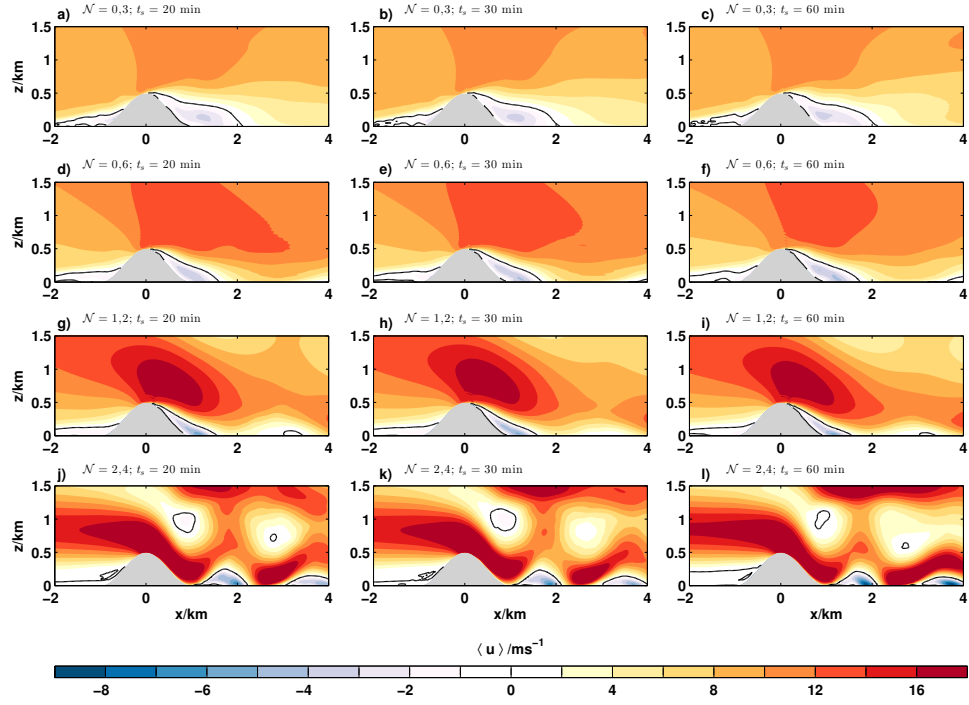


Abbildung A.13: **Grenzschichtablösung für unterschiedliche Vorlaufzeiten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Die Spalten beinhalten die Ergebnisse für unterschiedlich lange Vorlaufzeiten.

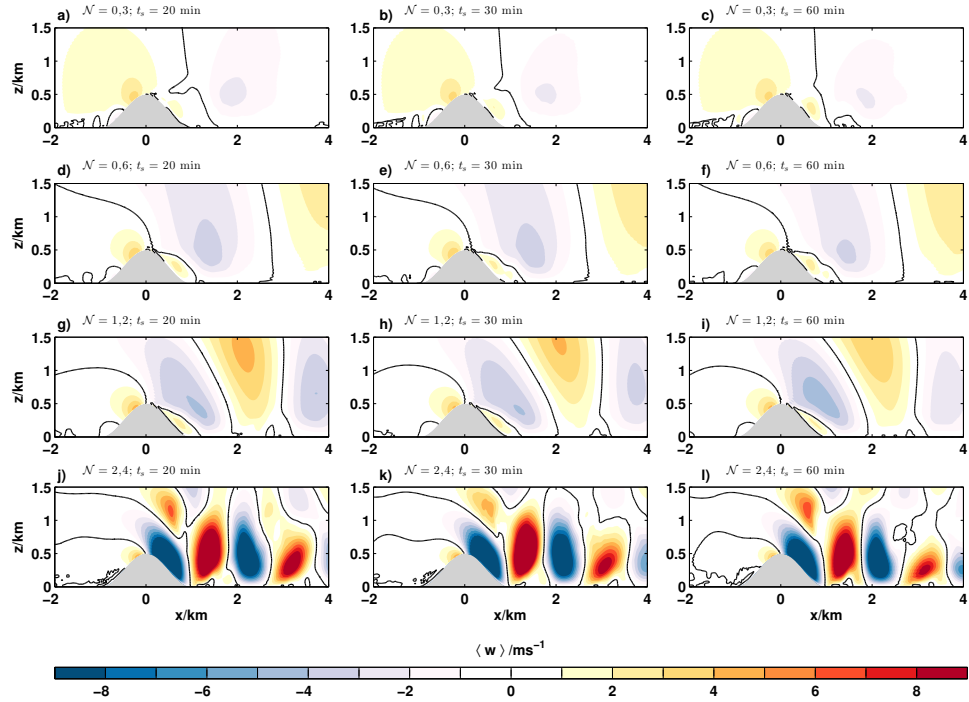


Abbildung A.14: **Schwerewellen für unterschiedliche Vorlaufzeiten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Die Spalten beinhalten die Ergebnisse für unterschiedlich lange Vorlaufzeiten.

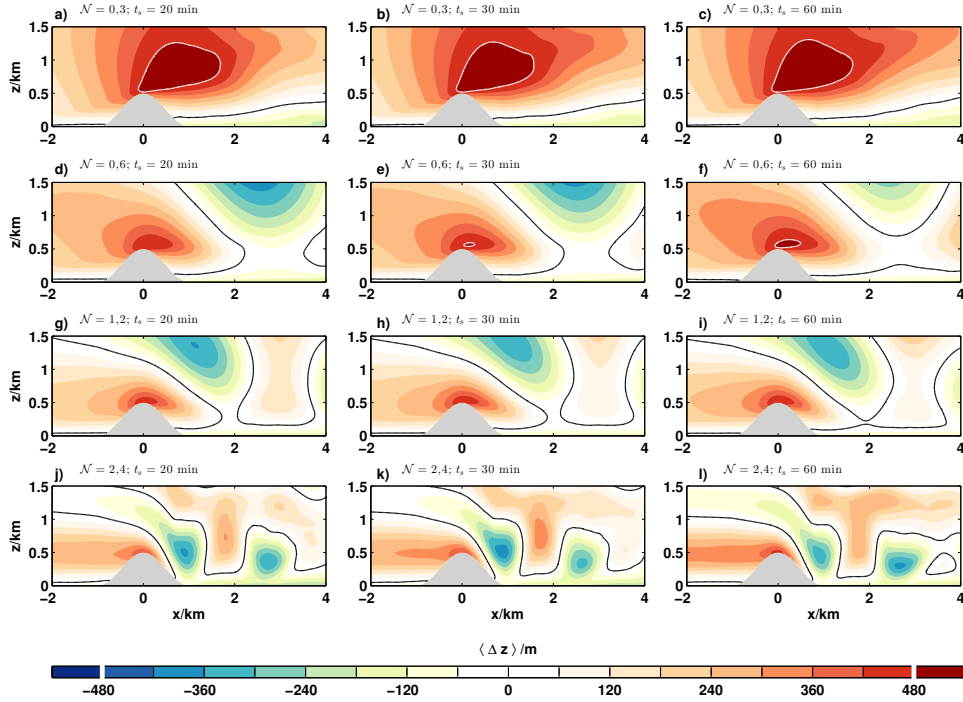


Abbildung A.15: **Bildung von Bannerwolken für unterschiedliche Vorlaufzeiten**

Dargestellt ist das Feld der zeitlich gemittelten Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für unterschiedlich stark geschichtete Strömungen (Zeilen). Die Spalten beinhalten die Ergebnisse für unterschiedlich lange Vorlaufzeiten.

ausbreiten können. Es werden außerdem nur Strömungen mit $\mathcal{N} = 0,3$ und $2,4$ untersucht. Der Berg hat in diesen Simulationen wieder eine Höhe $h_0 = 500$ m und eine räumliche Ausdehnung am Boden von $L = 1000$ m, was einem Aspektverhältnis von $\mathcal{A} = 0,5$ entspricht.

A.2.1 Einfluss der Modellgröße

In diesem Abschnitt wird zuerst die Größe des Modells variiert. Die ursprüngliche Größe beträgt $-3 \text{ km} < x < 5 \text{ km}$, $-2,4 \text{ km} < y < 2,4 \text{ km}$ und $0 \text{ km} < z < 3 \text{ km}$ (siehe Abbildung A.16, A.17, A.18, A.19, A.20 und A.21 jeweils a)). In einer Simulation wird zuerst der Vorlauf auf $-6,2 \text{ km} < x < 5 \text{ km}$ gesetzt. Außerdem wird der Nachlauf in einer weiteren Simulation auf $-3 \text{ km} < x < 9,8 \text{ km}$ vergrößert. Die Modellgröße wurde zudem auch in y-Richtung verdoppelt $-4,8 \text{ km} < y < 4,8 \text{ km}$ und die letzte Simulation enthält ein doppelt so großes Modellgebiet in z-Richtung $0 \text{ km} < z < 6 \text{ km}$.

Für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ sind die Simulationsergebnisse in Abbildung A.16, A.17 und A.18 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass es kaum Abweichungen in allen drei Feldern ($\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$ und $\langle \Delta z \rangle$) für alle unterschiedlichen Modellgrößen gibt.

Auch bei den Simulationen mit $\mathcal{N} = 2,4$ gibt es kaum Unterschiede zwischen den einzelnen Modellausdehnungen (siehe Abbildung A.19, A.20 und A.21). Der Ablösepunkt der Grenz-

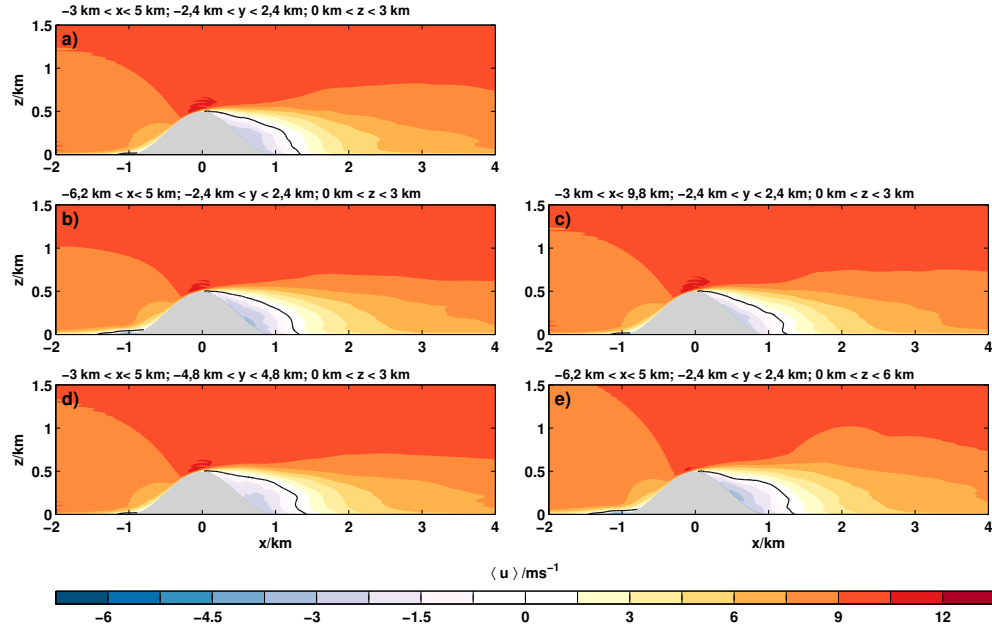


Abbildung A.16: **Grenzschichtablösung für unterschiedliche Modellausdehnungen**
Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) für eine Strömung mit $N = 0.3$. Die Modellgrößen variieren je nach Bildüberschrift.

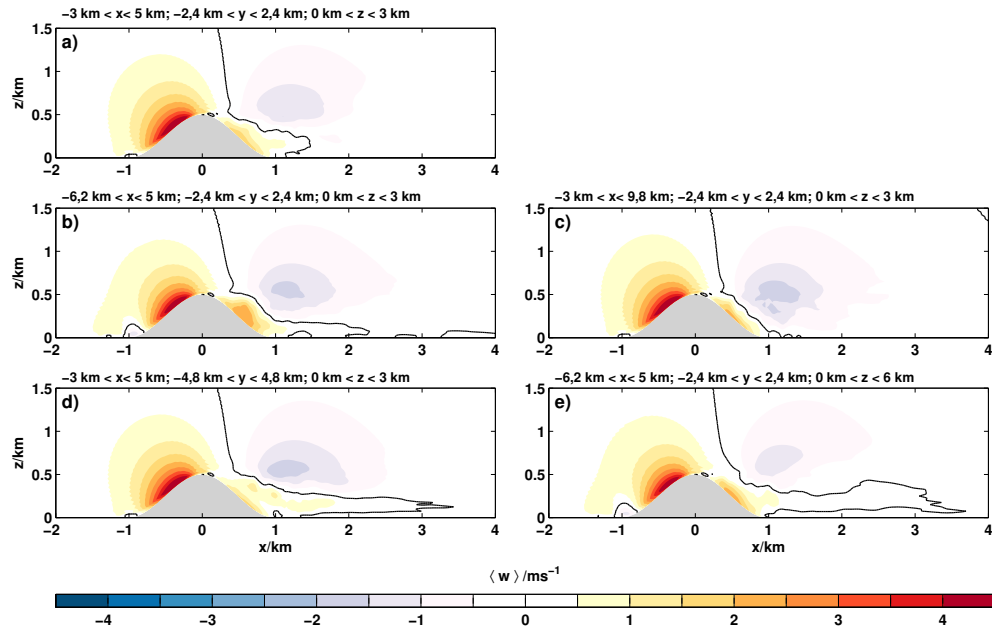


Abbildung A.17: **Schwerewellen für unterschiedliche Modellausdehnungen**
Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für eine Strömung mit $N = 0.3$. Die Modellgrößen variieren je nach Bildüberschrift.

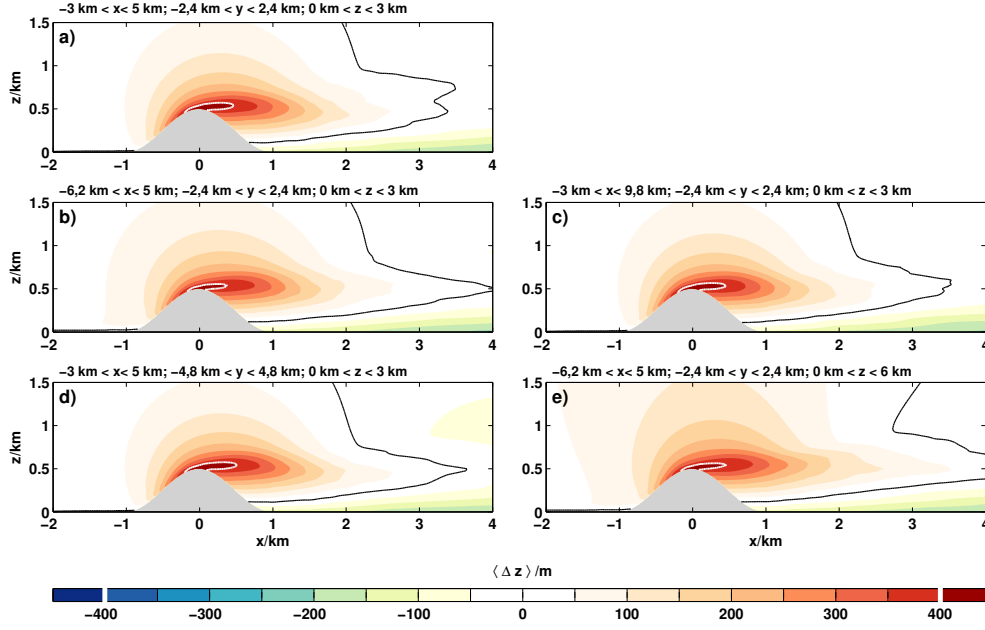


Abbildung A.18: **Bildung von Bannerwolken für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$. Die Modellgrößen variieren je nach Bildüberschrift.

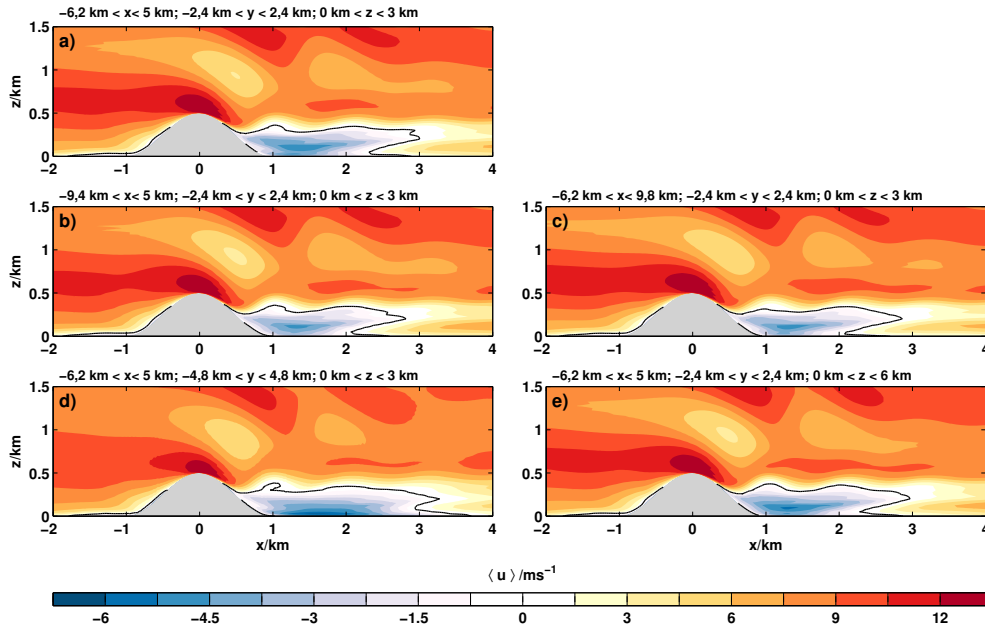


Abbildung A.19: **Grenzschichtablösung für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2,4$. Die Modellgrößen variieren je nach Bildüberschrift.

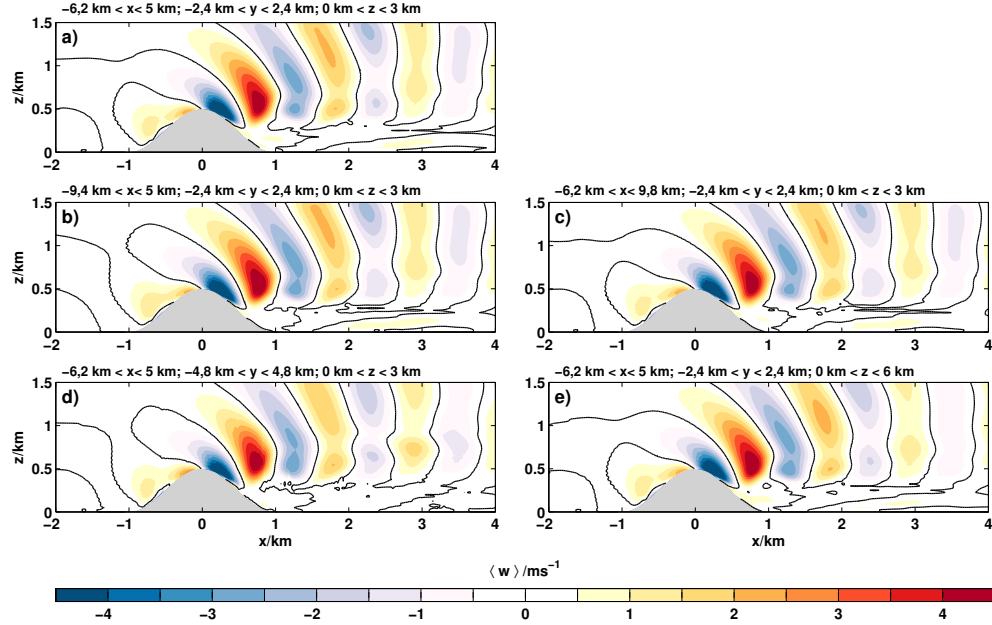


Abbildung A.20: **Schwerewellen für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2, 4$. Die Modellgrößen variieren je nach Bildüberschrift.

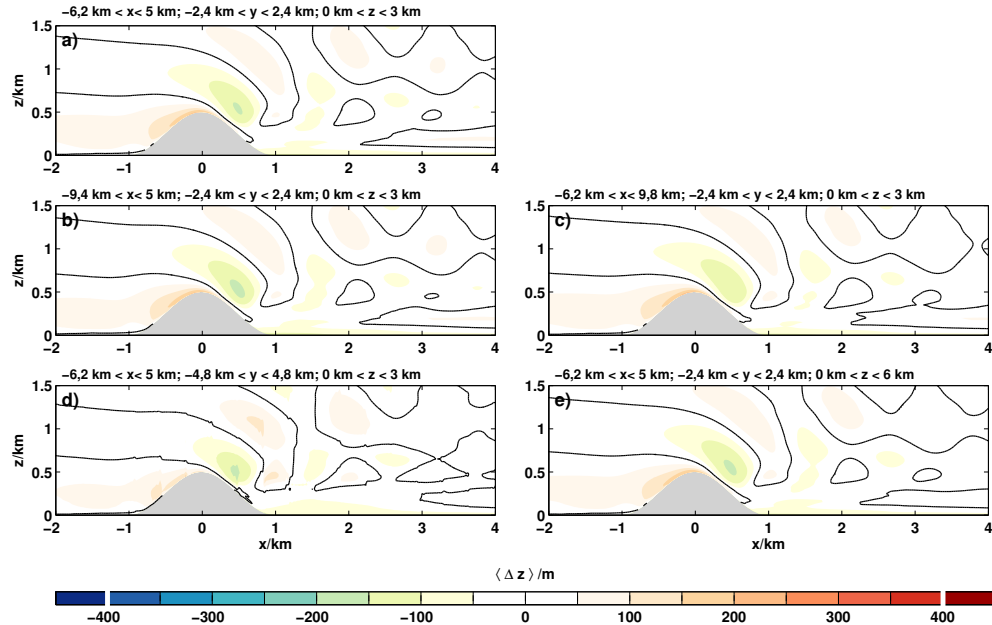


Abbildung A.21: **Bildung von Bannerwolken für unterschiedliche Modellausdehnungen**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2, 4$. Die Modellgrößen variieren je nach Bildüberschrift.

schicht liegt überall knapp unterhalb des Gipfels im Lee des Berges. Auch die Ausdehnung des Rückströmbereiches im Lee sieht sehr ähnlich aus. Lediglich in Abbildung A.19 d) erscheint der Rückströmbereich weiter im Lee ausgedehnt zu sein als bei den anderen Modellgrößen. Auch im vertikalen Windfeld (siehe Abbildung A.20) befindet sich bei allen Modellgrößen direkt im Lee ein Abströmbereich. Im Feld der lagrangeschen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung A.21) gibt es nur marginale Unterschiede.

Es wird deshalb eine Modellgröße von $-3\text{ km} < x < 5\text{ km}$, $-2,4\text{ km} < y < 2,4\text{ km}$ und $0\text{ km} < z < 3\text{ km}$ benutzt um die Rechenzeit gering zu halten. Für alle Strömungen mit $\mathcal{N} > 0,3$ wird zusätzlich am Einströmrand eine Schwammschicht der Dicke $\Delta x_s = 3,2\text{ km}$ benutzt. Dieser Schwamm entspricht dem Schwamm aus den 2D-Simulationen.

A.2.2 Vorlaufzeit

Um den Einfluss der Vorlaufzeit (t_s) auf die Strömung nahe am Berg zu charakterisieren, werden Simulationen für eine Vorlaufzeit von 20 min und 60 min verglichen. Der Hauptlauf ist in beiden Simulationen 60 min lang.

Die zeitlich gemittelten Felder für die Strömung in x-Richtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) sind in Abbildung A.22 dargestellt. Die obere Zeile enthält die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$, die untere Zeile die für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2,4$. Links sind die Ergebnisse mit einer Vorlaufzeit $t_s = 20\text{ min}$ und rechts für $t_s = 60\text{ min}$ dargestellt. In beiden Strömungen gibt es nur sehr geringfügige Unterschiede zwischen den beiden Vorlaufzeiten.

Auch im vertikalen Windfeld $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}), das in Abbildung A.23 gezeigt wird gibt es wieder für beide Strömungen nur geringfügige Unterschiede zwischen beiden Vorlaufzeiten.

Betrachtet man nun noch die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die in Abbildung A.24 dargestellt ist, sind auch hier wieder nur marginale Unterschiede zu erkennen.

Da die Strömung schon nach 20 min stationär ist, reicht für die Berechnung eine Vorlaufzeit von 20 min aus.

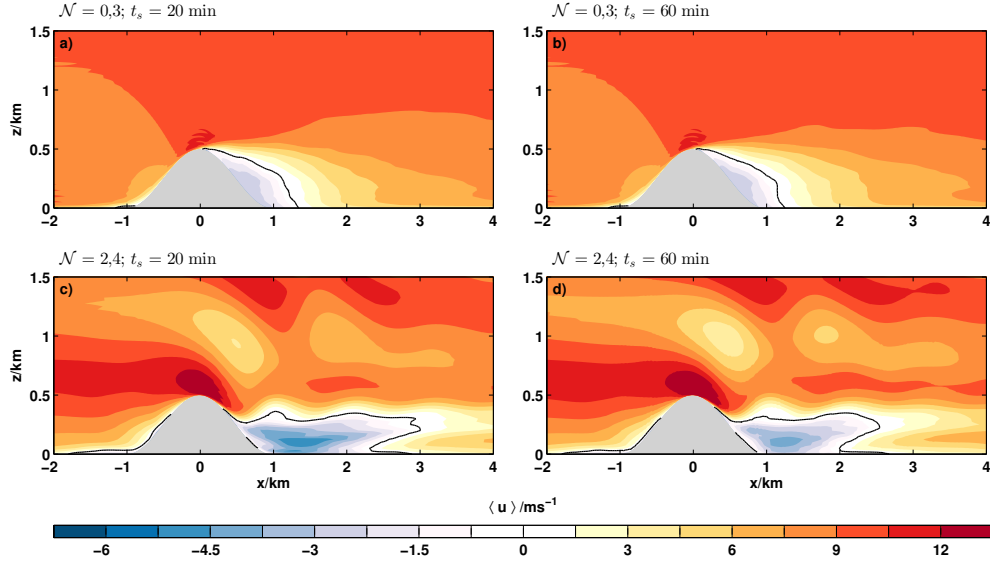


Abbildung A.22: **Grenzschichtablösung für unterschiedliche Vorlaufzeiten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}). Die obere Zeile enthält die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ und die untere Zeile die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2,4$. In der linken Spalte sind die Ergebnisse für eine Vorlaufzeit von $t_s = 20 \text{ min}$ gezeigt, während die rechte Spalte die Ergebnisse für $t_s = 60 \text{ min}$ beinhaltet.

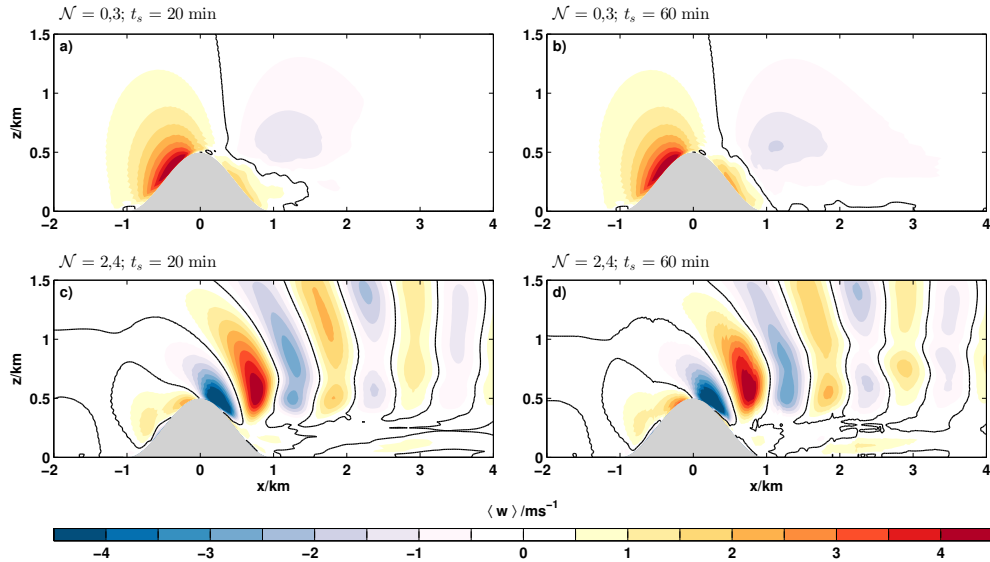


Abbildung A.23: **Schwerewellen für unterschiedliche Vorlaufzeiten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}). Die obere Zeile enthält die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ und die untere Zeile die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2,4$. In der linken Spalte sind die Ergebnisse für eine Vorlaufzeit von $t_s = 20 \text{ min}$ gezeigt, während die rechte Spalte die Ergebnisse für $t_s = 60 \text{ min}$ beinhaltet.

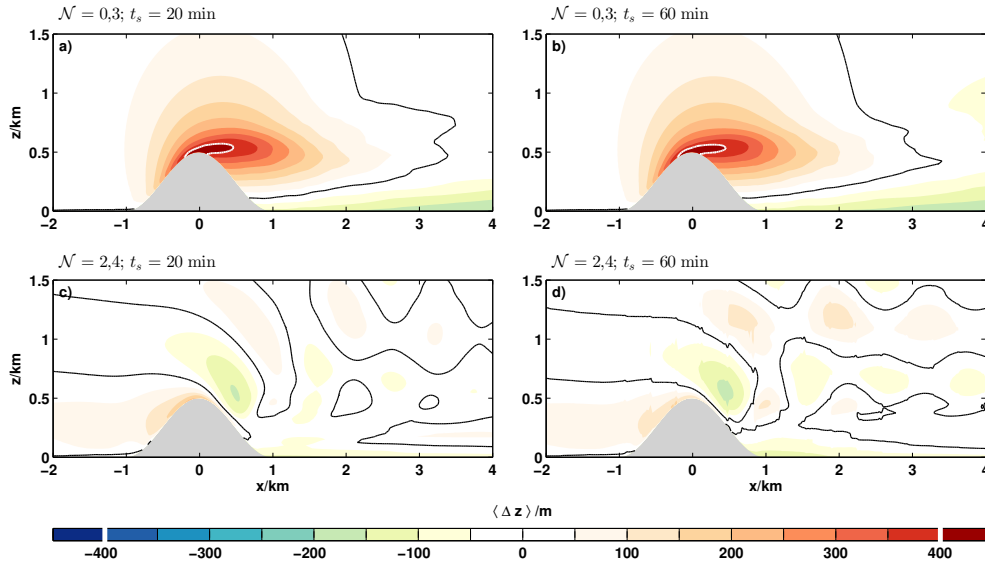


Abbildung A.24: **Bildung von Bannerwolken für unterschiedliche Vorlaufzeiten**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m). Die obere Zeile enthält die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 0,3$ und die untere Zeile die Ergebnisse für eine Strömung mit $\mathcal{N} = 2,4$. In der linken Spalte sind die Ergebnisse für eine Vorlaufzeit von $t_s = 20 \text{ min}$ gezeigt, während die rechte Spalte die Ergebnisse für $t_s = 60 \text{ min}$ beinhaltet.

Modellkonfigurationen für die Zugspitze

B

In diesem Kapitel wird der Einfluss der beiden Schwammschichten, der Modellausdehnung, der Bedingungen der seitlichen Ränder, der Vorlaufzeit und der Berechnungszeit der Mittelwerte für die Simulationen mit der Zugspitzorografie genauer betrachtet. Diese Untersuchungen sind wichtig, um den Einfluss dieser Parameter auf die Strömung nahe am Berg besser abschätzen zu können. Im idealen Fall sollte dabei die Strömung relativ unabhängig von der Wahl dieser Parameter sein.

B.1 Schwammschichten

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der beiden Schwammschichten, die sich einmal am Oberrand und einmal an den seitlichen Rändern des Modellgebietes befinden, auf die Strömung nahe am Grat genauer untersucht. Die Schwammschicht, die sich am Oberrand des Modellgebietes befindet und durch die Parameter Δz_s und τ_z beschrieben wird, hat die Aufgabe vertikal propagierende Wellen zu dämpfen, um Reflexionen zu verhindern. Die zweite Schwammschicht, die sich an den seitlichen Rändern befindet und über die zwei Parameter Δy_s und τ_y definiert wird, dient dazu, dass der laterale Rand nicht abrupt auf das Umgebungsprofil gesetzt wird, sondern ein kontinuierlicher Übergang innerhalb dieser Schicht geschaffen wird.

Das verwendete Modellgebiet entspricht der südöstlichen Anströmung des Grates zwischen Zugspitze und Zugspitzeck. Dieses wird in Abbildung 5.2 a) dargestellt. Die räumliche Auflösung beträgt $\delta x = \delta y = \delta z = 50 \text{ m}$ und entspricht somit $384 \times 352 \times 160$ äquidistanten Gitterpunkten. Am Einströmrand wird ein konstanter Wind in Strömungsrichtung von $u(z) = 5 \text{ m s}^{-1}$ vorgegeben. Die Höhe der neutralen Grenzschicht liegt bei $h_{\Theta,0} = 2500 \text{ m}$. Darüber ist die Atmosphäre stabil geschichtet und wird über Gleichung 5.1 beschrieben. Es wird zudem zu Beginn der Simulation der Spurenstoff χ an jedem Gitterpunkt mit der Höhe initialisiert, der dann für die Berechnung der Lagrange'schen Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ benutzt wird. Die zeitliche Auflösung beträgt $\Delta t = 1 \text{ s}$. Der Vorlauf wurde auf 80 min gesetzt und der anschließende Hauptlauf, bei dem die zeitlichen Mittelwerte gebildet werden, dauert weitere 120 min. Diese beiden Einstellungen werden sowohl in Abschnitt B.3 und B.4 genauer untersucht.

Schwammschicht am Oberrand

In diesem Abschnitt wird nun zuerst der Einfluss der oberen Schwammschicht auf die Strömung nahe am Berg analysiert. Die Dicke der Schwammschicht wurde auf $\Delta z_s = 2000$ m gesetzt. Es werden die Strömungen für drei unterschiedliche Dämpfungskonstanten verglichen. Die Dämpfungskonstanten können die Werte $\tau_z = 50$, 250 und 500 s annehmen. Alle anderen Einstellungen sind die Gleichen, wie zuvor beschrieben.

Die Simulationsergebnisse der drei unterschiedlichen Dämpfungskonstanten τ_z sind in Abbildung B.1 dargestellt. In der oberen Zeile a) ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) gezeigt. Die zweite Zeile b) beinhaltet die Ergebnisse für den zeitlich gemittelten Wind in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) und die letzte Zeile c) zeigt die Ergebnisse für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m). In der linken Spalte sind die Ergebnisse für $\tau_z = 50$ s, in der mittleren Spalte die für den Standardlauf $\tau_z = 250$ s und rechts für $\tau_z = 500$ s dargestellt.

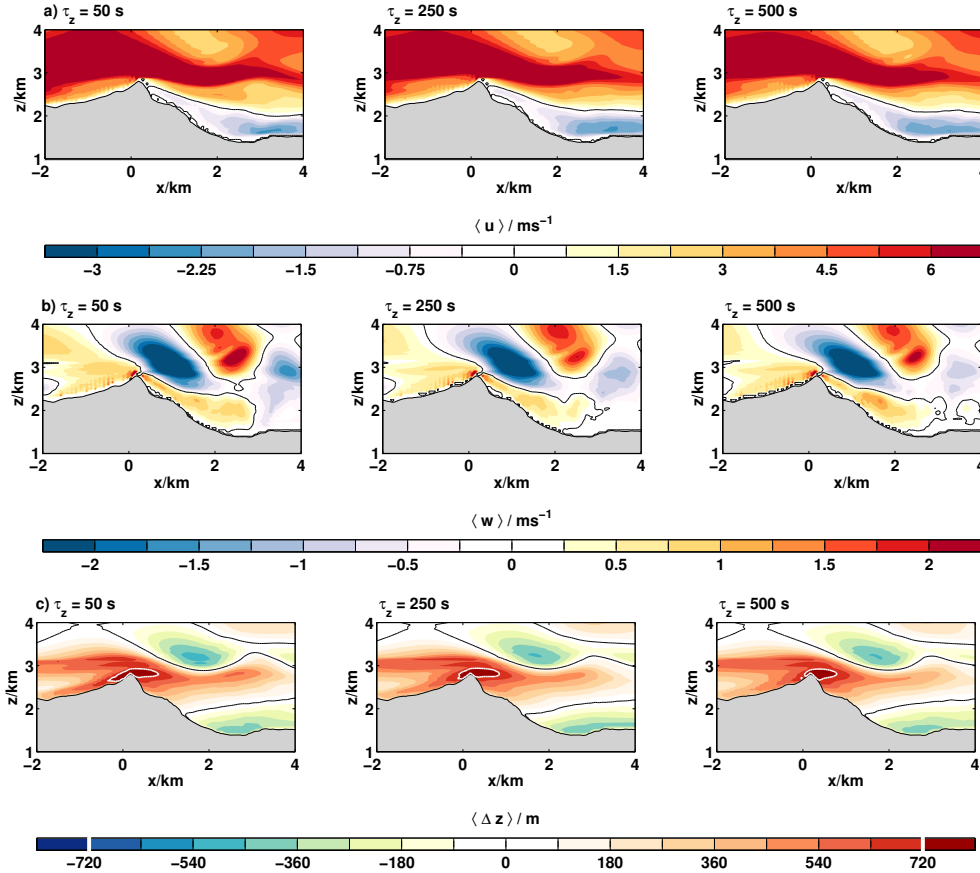


Abbildung B.1: Einfluss der Dämpfungskonstante τ_z

In den Spalten sind die Ergebnisse für die verschiedenen Dämpfungskonstanten τ_z gezeigt, für

- a) die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}),
- b) die zeitlich gemittelte Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}),
- c) die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m).

Für das Strömungsfeld (siehe Abbildung B.1 a) und b)) sind kaum Unterschiede für die Strömung nahe am Grat zu erkennen. Bei allen drei Dämpfungskonstanten reißt die Grenzschicht am Gipfel des Grates ab (siehe Abbildung B.1 a)) und es entsteht im Lee ein Rückströmgebiet. Auch die Schwerewelle, die beim Überströmen des Grates ausgelöst wird (siehe Abbildung B.1 b)) ist für alle drei Dämpfungskonstanten gleich stark und es kann im Lee des Grates bei allen drei Simulationen ein Aufströmen beobachtet werden. Die einzigen Unterschiede sind am Modelloberrand zu finden (nicht gezeigt!) für die niedrigste Dämpfungskonstante $\tau_z = 50$ s, sieht es so aus, als ob der Modellrand um 2 km nach unten verschoben wurde, da die Dämpfung zu stark ist. Für den Fall der hohen Dämpfungskonstante $\tau_z = 500$ s scheint kaum eine Dämpfung des vertikalen Windfeldes vorzuliegen, da die Dämpfung zu schwach ist. Lediglich eine Dämpfungskonstante von $\tau_z = 250$ s erzielt das gewünschte Ergebnis, nämlich eine genügend starke, aber nicht zu starke Dämpfung innerhalb der oberen 2 km des Modells.

Auch für den Fall der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung B.1 c)) sind für alle drei Dämpfungskonstanten kaum Unterschiede zu beobachten. Für die niedrigste Dämpfungskonstante $\tau_z = 50$ s befindet sich stärker gehobene Luft auf der windzugewandten Seite des Grates, was eventuell an der scheinbaren Absenkung der Modellausdehnung auf 6000 km liegen könnte. Diese Unterschiede sind jedoch sehr geringfügig.

Anhand dieser Ergebnisse wird die Dämpfungskonstante τ_z auf 250 s festgelegt und in allen folgenden Simulationen verwendet.

Schwammschicht an den lateralen Rändern

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der seitlichen Ränder auf die Strömung nahe am Berg untersucht, da in den Simulationen mit der Zugspitze keine periodischen Ränder an den lateralen Grenzen gewählt wurden. Der Grund bestand darin, dass eine Kanalisierung des Windes erfolgen kann, was in der Realität durch die vorhandenen Gebirgszüge gegeben ist. Bei der Wahl der geschlossenen Ränder ist es jedoch sinnvoll, eine Schwammschicht zu benutzen, die einen kontinuierlichen Übergang zum Rand hin schafft. In diesen Simulationen beträgt die Breite der jeweiligen Schwammschicht jeweils $\Delta y_s = 2000$ m.

Die Simulationsergebnisse der drei unterschiedlichen Dämpfungskonstanten τ_y sind in Abbildung B.2 dargestellt. In der oberen Zeile a) ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) gezeigt. Die zweite Zeile b) beinhaltet die Ergebnisse für den zeitlich gemittelten Wind in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) und die letzte Zeile c) zeigt die Ergebnisse für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m). In der linken Spalte sind die Ergebnisse für $\tau_y = 500$ s, in der mittleren Spalte die für den Standardlauf $\tau_y = 1000$ s und rechts für $\tau_y = 2000$ s dargestellt.

Es sind wieder für das Strömungsfeld (siehe Abbildung B.2 a) und b)) kaum Unterschiede zu beobachten. Die Grenzschicht reißt am Gipfel des Grates ab und es entsteht ein Rückström-

bereich im Lee des Berges (siehe Abbildung B.2 a)). Zusätzlich ist auch die ausgelöste Schwerkumwelle (siehe Abbildung B.2 b)) gleich stark für alle drei Dämpfungskonstanten und es kann für alle drei Fälle ein Aufströmen im Lee des Grates beobachtet werden.

Auch im Feld der Lagrange'schen Vertikalverschiebung (siehe Abbildung B.2 c)) sind kaum Unterschiede für alle drei Dämpfungskonstanten zu beobachten.

Anhand dieser Simulationsergebnisse wird die Dämpfungskonstante τ_y auf 1000 s für alle weiteren Simulationen gesetzt.

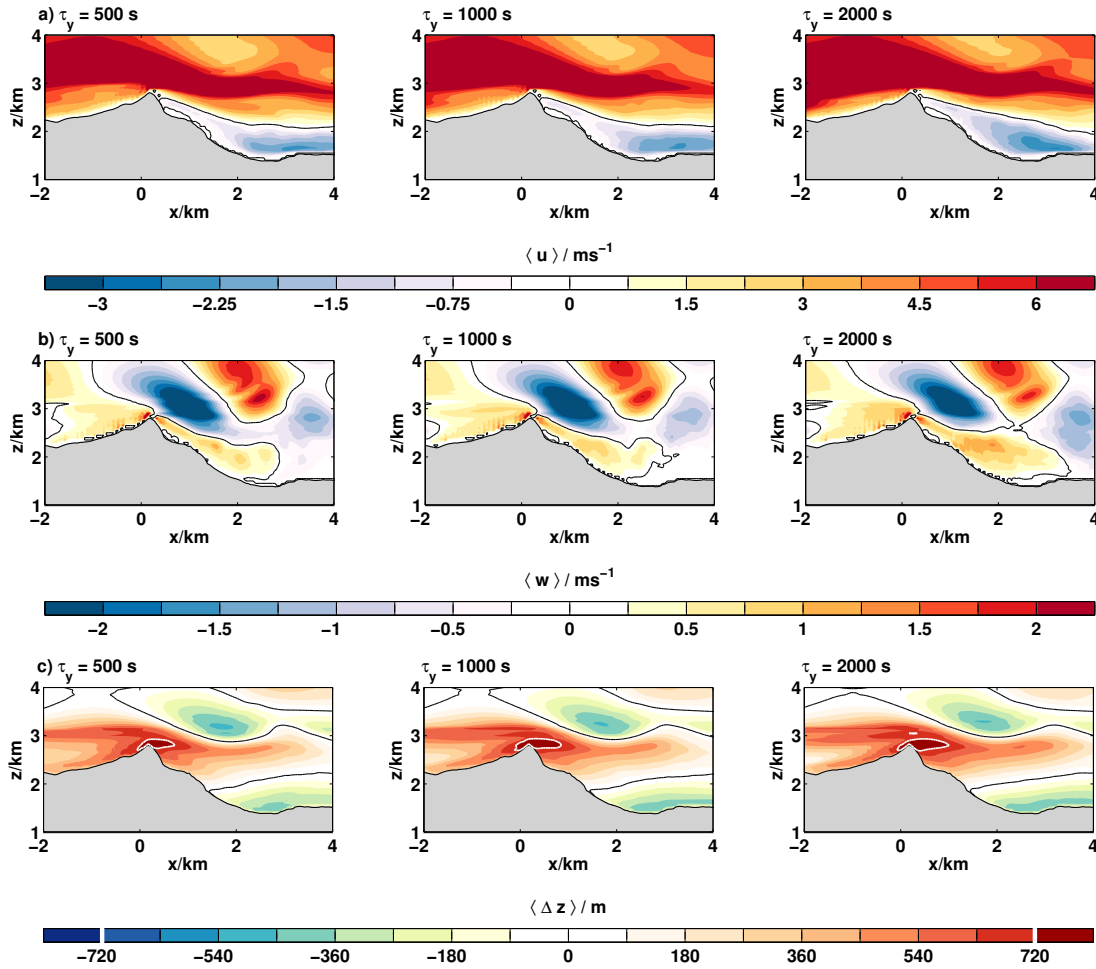


Abbildung B.2: Einfluss der Dämpfungskonstante τ_y

In den Spalten sind die Ergebnisse für die verschiedenen Dämpfungskonstanten τ_y gezeigt, für

- a) die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}),
- b) die zeitlich gemittelte Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}),
- c) die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m).

B.2 Modellausdehnung

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Modellausdehnung auf die Strömung nahe am Grat genauer untersucht. Diese Simulationen sind wichtig, da damit abgeschätzt werden kann, ob das gewählte Modellgebiet zu klein ist und deshalb die Ränder einen erheblichen Einfluss auf die Strömung nahe am Grat haben. Die verschiedenen Modellausdehnungen sind in Tabelle B.1 zusammengefasst. Im Fall a) wurde der Vorlauf vergrößert, im Fall b) der Nachlauf, im Fall c) wurde der Oberrand weiter nach oben versetzt und im Fall d) wurde die laterale Breite vergrößert. Diese Simulationen sind mit dem Ergebnis aus der mittleren Spalte von Abbildung B.2 zu vergleichen, da dieser Lauf der Standardlauf ist.

Name	x-Richtung	y-Richtung	z-Richtung
a)	-19175 m < x < 9575 m	-8775 m < y < 8775 m	0 m < z < 8000 m
b)	-9575 m < x < 19175 m	-8775 m < y < 8775 m	0 m < z < 8000 m
c)	-9575 m < x < 9575 m	-8775 m < y < 8775 m	0 m < z < 12000 m
d)	-9575 m < x < 9575 m	-17575 m < y < 17575 m	0 m < z < 8000 m

Tabelle B.1: **Modellausdehnungen**

Größe der vier unterschiedlichen Modellgebiete. Im Fall a) wurde der Vorlauf vergrößert, im Fall b) der Nachlauf, im Fall c) wurde der Oberrand weiter nach oben gesetzt und im Fall d) wurde das Modellgebiet in lateraler Richtung vergrößert.

Die Simulationsergebnisse der vier unterschiedlichen Modellausdehnungen sind in Abbildung B.3 dargestellt. Die oberen vier Bilder beinhalten das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}). Die mittleren vier Abbildungen zeigen die Ergebnisse für den zeitlich gemittelten Wind in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) und die untersten vier Bilder stellen die Ergebnisse für die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) dar. Die jeweiligen Aufzählungen a), b), c) und d) stehen für die in Tabelle B.1 beschriebenen Modellgebiete.

Die Ergebnisse für die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung (siehe Abbildung B.3 obere vier Abbildungen) zeigen, dass die Grenzschicht für alle vier Modellgebiete am Gipfel abreißt und im Lee des Berges jeweils ein Rückströmbereich beobachtet werden kann. Die Felder weisen nun im Gegensatz zu den vorherigen Ergebnissen jedoch größere Unterschiede auf. Dies zeigt, dass die Wahl der richtigen Modellgröße nicht ganz trivial ist und richtig gewählt werden muss. Vergleicht man diese vier Abbildungen mit Abbildung B.2 (oberste Zeile, mittleres Bild) so erkennt man, dass trotz der vorhandenen Unterschiede das grobe Strömungsmuster durch die Wahl des Modellgebietes wiedergegeben wird. Der größte Unterschied liegt natürlich bei der Simulation mit dem längeren Vorlauf, da in diesem Fall die Strömung beim Eintreffen am Grat schon über einen viel längeren Zeitraum durch das Gelände davor beeinflusst wurde.

Auch im Feld des zeitlich gemittelten Windes in vertikaler Richtung (siehe Abbildung B.3 mittlere vier Abbildungen) sind die Unterschiede nun zwar größer, aber nichtsdestotrotz wird

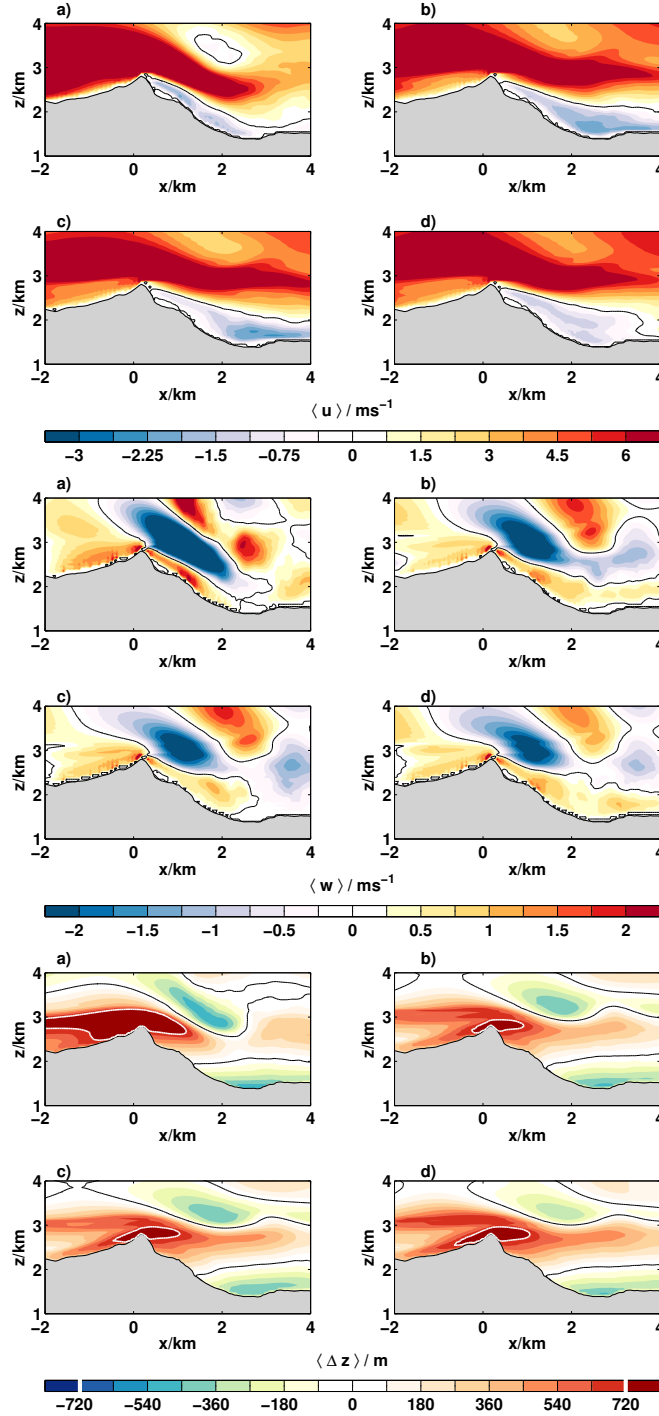


Abbildung B.3: **Einfluss der Modellausdehnungen**

Obere vier Abbildungen: mittlere Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}).

Mittlere vier Abbildungen: mittlere Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}).

Untere vier Abbildungen: mittlere Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m).

Die jeweiligen Modellgebiete sind in Tabelle B.1 zu finden.

das grobe Strömungsverhalten aus Abbildung B.2 (mittlere Spalte, mittleres Bild) wiedergegeben, da in jedem Fall eine Schwerewelle beim Überströmen des Grates ausgelöst wird. Weiterhin kann in allen Fällen auch ein Aufströmen der Luftmassen im Lee des Grates beobachtet werden.

Betrachtet man nun auch noch zusätzlich die Lagrange'sche Vertikalverschiebung (siehe Abbildung B.3 unterste vier Abbildungen) sind bis auf Abbildung a) nur geringfügige Unterschiede zu Abbildung B.2 unterste Zeile mittleres Bild zu erkennen. Die großen Unterschiede in der Lagrange'schen Vertikalverschiebung und damit auch im Spurenstoff χ bei einem längeren Vorlauf lassen sich wie folgt erklären: Der Spurenstoff χ wird am Einströmrand initialisiert. Da dieser sich nun aber viel weiter links befindet, liegt dort auch eine andere Orografie vor. Die mittlere orografische Höhe am Einströmrand beträgt ca. 1300 m für den längeren Vorlauf, im Gegensatz zu einer mittleren Höhe von 1500 m beim Standardlauf. Die Höhe der Zugspitze beträgt ca. 2900 m. Das bedeutet, dass die maximale Hebung durch die Orografie beim längeren Vorlauf 1600 m beträgt, während für den Standardlauf nur 1400 m möglich sind. Diese Tatsache erklärt, warum der Unterschied im längeren Vorlauf so groß ist und er zeigt auch, dass die Interpretation des Spurenstoffes an der Zugspitze schwieriger erscheint als bei den idealisierten Simulationen, bei denen die Hebung nur durch ein einzelnes Hindernis ausgelöst wird.

Es kann jedoch festgestellt werden, dass die Ränder kaum einen Einfluss auf die Strömung nahe am Grat haben und eine Modellausdehnung von $-9575 \text{ m} < x < 9575 \text{ m}$, $-8775 \text{ m} < y < 8775 \text{ m}$ und $0 \text{ m} < z < 8000 \text{ m}$ ausreichend für unsere Simulationen ist. Jedoch muss bei der Interpretation des Spurenstoffes und der damit verbundenen Lagrange'schen Vertikalverschiebung aufgepasst werden und zusätzliche Größen herangezogen werden.

B.3 Vorlaufzeit

In diesem Abschnitt wird die Vorlaufzeit t_{vor} und deren Einfluss auf die zeitlich gemittelten Variablen verglichen. Es werden jeweils 40 min, 80 min und 120 min als Vorlaufzeit verwendet und nach Ablauf dieser Zeit werden bei allen drei Varianten für die jeweils folgenden 60 min die zeitlich gemittelten Werte berechnet.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung B.4 dargestellt. In der obersten Zeile a) sind die Ergebnisse für die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) gezeigt, während sich in der zweiten Zeile b), die Ergebnisse der zeitlich gemittelten Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) befinden. In der untersten Zeile c) sind die Ergebnisse für die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) zu finden. Die jeweiligen linken Spalten beinhalten die Ergebnisse mit einer Vorlaufzeit von 40 min, die mittlere Spalte die von 60 min und die rechte Spalte die von 120 min.

Anhand der Simulationsergebnisse lassen sich für alle drei betrachteten Größen (siehe Abbil-

dung B.4) kaum Unterschiede beobachten. Die Vorlaufzeit wird aus diesem Grund auf 80 min gesetzt.

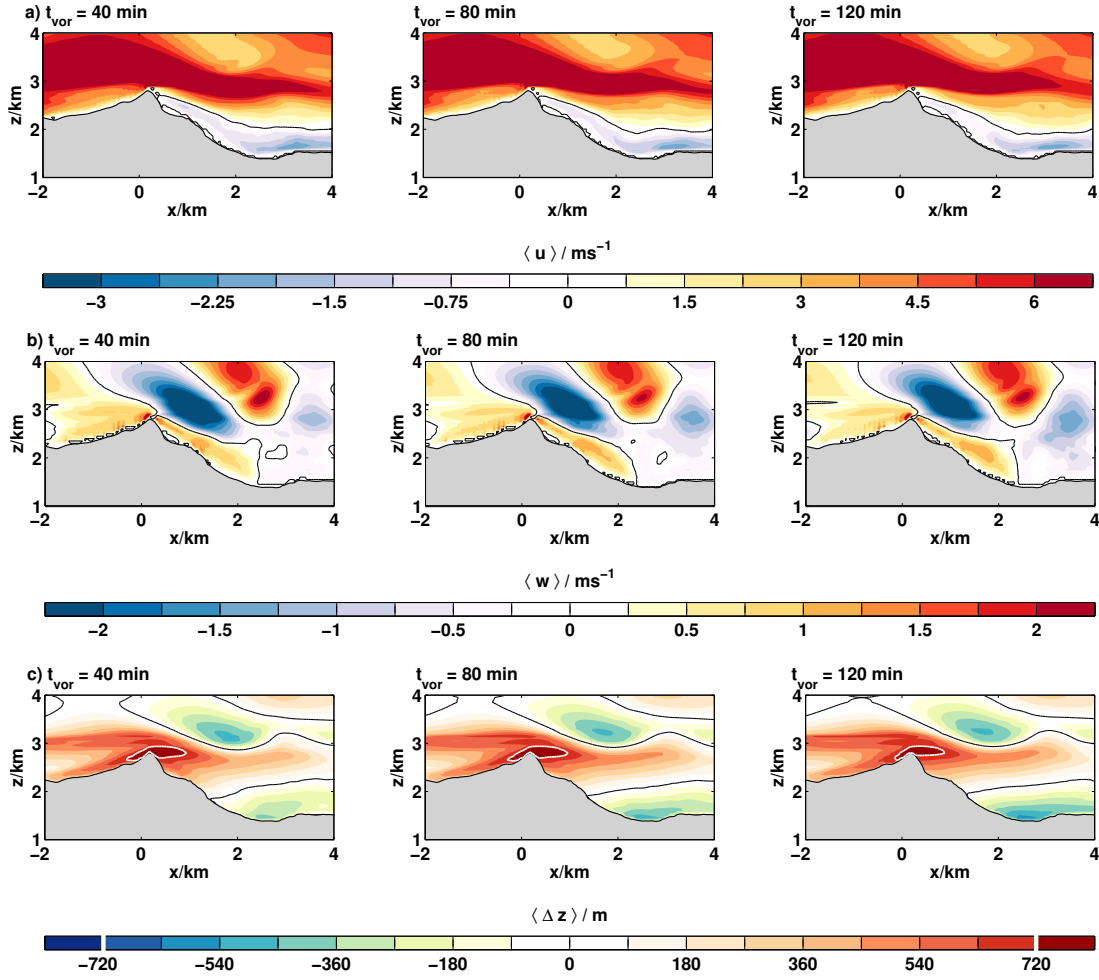


Abbildung B.4: Einfluss der Vorlaufzeit t_{vor}

In den Spalten sind die Ergebnisse für die verschiedenen Vorlaufzeiten t_{vor} gezeigt, für

- a) die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}),
- b) die zeitlich gemittelte Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}),
- c) die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m).

B.4 Berechnungszeit der Mittelwerte

In diesem Abschnitt wird die Dauer der Berechnungszeit für die Mittelwerte t_{int} und deren Einfluss auf die zeitlich gemittelten Variablen verglichen. Es werden jeweils 60 min, 120 min und 240 min als Dauer verwendet. Die Vorlaufzeit beträgt in allen drei Simulationen 80 min, danach werden die jeweiligen Mittelwerte berechnet.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung B.5 dargestellt. In der obersten Zeile a) sind die Ergebnisse für die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in

m s^{-1}) gezeigt, während sich in der zweiten Zeile b), die Ergebnisse der zeitlich gemittelten Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) befinden. In der untersten Zeile c) sind die Ergebnisse für die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) zu finden. Die jeweiligen linken Spalten beinhalten die Ergebnisse mit einer Dauer für die Berechnung der Mittelwerte von 60 min, die mittlere Spalte die von 120 min und die rechte Spalte die von 240 min.

Anhand der Simulationsergebnisse lassen sich für alle drei betrachteten Größen (siehe Abbildung B.5) kaum Unterschiede beobachten. Es wird deshalb die Dauer der Berechnungszeit der Mittelwerte auf 120 min gesetzt.

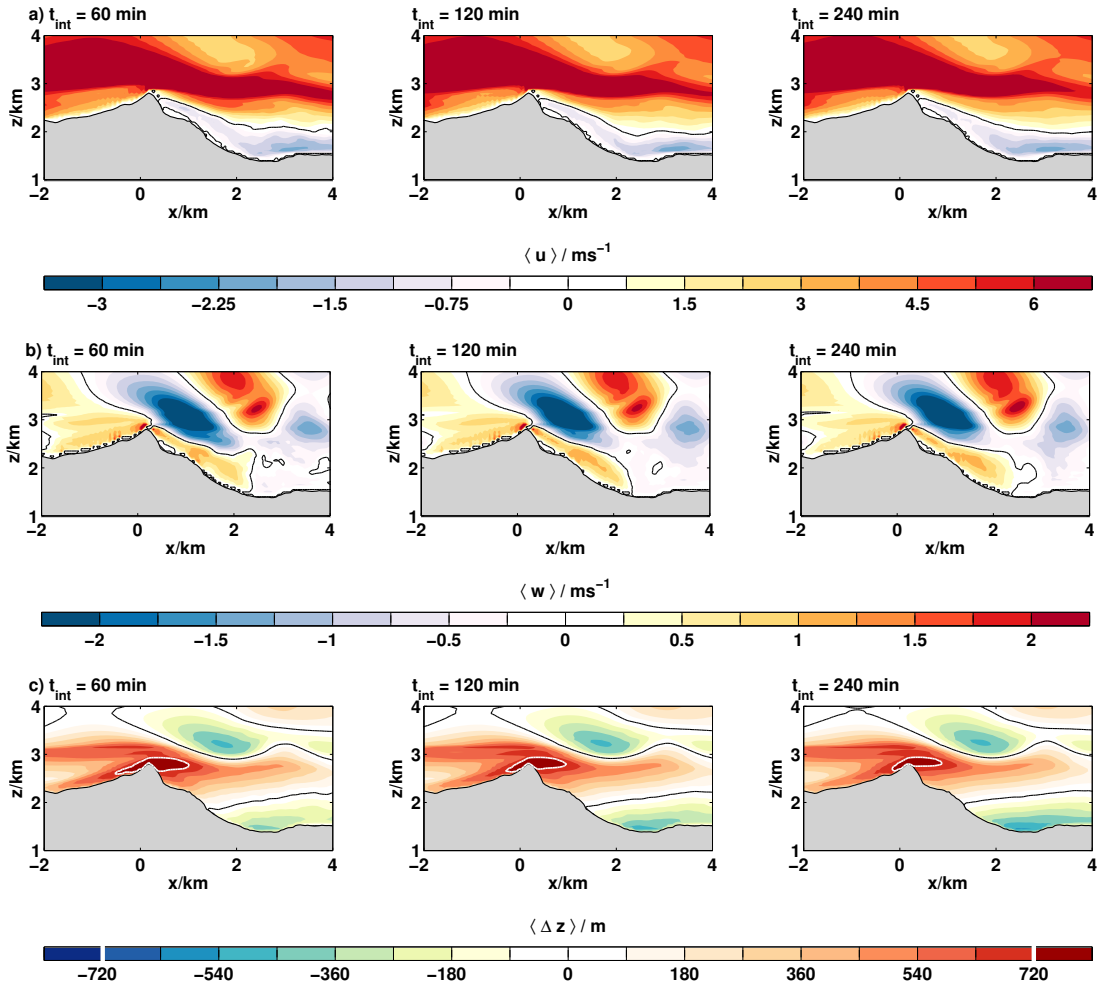


Abbildung B.5: Einfluss der Berechnungszeit der Mittelwerte t_{int}

In den Spalten sind die Ergebnisse für die unterschiedlichen Berechnungszeiten der Mittelwerte t_{int} gezeigt, für

- a) die zeitlich gemittelte Strömung in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}),
- b) die zeitlich gemittelte Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}),
- c) die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m).

In diesem Teil des Anhangs sind die zusätzlichen Bilder von Kapitel 4 und Kapitel 5 zu finden.

C.1 Idealisierte Modellsimulationen

C.1.1 Schichtung der Strömung und Steilheit des Hindernisses

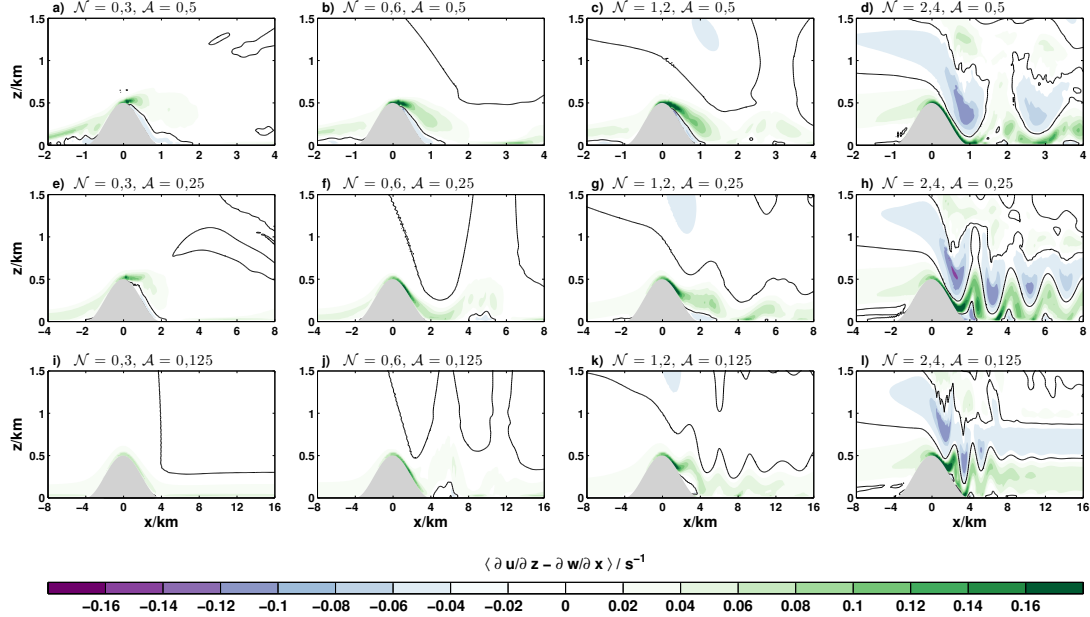


Abbildung C.1: **Wirbelstärke der 2D-Strömung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Feld der Wirbelstärke in y -Richtung $\langle \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \rangle$ (in s^{-1}) in einem xz -Schnitt für die 2D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

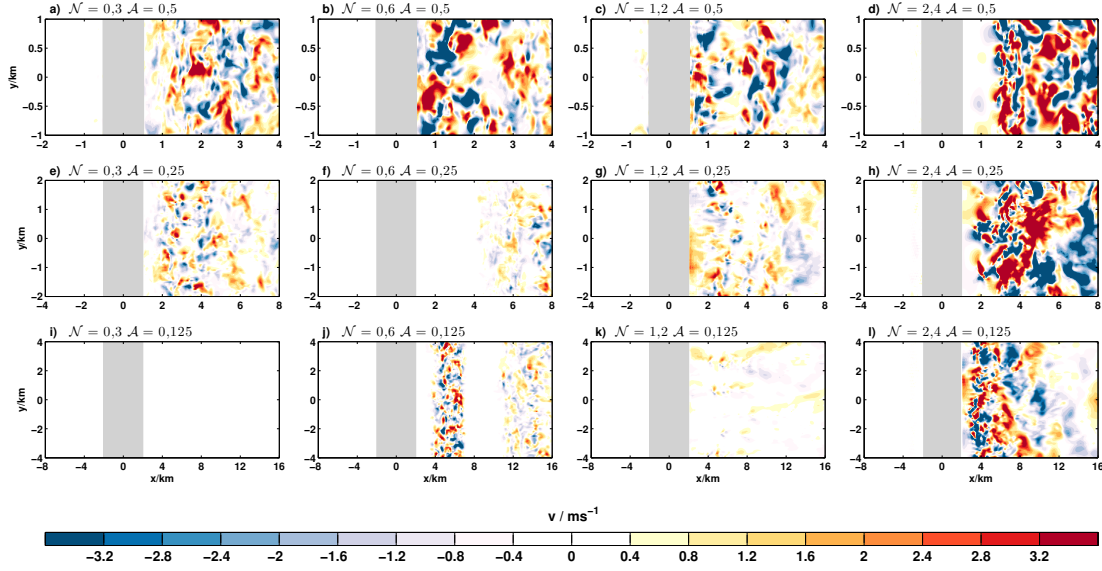


Abbildung C.2: **Aktuelles Windfeld in y-Richtung für die quasi 2D-Strömung**

Dargestellt ist das aktuelle Windfeld in y-Richtung v (in m s^{-1}) für die quasi 2D-Simulationen in einem xy-Schnitt auf 250 m für den Endzeitpunkt der Simulation $t_e = 20 \text{ min} \cdot \mathcal{A}^{-1} + 60 \text{ min}$. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

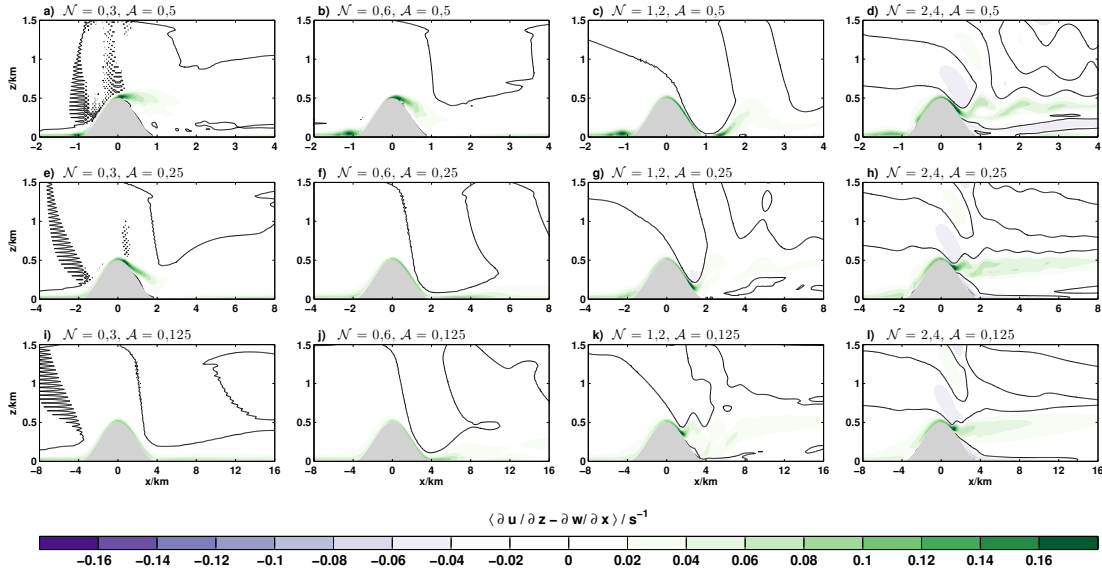


Abbildung C.3: **Wirbelstärke der 3D-Strömung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Feld der Wirbelstärke in y-Richtung $\langle \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \rangle$ (in s^{-1}) in einem xz-Schnitt für die 3D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

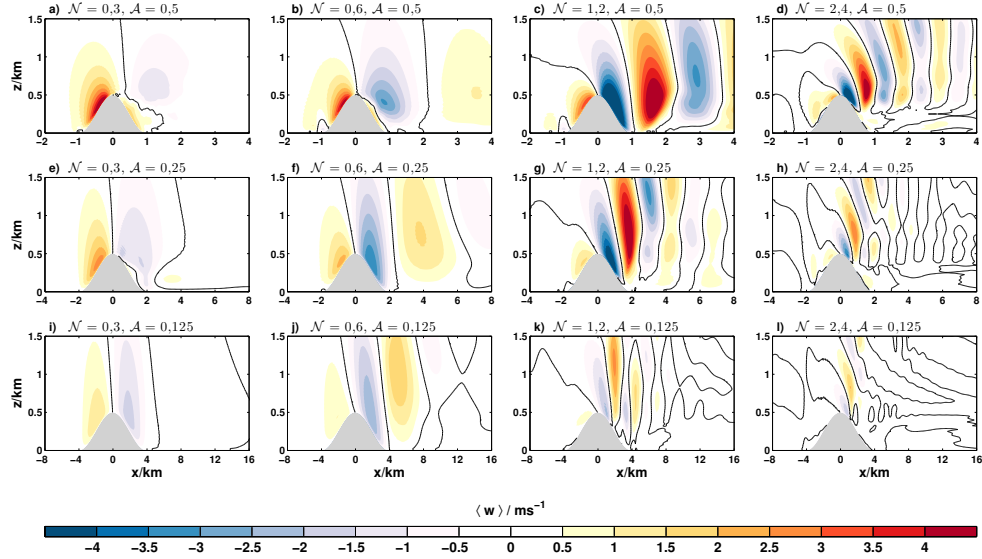


Abbildung C.4: **Vertikaler Wind für die 3D-Strömung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz -Schnitt für die 3D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$.

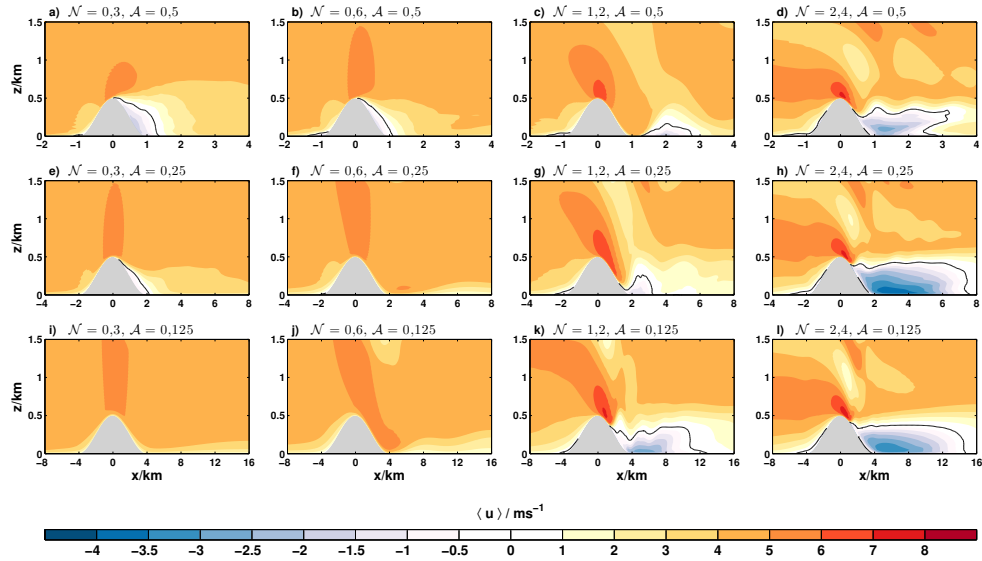


Abbildung C.5: **Grenzschichtablösung der 3D-Strömung für Aufbau 1**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz -Schnitt für die 3D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$. In Aufbau 1 wurden die beiden Parameter auf $(N, U) \rightarrow 0,5 \cdot (N, U)$ gesetzt.

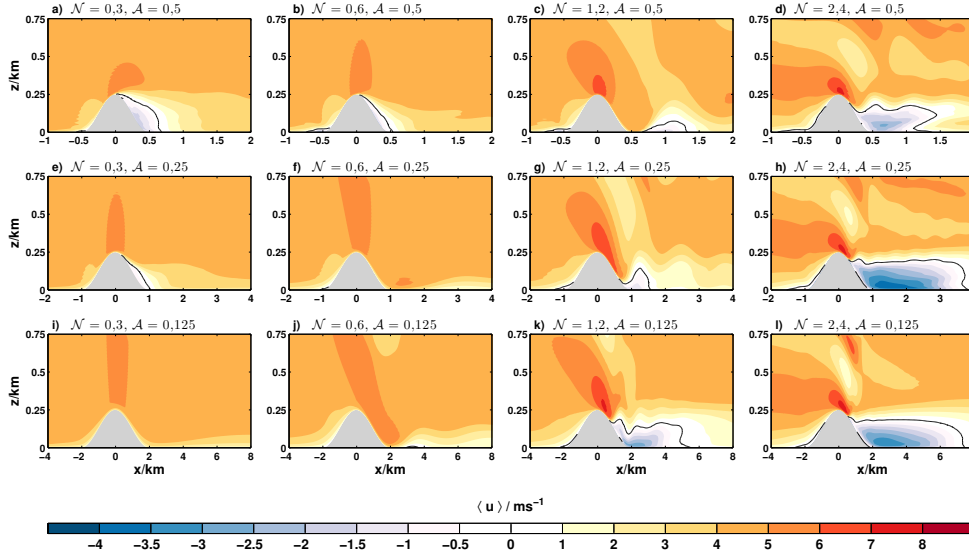


Abbildung C.6: **Grenzschichtablösung der 3D-Strömung für Aufbau 2**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) in einem xz -Schnitt für die 3D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,01$. In Aufbau 2 wurden die beiden Parameter auf $(h_0, L, U) \rightarrow 0.5 \cdot (h_0, L, U)$ gesetzt.

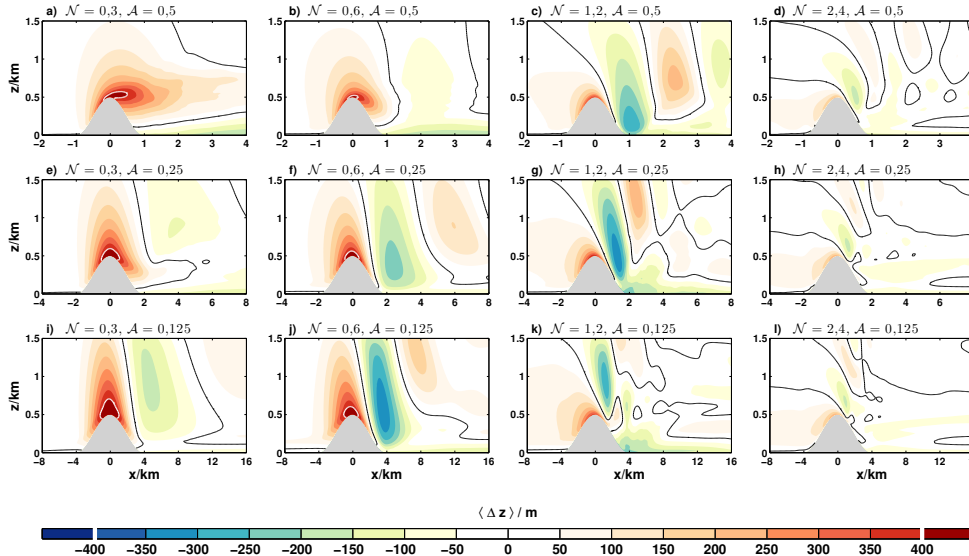


Abbildung C.7: **Bildung von Bannerwolken in einer 3D-Strömung für Aufbau 1**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) der 3D-Strömung. Die schwarze Kontur zeigt die Nullkontur, während die weiße Konturlinie für eine Hebung von 400 m und eine Absenkung um -400 m steht. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt für alle Simulationen $c_d = 0,01$. In Aufbau 1 wurden die beiden Parameter auf $(N, U) \rightarrow 0.5 \cdot (N, U)$ gesetzt.

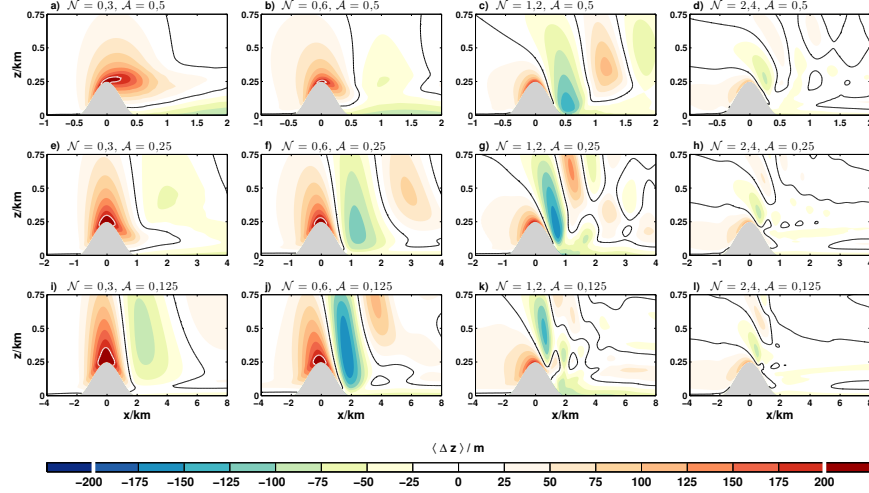


Abbildung C.8: **Bildung von Bannerwolken in einer 3D-Strömung für Aufbau 2**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m) der 3D-Strömung. Die schwarze Kontur zeigt die Nullkontur, während die weiße Konturlinie für eine Hebung von 400 m und eine Absenkung um -400 m steht. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt für alle Simulationen $c_d = 0,01$. In Aufbau 2 wurden die beiden Parameter auf $(h_0, L, U) \rightarrow 0,5 \cdot (h_0, L, U)$ gesetzt.

C.1.2 Bodenreibung und Wirbelbildung

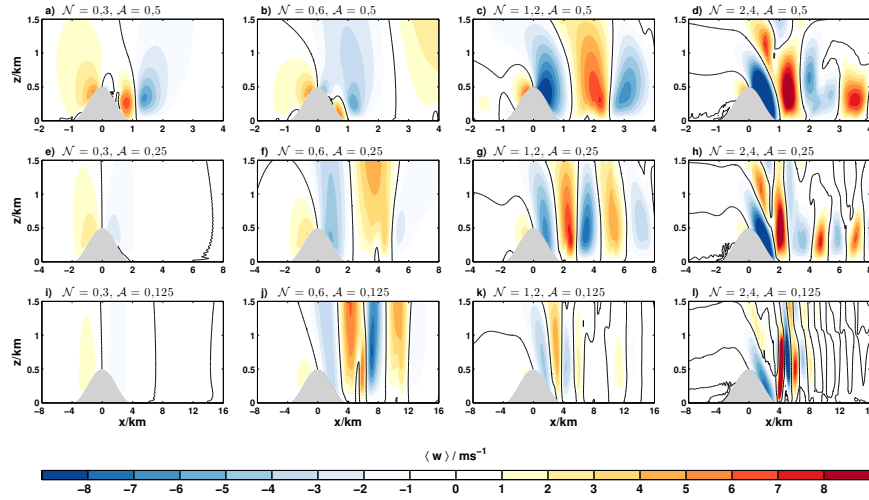


Abbildung C.9: **Vertikaler Wind für die 2D-Strömung mit wenig Bodenreibung**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in ms^{-1}) in einem xz-Schnitt für die 2D-Strömung. Die schwarze Konturlinie stellt die Nullkontur dar. Von oben nach unten nimmt die Steilheit des Berges ab, während von links nach rechts die Schichtung der Strömung zunimmt. Der Bodenreibungskoeffizient beträgt in allen Simulationen $c_d = 0,001$.

C.1.3 Asymmetrische Orografie

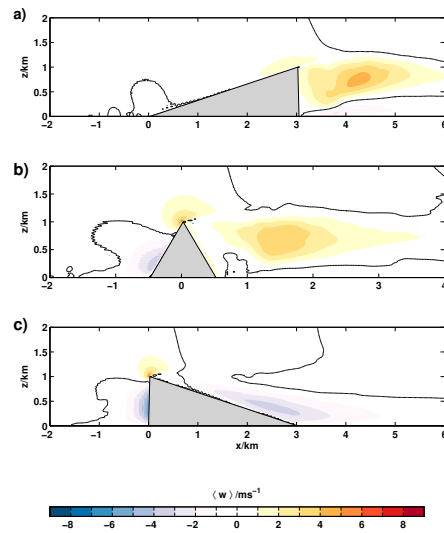


Abbildung C.10: **Vertikales Windfeld**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Strömung in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges.

- a) Asymmetrische Pyramide 1
- b) Symmetrische Pyramide
- c) Asymmetrische Pyramide 2

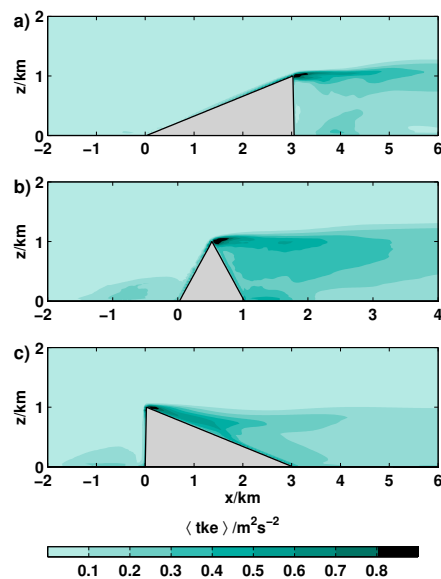


Abbildung C.11: **Parametrisierte turbulente kinetische Energie**

Dargestellt ist die zeitlich gemittelte parametrisierte turbulente kinetische Energie $\langle tke \rangle$ (in $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$) in einem xz-Schnitt durch die Mitte des Berges.

- a) Asymmetrische Pyramide 1
- b) Symmetrische Pyramide
- c) Asymmetrische Pyramide 2

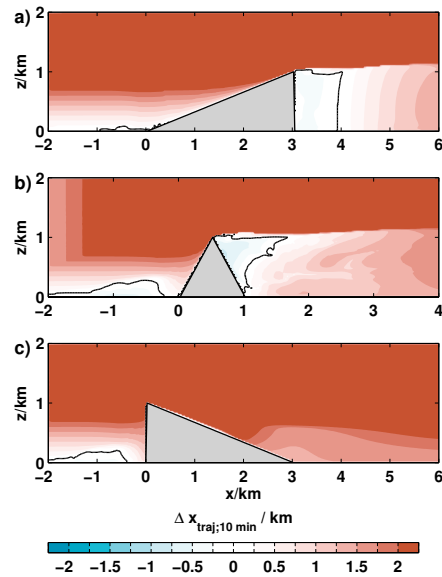


Abbildung C.12: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;10 \text{ min}}$ (in km). Diese Verschiebung wurde mithilfe von Rückwärts-trajektorien, die eine Dauer von 10 min besitzen, bestimmt.

- a) Asymmetrische Pyramide 1
- b) Symmetrische Pyramide
- c) Asymmetrische Pyramide 2

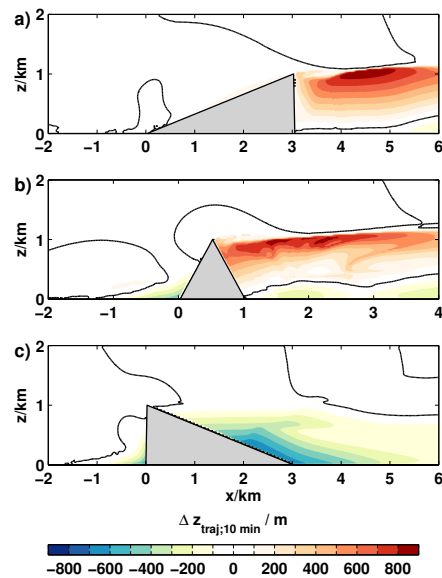


Abbildung C.13: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;10 \text{ min}}$ (in m). Diese Verschiebung wurde mithilfe von Rückwärtstrajektorien, die eine Dauer von 10 min besitzen, bestimmt.

- a) Asymmetrische Pyramide 1
- b) Symmetrische Pyramide
- c) Asymmetrische Pyramide 2

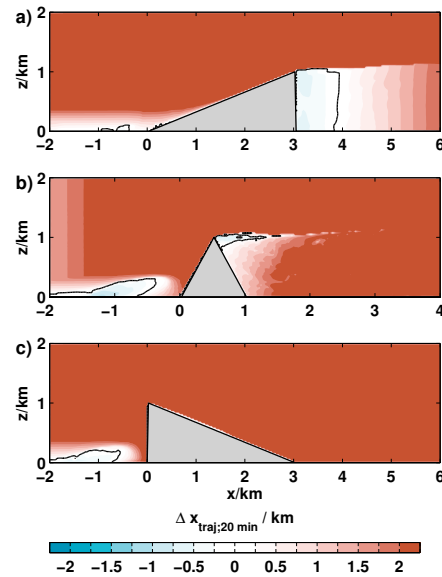


Abbildung C.14: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;20 \text{ min}}$ (in km). Diese Verschiebung wurde mithilfe von Rückwärtstrajektorien, die eine Dauer von 20 min besitzen, bestimmt.

- a) Asymmetrische Pyramide 1
- b) Symmetrische Pyramide
- c) Asymmetrische Pyramide 2

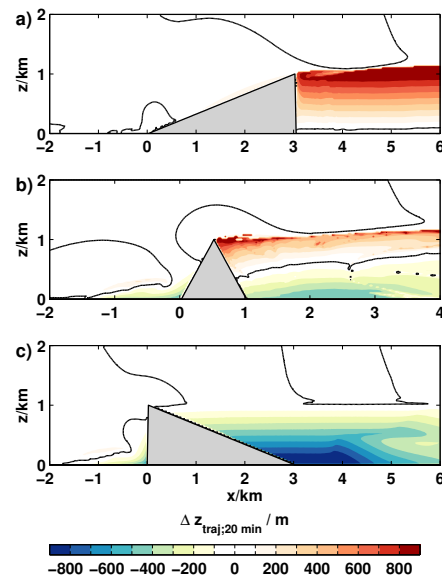


Abbildung C.15: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;20 \text{ min}}$ (in km). Diese Verschiebung wurde mithilfe von Rückwärtstrajektorien, die eine Dauer von 20 min besitzen, bestimmt.

- a) Asymmetrische Pyramide 1
- b) Symmetrische Pyramide
- c) Asymmetrische Pyramide 2

C.2 Simulationen mit der Zugspitzorografie

C.2.1 Einfluss der Anströmrichtungen

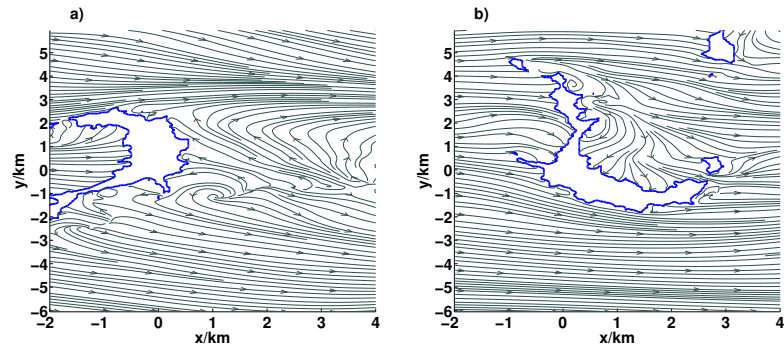


Abbildung C.16: **Verhalten der Strömung an der Zugspitze**

Dargestellt sind die Stromlinien des zeitlich gemittelten horizontalen Windfeldes in einem xy-Schnitt in einer Höhe von 2500 m.

a) Anströmung aus südöstlicher Richtung

b) Anströmung aus nördlicher Richtung

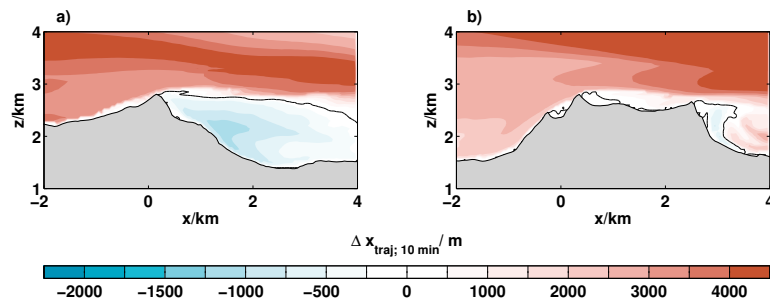


Abbildung C.17: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj; 10 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 10 min.

a) Anströmung aus südöstlicher Richtung

b) Anströmung aus nördlicher Richtung

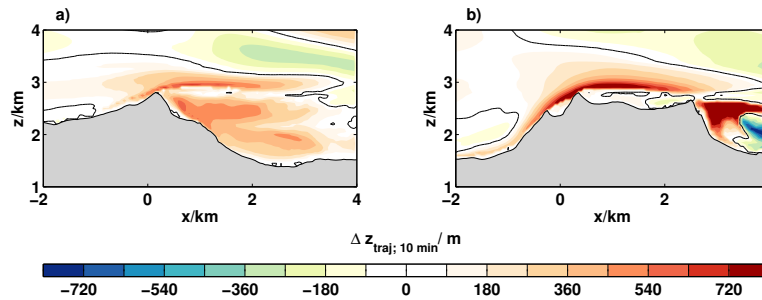


Abbildung C.18: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;10 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 10 min.

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung
- b) Anströmung aus nördlicher Richtung

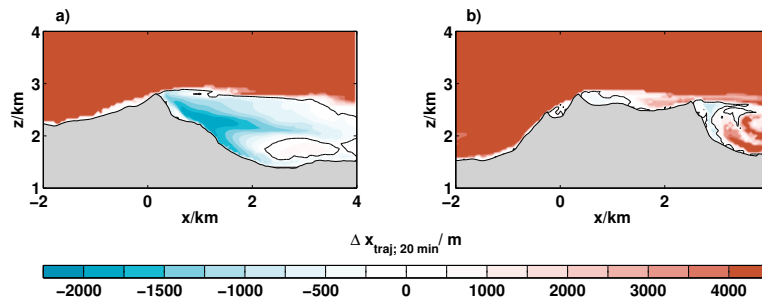


Abbildung C.19: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;20 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 20 min.

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung
- b) Anströmung aus nördlicher Richtung

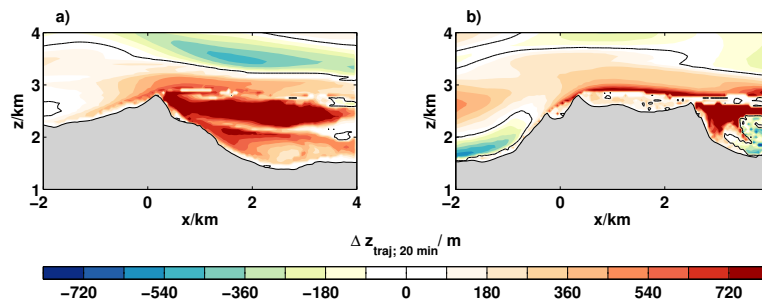


Abbildung C.20: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;20 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 20 min.

- a) Anströmung aus südöstlicher Richtung
- b) Anströmung aus nördlicher Richtung

C.2.2 Einfluss der Schichtung

Anströmung aus südöstlicher Richtung

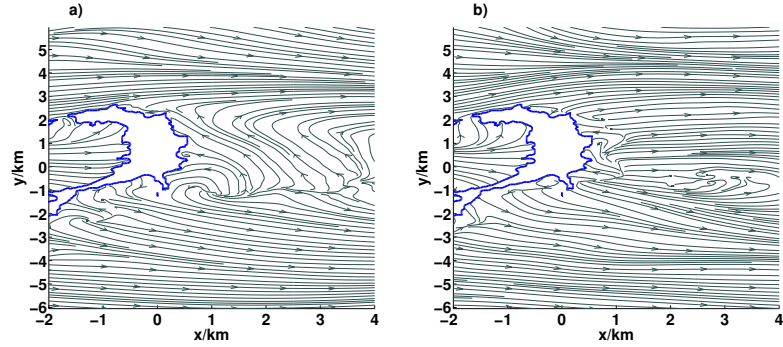


Abbildung C.21: **Verhalten der Strömung an der Zugspitze**

Dargestellt sind die Stromlinien des zeitlich gemittelten horizontalen Windfeldes in einem xy-Schnitt in einer Höhe von 2500 m für eine südöstliche Anströmung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

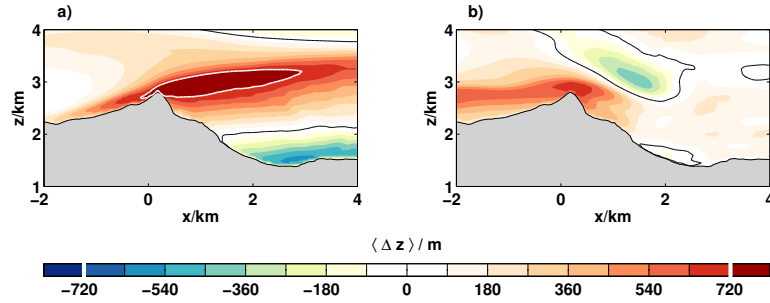
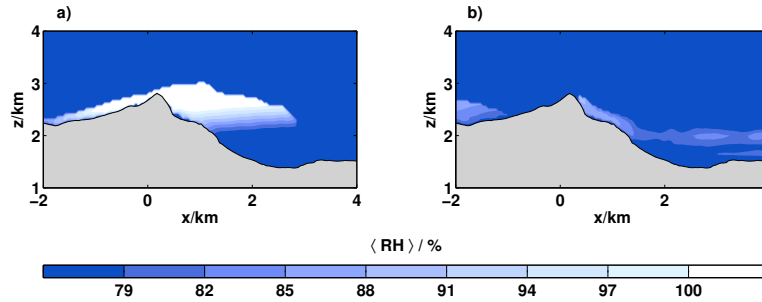


Abbildung C.22: **Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 120 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

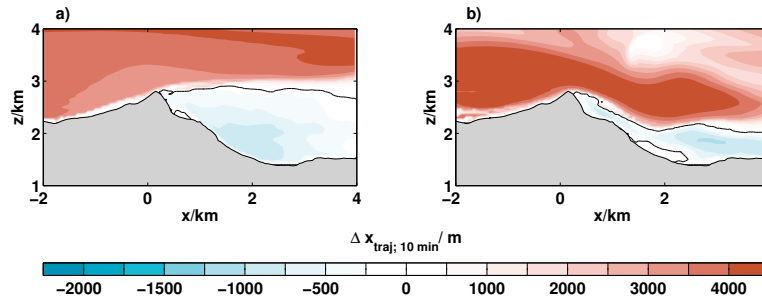


Abbildungung C.23: **Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %), die über den Spurenstoff q bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 120 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus südöstlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

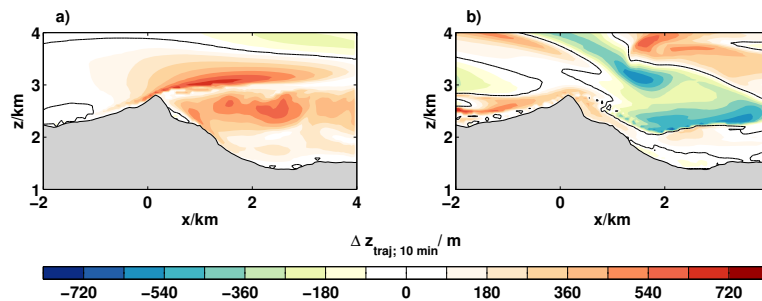


Abbildungung C.24: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj; 10 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 10 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.



Abbildungung C.25: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj; 10 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 10 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

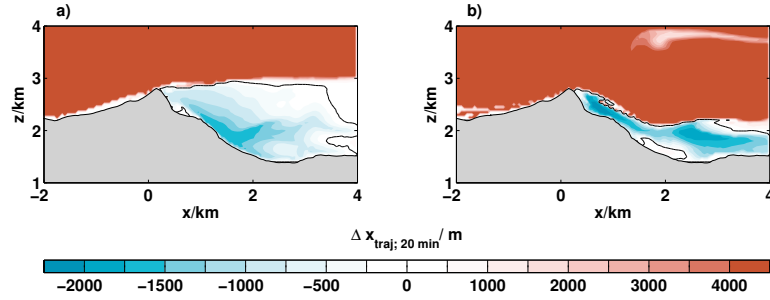


Abbildung C.26: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;20 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 20 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

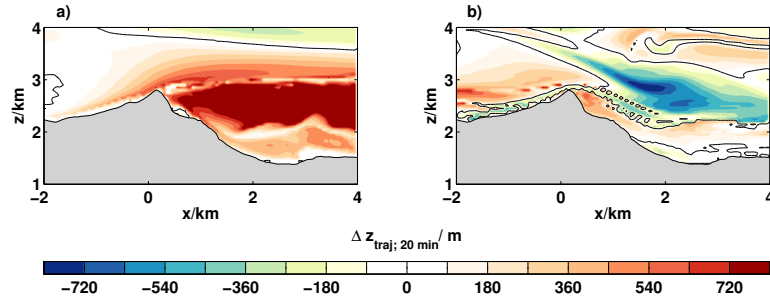


Abbildung C.27: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;20 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 20 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

Anströmung aus nördlicher Richtung

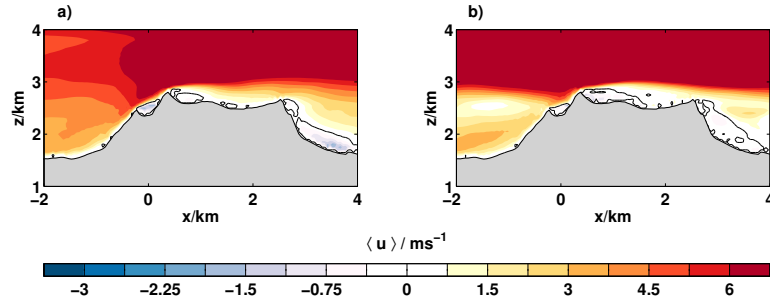


Abbildung C.28: **Grenzschichtablösung an der Zugspitze**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in Strömungsrichtung $\langle u \rangle$ (in m s^{-1}) für eine Anströmung aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

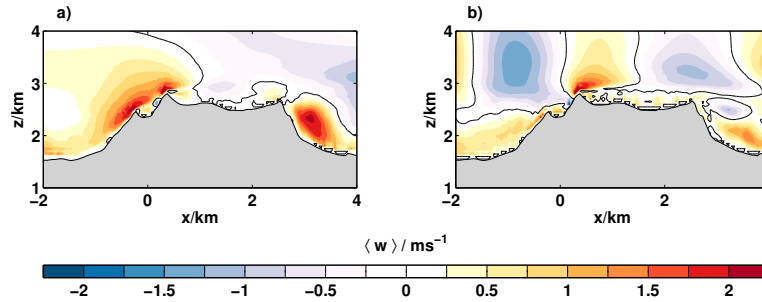


Abbildung C.29: **Verikales Windfeld an der Zugspitze**

Dargestellt ist das zeitlich gemittelte Windfeld in vertikaler Richtung $\langle w \rangle$ (in m s^{-1}) für eine Anströmung aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

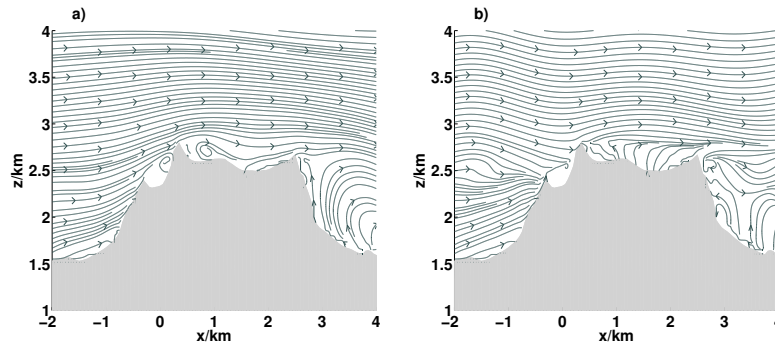


Abbildung C.30: **Verhalten der Strömung an der Zugspitze**

Dargestellt sind die Stromlinien der zeitlich gemittelten uw -Komponenten des Windfeldes in einem xz -Schnitt für eine Anströmung aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

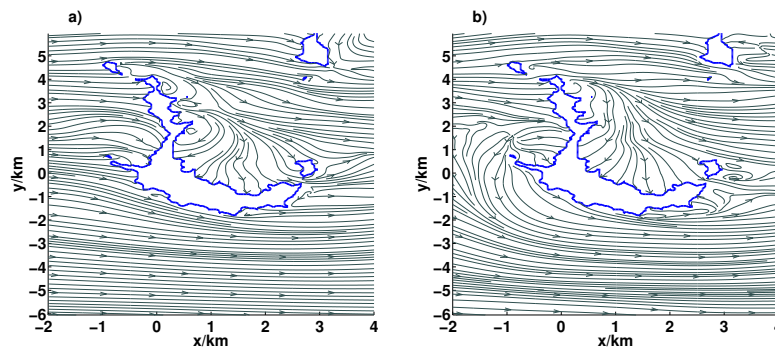


Abbildung C.31: **Verhalten der Strömung an der Zugspitze**

Dargestellt sind die Stromlinien des zeitlich gemittelten horizontalen Windfeldes für eine Anströmung aus nördlicher Richtung in einem xy -Schnitt auf einer Höhe von 2500 m.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

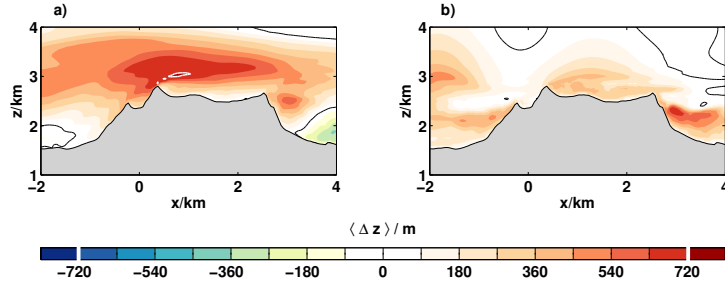


Abbildung C.32: **Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 40 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

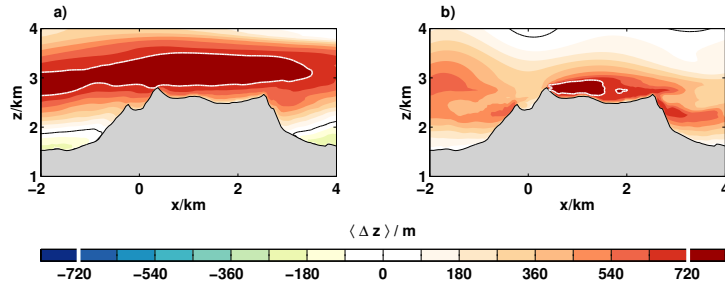


Abbildung C.33: **Entstehung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\langle \Delta z \rangle$ (in m), die über den Spurenstoff χ bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 120 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

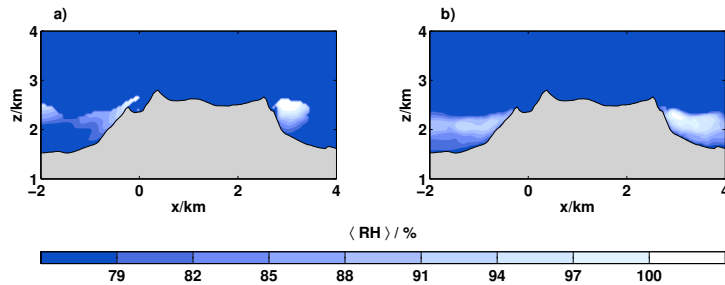


Abbildung C.34: **Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist relative Feuchtigkeit $\langle RH \rangle$ (in %), die über den Spurenstoff q bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 40 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500$ m.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000$ m.

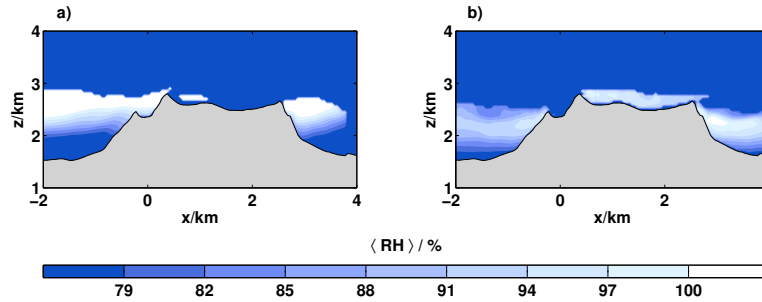


Abbildung C.35: **Bildung von Bannerwolken an der Zugspitze**

Dargestellt ist relative Feuchte $\langle RH \rangle$ (in %), die über den Spurenstoff q bestimmt wird. Der Spurenstoff wird zu Beginn der Mittelung an jedem Gitterpunkt initialisiert und für weitere 120 min ein Mittelwert berechnet. Die Anströmung erfolgt aus nördlicher Richtung.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500\text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000\text{ m}$.

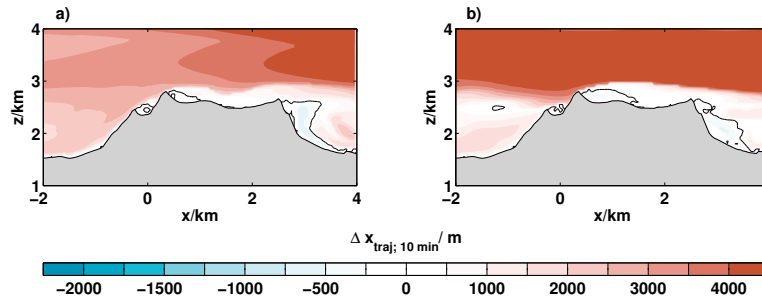


Abbildung C.36: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{\text{traj}; 10\text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 10 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500\text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000\text{ m}$.

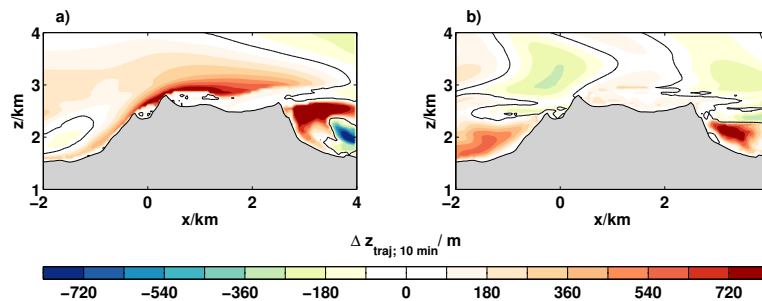


Abbildung C.37: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{\text{traj}; 40\text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500\text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000\text{ m}$.

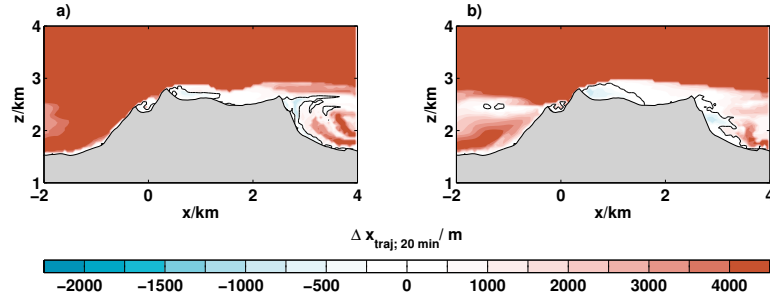


Abbildung C.38: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;20 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 20 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

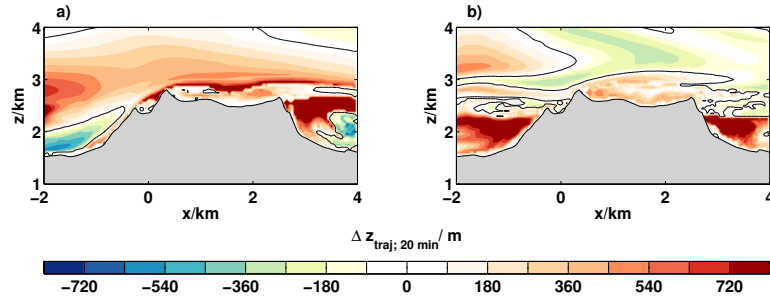


Abbildung C.39: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

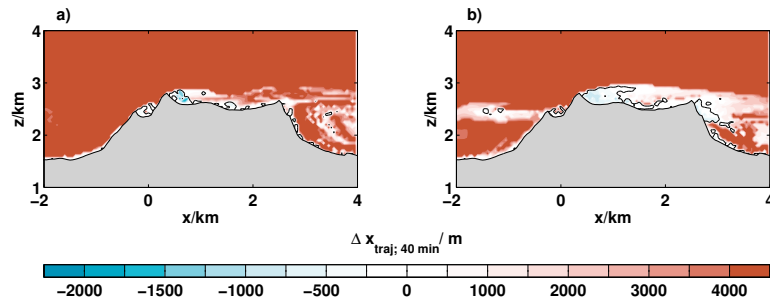


Abbildung C.40: **Herkunft der Luftpakete in Strömungsrichtung**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Verschiebung in Strömungsrichtung $\Delta x_{traj;40 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

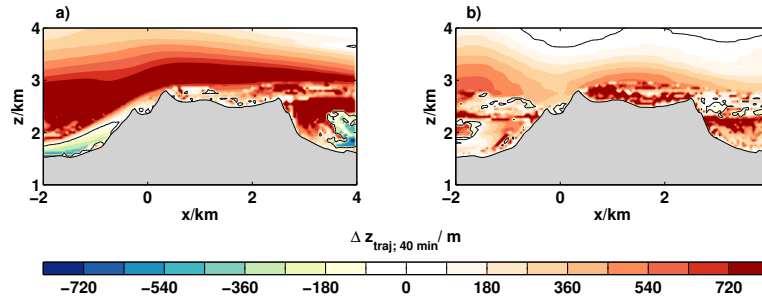


Abbildung C.41: **Vertikalverschiebung der Luftpakete durch Trajektorien**

Dargestellt ist die Lagrange'sche Vertikalverschiebung $\Delta z_{traj;40 \text{ min}}$ (in m), die mittels Rückwärtstrajektorien bestimmt wird. Die Dauer der verwendeten Rückwärtstrajektorien beträgt 40 min.

a) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 3500 \text{ m}$.

b) Die Höhe der neutralen Grenzschicht beträgt $h_{\Theta,0} = 2000 \text{ m}$.

Literaturverzeichnis

- Ambaum, M. H. P., Marshall, D. P., 2005. The Effects of Stratification on Flow Separation. *J. Atmos. Sci.* 62 (7), 2618–2625.
- Anderson, J. D., 2005. Ludwig Prandtl's boundary layer. *Physics Today*, 42–48.
- Baines, P. G., 1987. Upstream Blocking and Airflow Over Mountains. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 19 (1), 75–95.
- Baines, P. G., 1995. *Topographic Effects in Stratified Flows*. Cambridge University Press.
- Baines, P. G., Hoinka, K. P., 1985. Stratified Flow over Two-Dimensional Topography in Fluid of Infinite Depth: A Laboratory Simulation. *J. Atmos. Sci.* 42 (15), 1614–1630.
- Banta, R., Blumen, W., 1990. *Atmospheric Processes Over Complex Terrain*. Meteorological monographs. American Meteorological Society.
- Batchelor, G., 2000. *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge Mathematical Library. Cambridge University Press.
- Beer, T., 1974. *Atmospheric Waves*. Halsted press book. Wiley.
- Bolton, D., 1980. The Computation of Equivalent Potential Temperature. *Mon. Weather Rev.* 108 (7), 1046–1053.
- Clark, T. L., Farley, R. D., 1984. Severe Downslope Windstorm Calculations in Two and Three Spatial Dimensions Using Anelastic Interactive Grid Nesting: A Possible Mechanism for Gustiness. *J. Atmos. Sci.* 41 (3), 329–350.
- Clark, T. L., Hall, W. D., Kerr, R. M., Middleton, D., Radke, L., Ralph, F. M., Neiman, P. J., Levinson, D., 2000. Origins of Aircraft-Damaging Clear-Air Turbulence during the 9 December 1992 Colorado Downslope Windstorm: Numerical Simulations and Comparison with Observations. *J. Atmos. Sci.* 57 (8), 1105–1131.
- Clark, T. L., Hauf, T., Kuettner, J. P., 1986. Convectively forced internal gravity waves: Results from two-dimensional numerical experiments. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 112 (474), 899–925.
- Corby, G. A., 1954. THE AIRFLOW OVER MOUNTAINS. A review of the state of current knowledge. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 80 (346), 491–521.

- Doernbrack, A., Heise, R., Kuettner, J. P., 2006. Wellen und Rotoren. *promet* 32 (1/2), 18–24.
- Dörnbrack, A., Spichtinger, P., Smolarkiewicz, P. K., 2007. Multiscale numerical simulations applying the anelastic equation.
- Douglas, C. K. M., 1928. Some apline cloud forms. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 54 (227), 175–178.
- Doyle, J. D., Durran, D. R., 2002. The Dynamics of Mountain-Wave-Induced Rotors. *J. Atmos. Sci.* 59 (2), 186–201.
- Doyle, J. D., Durran, D. R., 2007. Rotor and Subrotor Dynamics in the Lee of Three-Dimensional Terrain. *J. Atmos. Sci.* 64 (12), 4202–4221.
- Drazin, P. G., 1961. On the Steady Flow of a Fluid of Variable Density Past an Obstacle. *Tellus* 13 (2), 239–251.
- Durran, D., 2003a. Mountain Meteorology [Downslope Winds. In: Zhang, G. R., North, J., Pyle, F. (Eds.), *Encyclopedia of Atmospheric Sciences* (second Edition). Academic Press, Oxford, pp. 644–650.
- Durran, D. R., 1986. Mountain waves. In *Mesoscale Meteorology and Forecasting* (P. S. Ray, Ed.). American Meteorological Society, 472–492.
- Durran, D. R., 1990. Mountain waves and downslope winds. *Atmospheric Processes Over Complex Terrain*, Meteorological Monographs 23, 59 ff.
- Durran, D. R., 2003b. Lee Waves and Mountain Waves. *Encyclopedia of the Atmospheric Sciences*, Eds. j. holton, j. curry, and j. pyle ed., Academic Press., 1161–1169.
- Epifanio, C. C., 2003. Lee Vortices. In: Holton, J. R. (Ed.), *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*. Academic Press, Oxford, pp. 1150 – 1160.
- Epifanio, C. C., Rotunno, R., 2005. The Dynamics of Orographic Wake Formation in Flows with Upstream Blocking. *J. Atmos. Sci.* 62 (9), 3127–3150.
- Etling, D., 1996. *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. Vieweg+Teubner Verlag.
- Fröhlich, J., 2006. *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Teubner.
- Geerts, B., 1992. The Origin of Banner Clouds: A Potential Vorticity Perspective. Reprint Volume, Sixth Conference on Mountain Meteorology, AMS, Portland, Oregon, Sept. 29 -Oct 2, 97–98.
- Goldstein, D., Handler, R., Sirovich, L., 1993. Modeling a No-Slip Flow Boundary with an External Force Field. *Journal of Computational Physics* 105 (2), 354 – 366.
- Grinstein, F., Margolin, L., Rider, W., 2007. *Implicit Large Eddy Simulation: Computing Turbulent Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.
- Hann, J., 1896. *Allgemeine Erdkunde*. Reichenberg: Druck von Gebrüder Stiepel.

- Hauer, H., 1949. Ein schauerauslösender Sogeffekt auf der Zugspitze. Meteor. Rundsch. 2 (11/12), 326–327.
- Heise, R., Etling, D., 2014. Schwerewellen und Rotoren. promet 39 (1/2), 36–44.
- Hindman, E. E., Wick, E. J., 1989. Air motions in the vicinity of Mt. Everest as deduced from Pilatus Porter Flights. In: Technical Soaring, Volume 14, pp. 52–56.
- Holton, J., 2004. *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Number Bd. 1 in An Introduction to Dynamic Meteorology. Elsevier Academic Press.
- Houze, R., 1994. *Cloud Dynamics*. International Geophysics. Elsevier Science.
- Humphreys, W., 1920. *Physics of the Air*. McGraw-Hill Book Company.
- Hunt, J. C. R., Snyder, W. H., 1980. Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill. J. Fluid Mech. 96, 671–704.
- Klemp, J. B., Lilly, D. K., 1978. Numerical Simulation of Hydrostatic Mountain Waves. J. Atmos. Sci. 35 (1), 78–107.
- Klemp, J. B., Lilly, D. R., 1975. The Dynamics of Wave-Induced Downslope Winds. J. Atmos. Sci. 32 (2), 320–339.
- Krause, E., Schlichting, H., Oertel, H., Gersten, K., 1997. *Grenzschicht-Theorie*. Springer Berlin Heidelberg.
- Kuettner, J. P., 2000. Erinnerungen 1945 - 48. In: Wege, K. (Ed.), Die Geschichte der Wetterstation Zugspitze, Volume 4. Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, pp. 70–75.
- Kundu, P., Cohen, I., Dowling, D., 2012. *Fluid Mechanics*. Academic Press.
- Ley, B. E., Peltier, W. R., 1978. Wave Generation and Frontal Collapse. J. Atmos. Sci. 35 (1), 3–17.
- Lipps, F. B., Hemler, R. S., 1982. A Scale Analysis of Deep Moist Convection and Some Related Numerical Calculations. J. Atmos. Sci. 39 (10), 2192–2210.
- Martin, A., 2014. *Auftreten von Bannerwolken an asymmetrischer idealisierter Orographie*. Bachelorarbeit, Universität Mainz, Institut für Physik der Atmosphäre.
- Martinuzzi, R. J., AbuOmar, M., 2003. Study of the flow around surface-mounted pyramids. Experiments in Fluids 34 (3), 379–389.
- Mittal, R., Iaccarino, G., 2005. IMMERSED BOUNDARY METHODS. Annu. Rev. Fluid Mech. 37 (1), 239–261.
- Moeng, C.-H., Sullivan, P., 2003. Encyclopedia of Atmospheric Sciences, chap. Large Eddy Simulation. Ed. by j. r. holton, j. a. curry, j.a. pyle ed., Academic Press, Elsevier Science Ltd.

- Nappo, C., 2002. *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*. International Geophysics. Elsevier Science.
- Pedlosky, J., 1979. *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer Study Edition. Springer Berlin Heidelberg.
- Peppler, W., 1927. Hinderniswolken am Säntisgipfel. *Das Wetter* 44, 212–213.
- Pfister, L., Chan, K. R., Bui, T. P., Bowen, S., Legg, M., Gary, B., Kelly, K., Proffitt, M., Starr, W., 1993. Gravity waves generated by a tropical cyclone during the STEP tropical field program: A case study. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 98 (D5), 8611–8638.
- Piani, C., Durran, D., Alexander, M. J., Holton, J. R., 2000. A Numerical Study of Three-Dimensional Gravity Waves Triggered by Deep Tropical Convection and Their Role in the Dynamics of the QBO. *J. Atmos. Sci.* 57 (22), 3689–3702.
- Pierrehumbert, R. T., 1986. *Mesoscale Meteorology and Forecasting*, Chapter Lee Cyclogenesis, pp. 493–515. American Meteorological Society, Boston, MA.
- Plougonven, R., Zhang, F., 2014. Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts. *Rev. Geophys.* 52 (1), 33–76.
- Prandtl, L., 1905. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: *Verhandlungen des dritten internationalen Mathematiker-Kongress (Heidelberg 1904)*, pp. 484–491. Druck und Verlag von B.G. Teubner, Leipzig.
- Prestel, I., Wirth, V., 2016. What Flow Conditions are Conducive to Banner Cloud Formation? *J. Atmos. Sci.* 73 (6), 2385–2402.
- Prusa, J. M., Smolarkiewicz, P. K., Wyszogrodzki, A. A., 2008. EULAG, a computational model for multiscale flows. *Computers & Fluids* 37 (9), 1193 – 1207.
- Reinert, D., Wirth, V., 2009. A New Large-Eddy Simulation Model for Simulating Air Flow and Warm Clouds Above Highly Complex Terrain. Part II: The Moist Model and its Application to Banner Clouds. *Bound.-Layer Meteor.* 133 (1), 113–136.
- Reinert, D., Wirth, V., Eichhorn, J., Panhans, W.-G., 2007. A new large-eddy simulation model for simulating air flow and warm clouds above highly complex terrain. Part I: The dry model. *Bound.-Layer Meteor.* 125 (1), 109–132.
- Roe, G. H., 2005. OROGRAPHIC PRECIPITATION. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 33 (1), 645–671.
- Rotunno, R., Grubišić, V., Smolarkiewicz, P. K., 1999. Vorticity and Potential Vorticity in Mountain Wakes. *J. Atmos. Sci.* 56 (16), 2796–2810.
- Rotunno, R., Houze, R. A., 2007. Lessons on orographic precipitation from the Mesoscale Alpine Programme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 133 (625), 811–830.

- Rotunno, R., Smolarkiewicz, P. K., 1991. Further Results on Lee Vortices in Low-Froude-Number Flow. *J. Atmos. Sci.* 48 (19), 2204–2211.
- Schappert, S., Wirth, V., 2015. Origin and Flow History of Air Parcels in Orographic Banner Clouds. *J. Atmos. Sci.* 72 (9), 3389–3403.
- Schär, C., Durran, D. R., 1997. Vortex Formation and Vortex Shedding in Continuously Stratified Flows past Isolated Topography. *J. Atmos. Sci.* 54 (4), 534–554.
- Schumann, U., 1991. Subgrid length-scales for large-eddy simulation of stratified turbulence. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 2 (5), 279–290.
- Schween, J. H., Kuettner, J., Reinert, D., Reuder, J., Wirth, V., 2007. Definition of "banner clouds" based on time lapse movies. *Atmos. Chem. Phys.* 7 (8), 2047–2055.
- Scorer, R. S., 1949. Theory of waves in the lee of mountains. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 75 (323), 41–56.
- Scorer, R. S., 1955. Theory of airflow over mountains: IV-separation of flow from the surface. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 81 (349), 340–350.
- Sheridan, P. F., Vosper, S. B., 2006. A flow regime diagram for forecasting lee waves, rotors and downslope winds. *Meteorological Applications* 13 (2), 179–195.
- Smagorinsky, J., 1963. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. *Mon. Weather Rev.* 91 (3), 99–164.
- Smith, R. B., 1980. Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain. *Tellus* 32 (4), 348–364.
- Smith, R. B., 1985. On Severe Downslope Winds. *J. Atmos. Sci.* 42 (23), 2597–2603.
- Smith, R. B., 1989. Comment on "Low Froude Number Flow past Three-Dimensional Obstacles. Part I: Baroclinically Generated Lee Vortices". *J. Atmos. Sci.* 46 (23), 3611–3613.
- Smolarkiewicz, P. K., 1983. A Simple Positive Definite Advection Scheme with Small Implicit Diffusion. *Mon. Weather Rev.* 111 (3), 479–486.
- Smolarkiewicz, P. K., Rotunno, R., 1989. Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles. Part I: Baroclinically Generated Lee Vortices. *J. Atmos. Sci.* 46 (8), 1154–1164.
- Smolarkiewicz, P. K., Sharman, R., Weil, J., Perry, S. G., Heist, D., Bowker, G., 2007. Building resolving large-eddy simulations and comparison with wind tunnel experiments. *J. Comput. Phys.* 227 (1), 633 – 653.
- Sorbjan, Z., 1996. Numerical Study of Penetrative and "Solid Lid" Nonpenetrative Convective Boundary Layers. *J. Atmos. Sci.* 53 (1), 101–112.
- Steinacker, R., 2006. Alpiner Föhn - eine neue Strophe zu einem alten Lied. *Promet* 32 (1/2), 3–10.

- Stull, R., 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library. Springer Netherlands.
- Tennekes, H., 1978. Turbulent Flow In Two and Three Dimensions. Bull. Amer. Meteor. Soc. 59 (1), 22–28.
- Vallis, G., 2006. *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-scale Circulation*. Cambridge University Press.
- Voigt, M., Wirth, V., 2013. Mechanisms of Banner Cloud Formation. J. Atmos. Sci. 70 (11), 3631–3640.
- Wallace, J., Hobbs, P., 2006. *Atmospheric Science: An Introductory Survey*. International Geophysics. Elsevier Science.
- Weather, 2013. Banner Cloud off the top of the Bitexco Financial Tower in Ho Chi Minh City (Vietnam). Weather 68 (7), E1–E1.
- Whiteman, C. D., 2000. *Mountain Meteorology - Fundamentals and Applications* (Reprint ed.). Oxford University Press, New York.
- Wirth, V., 2016. ATMOSPHERIC DYNAMICS Lecture notes.
- Wirth, V., Kristen, M., Leschner, M., Reuder, J., Schween, J. H., 2012. Banner Clouds observed at Mount Zugspitze. Atmos. Chem. Phys. 12 (8), 3611–3625.
- WMO, 1975. *International Cloud Atlas*. International Cloud Atlas. WMO.
- Wood, N., 1995. The onset of separation in neutral, turbulent flow over hills. Bound.-Layer Meteor. 76 (1), 137–164.
- Wurtele, M. G., Sharman, R. D., Datta, A., 1996. Atmospheric Lee Waves. Annu. Rev. Fluid Mech. 28 (1), 429–476.

Abkürzungsverzeichnis

ASTER Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer

GDEM Global Digital Elevation Map

METI Ministry of Economy, Trade and Industry

NASA National Aeronautics and Space Administration

EOSDIS Earth Observing System Data and Information System

LP DAAC Land Processes Distributed Active Archive Center

USGS United States Geological Survey

EROS Earth Resources Observation and Science

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Mainz, den 25.04.2016

Ort, Datum



Unterschrift