

**Untersuchungen von atmosphärischen  
Gebirgsrotoren mit Hilfe von  
Laborexperimenten und  
Grobstruktursimulationen**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat.  
genehmigte Dissertation  
von  
Dipl.-Met. Christoph Knigge  
geboren am 09. April 1982 in Hannover

2012

Referent: Prof. Dr. Dieter Etling  
Koreferent: Prof. Dr. Siegfried Raasch  
Tag der Promotion: 25. Januar 2012

## Kurzzusammenfassung

Bei der Überströmung von Gebirgen können sich bei geeigneter thermischer Schichtung der Atmosphäre Leewellen und, unterhalb dieser, Rotoren bilden. Diese hangparallelen Wirbelwalzen stellen ein stark-turbulentes Phänomen der atmosphärischen Grenzschicht dar. Die meteorologischen Bedingungen, die für die Bildung von Rotoren notwendig sind, konnten bereits in Feldmesskampagnen untersucht und mit Hilfe numerischer Simulationen nachvollzogen werden. Ziel dieser Arbeit war es, auf Basis von Ergebnissen zweidimensionaler, numerischer Simulationen, Rotoren in Laborexperimenten in Abhängigkeit verschiedener Schichtungs- und Strömungsbedingungen zu untersuchen. Des Weiteren wurde ein ausgewählter Rotorfall, der im Labor beobachtet wurde, mit Hilfe eines dreidimensionalen Grobstruktursimulationsmodells simuliert und mit den Ergebnissen aus dem Labor verglichen. Dies diente einerseits der Verifizierung der Laborergebnisse, andererseits konnten zusätzliche, dreidimensionale Informationen der turbulenten Rotorströmung, die Rückschlüsse auf den Entstehungsprozess zulassen, gewonnen werden.

Eine angehobene Inversion als markantes Merkmal der Atmosphärenschichtung wurde erstmals zur systematischen Untersuchung von im Labor beobachteten Rotoren verwendet. Die in den Laborexperimenten beobachteten Abhängigkeiten der Rotorbildung von den strömungsbeschreibenden Parametern Froude-Zahl und dem Verhältnis Hindernishöhe zu Inversionshöhe zeigen große Übereinstimmungen mit den Ergebnissen zweidimensionaler Simulationen, die auf den gleichen meteorologischen Bedingungen beruhen. Außerdem konnten insgesamt 14 Rotorfälle u.a. auf die räumliche Ausdehnung und Rotorstärke hin untersucht werden. Dabei wurden in den zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldern im Rückströmbereich Maximalwerte von bis zu 36% der Anströmgeschwindigkeit gemessen. Instantane Rotorstärken erreichten Werte von bis zu 96% der Anströmgeschwindigkeit.

Die zu dem im Labor beobachteten Rotorfall durchgeführte Grobstruktursimulation konnte im Bereich der Rotorströmung in einer isotropen Modellgebietsauflösung von 15 m gerechnet werden. Dies übertrifft die meisten bisherigen numerischen Simulationen zu Gebirgsrotoren bezüglich der Auflösung. Die Ergebnisse zeigen sowohl in der räumlichen Ausdehnung und Stärke des Rotors als auch in den zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldern der gesamten Leeströmung große Übereinstimmungen mit den Ergebnissen aus dem Labor. Durch die hohe räumliche und zeitliche Auflösung der Simulation wurden zusätzliche Informationen zur Entstehung von Rotoren und deren kleinräumigen, turbulenten Strukturen, die auch als Subrotoren bezeichnet werden, erhalten. Bisherige Modellstudien zeigten dazu teilweise deutlich unterschiedliche Ergebnisse bezüglich der Entstehungsmechanismen und Verlagerung der Subrotoren. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit stimmen mit denen einiger Studien hinsichtlich der Verlagerung von Subrotoren mit der übergeordneten Strömung und deren Entstehung basierend auf Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten überein.

**Schlagworte:** Inversion, Leewellen, Subrotoren

## Abstract

Thermally stratified airflow over mountains can lead to lee waves and rotors underneath. These mountain ridge parallel vortices represent a highly turbulent phenomenon of the atmospheric boundary layer. The meteorological conditions which promote the development of rotors could already be measured in field campaigns and could be reproduced in numerical simulations. The aim of this work was the investigation of rotors in laboratory experiments, based on the results of two-dimensional, numerical simulations. One major objective was to formulate the dependency of rotor formation on the stratification. In addition, a three-dimensional large-eddy simulation of a selected rotor case, previously observed in the laboratory experiments, was run to compare the results of both methods. This enabled verification of the experimental laboratory results on the one hand. On the other hand, supplemental information on the three-dimensional turbulent rotor flow could be gained, allowing to draw conclusions on the formation process of the rotor itself.

In this work, an elevated inversion forming a highly distinctive characteristic of the atmospheric stratification was used for the first time in order to conduct a systematic investigation of rotors in the laboratory. The observed dependency of the rotor development from the stratification and flow speed, which can be described by the Froude number and the ratio of the mountain height to the inversion height, shows a high correlation with the results of two-dimensional simulations using a comparable meteorological setup. Moreover, a total of 14 rotor cases have been examined in terms of spatial expansion and rotor strength. Time-averaged flow fields show counter-currents with maximum values up to 36 % of the upstream flow velocity. Instantaneous rotor strengths reach values up to 96 % of the undisturbed flow speed. The numerical simulation which corresponds to the observed laboratory rotor case has been performed with an isotropic resolution of 15 m in the rotor-occurring part of the model area. This exceeds most numerical simulations on mountain induced rotors available today. The simulation results show high correlations to the laboratory results for the spatial expansion and strength of the rotor as well as in the entire time-averaged flow fields. Additionally, the high spatial and temporal resolution of the simulation provides valuable information about the developing process of rotors and their small-scale turbulent structures, so-called subrotors. Results of previous studies exhibit differences in the modulation of the formation process and the displacement of the subrotors. The results of the present work confirm some of these studies with regard to the displacement of subrotors within the surrounding flow and their Kelvin-Helmholtz instabilities-based formation process.

**Keywords:** Inversion, Lee wave, Subrotors

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>V</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>IX</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen zur Bildung von Rotoren</b>	<b>9</b>
2.1 Rotortypen und ihre Entstehungsprozesse . . . . .	9
2.2 Leewellen in der Atmosphäre . . . . .	13
2.3 Signifikante Einflussfaktoren bei der Rotorbildung . . . . .	15
2.4 Subrotoren . . . . .	22
<b>3 Laborexperimente von Gebirgsrotoren</b>	<b>23</b>
3.1 Grundlagen zu den Laborexperimenten . . . . .	24
3.2 Experimentelle Methoden . . . . .	25
3.2.1 Versuchsaufbau . . . . .	25
3.2.2 Aufnahme- und Auswertemethoden . . . . .	29
3.3 Ergebnisse der Laborexperimente . . . . .	35
3.3.1 Analyse der Wellenlängen . . . . .	36
3.3.2 Analyse der Rotoren in zeitlich gemittelten Feldern . . . . .	39
3.3.3 Zeitliche Fluktuationen der Rotorströmungen . . . . .	46
3.3.4 Diskussion der Ergebnisse . . . . .	50
3.4 Analyse der Messunsicherheiten . . . . .	56
<b>4 Grobstruktursimulationen von Gebirgsrotoren</b>	<b>59</b>
4.1 Theoretische Grundlagen zu den Simulationen . . . . .	59
4.1.1 Übersicht zum Vergleich mit Laborexperiment . . . . .	61
4.1.2 Übersicht zum Vergleich mit numerischer Simulation von Vosper (2004) . . . . .	62
4.2 Numerische Simulationen mit einem LES Modell . . . . .	63
4.2.1 Das LES Model PALM . . . . .	64
4.3 Modellkonfigurationen . . . . .	68
4.4 Sensitivitätsstudien . . . . .	70
4.4.1 Einfluss der Auflösung auf das Leewelle-Rotor-System . . . . .	71

*Inhaltsverzeichnis*

4.4.2	Einfluss der Bergform auf das Leewelle-Rotor-System . . . . .	81
4.5	Ergebnisse der Vergleichssimulationen . . . . .	90
4.5.1	Vergleich mit numerischer Simulation von Vosper (2004) . . . . .	90
4.5.2	Vergleich mit Laborexperiment . . . . .	96
4.6	Weitere Ergebnisse der hochaufgelösten LES . . . . .	112
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>123</b>
<b>Anhang</b>		<b>127</b>
A.1	Abbildungen . . . . .	129
A.2	Publikation . . . . .	133
<b>Literatur</b>		<b>148</b>
<b>Danksagungen</b>		<b>154</b>
<b>Lebenslauf</b>		<b>156</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung des Leewelle-Rotor-Systems. . . . .	2
1.2	Satellitenbild von Mitteleuropa am 08.04.2011. . . . .	3
1.3	Foto eines Rotors über dem Owens Tal der Sierra Nevada vom 05. März 1950. . . . .	5
1.4	Foto eines Rotors über dem Owens Tal der Sierra Nevada vom 09. April 2006. . . . .	5
2.1	Schematische Darstellung der Rotortypen . . . . .	11
2.2	Strömungsregime-Diagramm der Ergebnisse aus numerischen Simulationen von VOSPER (2004). . . . .	17
2.3	Schematische Darstellung der von VOSPER (2004) verwendeten Schichtung. . . . .	18
3.1	Laborfotos vom großen Tank. . . . .	26
3.2	Schematische Darstellung des Hindernisses. . . . .	28
3.3	Beispiel eines Rotors im Laborexperiment zur Veranschaulichung der Berechnung der Wellenlängen und Rotorstärken. . . . .	33
3.4	Beispiele von Vertikalprofilen der Horizontalgeschwindigkeit im Rotor. . . . .	34
3.5	Vergleich der gemessenen Wellenlänge mit den entsprechenden Werten der Theorie. . . . .	38
3.6	Momentaufnahme aus einem Video des in Abschnitt A.2 gezeigten Rotors. . . . .	41
3.7	Bahnlinienfoto eines Rotorfalls des Welle-Sprung-Typs. . . . .	42
3.8	Horizontalgeschwindigkeit und Vorticity des Rotorfalls aus Abbildung 3.7 . . . . .	43
3.9	Abhängigkeit der normierten Rotorstärke von der Froude-Zahl. . . . .	44
3.10	Abhängigkeit der normierten Rotorstärke und -breite von der Rotorhöhe. . . . .	45
3.12	Zeitlicher Verlauf der Rotorstärke des in 3.11 gezeigten Rotorexperiments. . . . .	48
3.13	$x$ - $z$ -Schnitt der instantanen Vorticity. . . . .	49
4.1	Beispielprofile der Vergleichssimulationen des Laborfalls. . . . .	70
4.2	$x$ - $z$ -Schnitte der Horizontalgeschwindigkeit senkrecht zum Hindernis in der Mitte des Modellgebietes. . . . .	73
4.3	Vertikalprofile der $u$ -Komponente im Rotor. . . . .	74
4.4	Abhängigkeiten der Leewellen- und Rotoreigenschaften von unterschiedlichen Gitterweiten. . . . .	76

## Abbildungsverzeichnis

4.5	Zeitlich gemittelte und instantane Vorticityfelder mit Stromlinien bzw. Vektorpfeilen bei unterschiedlichen Auflösungen. . . . .	79
4.6	Wie Abb. 4.2, aber mit unterschiedlichen Bergbreiten. . . . .	83
4.7	Abhängigkeiten der Leewellen- und Rotoreigenschaften für unterschiedliche Bergformen. . . . .	84
4.8	Horizontalschnitt der drei Komponenten der Windgeschwindigkeit. . .	87
4.9	Horizontalschnitte der drei Komponenten der Windgeschwindigkeit. .	88
4.10	$x$ - $z$ -Schnitte der Horizontalgeschwindigkeit senkrecht zum Hindernis.	91
4.11	Nahaufnahme der Vorticityfelder der LES und von Vosper (2004). . .	93
4.12	Wie Abb. 4.11 (a), aber instantan zum Zeitpunkt $t = 3,5$ h. . . . .	94
4.13	Horizontale Geschwindigkeitsfelder und Stromlinien in LES und Laborexperiment. . . . .	98
4.14	Profile der Horizontalgeschwindigkeit an verschiedenen $x$ -Positionen in LES und Laborexperiment. . . . .	99
4.15	Vorticityfelder und Stromlinien in LES und Laborexperiment . . . . .	101
4.16	Hovmöller-Diagramm des Horizontalwindes $u$ der Leeströmung in LES und Laborexperiment . . . . .	103
4.17	Instantane Felder der Horizontalgeschwindigkeit und der Vorticity aus LES und Laborexperiment. . . . .	106
4.18	Schnittflächen der drei Geschwindigkeitskomponenten in der $y$ - $z$ -Ebene.	113
4.19	Zeitlicher Verlauf instantaner Vorticityfelder im $x$ - $z$ -Schnitt in der Rotorströmung der LES. . . . .	116
4.20	Wie Abbildung 4.16 (a), aber mit zeitlicher Auflösung von 10 s. . . .	118
4.21	Zeitlicher Verlauf der Vorticity über einen Zeitraum von 16,5 min. . .	119
4.22	Profile an verschiedenen Phasenpunkten. . . . .	121
A.1	Foto der dreidimensionalen Strömungsmuster im kleinen Tank bei „normaler“ Hallenbeleuchtung. . . . .	129
A.2	Beispiel des in dieser Arbeit als Welle-Sprung-Typ bezeichneten Rotors im kleinen Tank. . . . .	130
A.3	Bahnlinienfoto des stärksten Rotors der Laborexperimente. . . . .	130
A.4	Horizontalschnitt der $u$ -Komponente der Windgeschwindigkeit. . . . .	131
A.5	Schnittfläche der Vorticity in der $y$ - $z$ -Ebene. . . . .	132
A.6	Instantanes Vorticityfeld des in Abschnitt 4.6 untersuchten Rotors. .	132
A.7	Obstacle mounting in the towing tank. . . . .	135
A.8	Stratification setup for the towing tank experiments. . . . .	136
A.9	Example of the vertical density profile in the large tank. . . . .	138
A.10	Streaklines of the flow behind the downstream side of the obstacle. . .	139
A.11	Streamlines and absolute values of the velocity field as obtained by PIV. . . . .	140
A.12	Close-up of the velocity field of the rotor case shown in Fig. A.11b. .	141
A.13	Streamlines and horizontal component of vorticity for the rotor case shown in Fig. A.11b. . . . .	141
A.14	Observations for the hydraulic jump type of flow. . . . .	142
A.15	Flow regimes as observed in the experiments. . . . .	143



# Tabellenverzeichnis

3.1	Übersichtstabelle der Unsicherheiten direkt gemessener Größen. . . .	56
3.2	Übersichtstabelle der Unsicherheiten berechneter Größen. . . . .	57
4.1	Steuernde Parameter der Vergleichsrotorfälle im Labor und in den Grobstruktursimulationen. . . . .	62
4.2	Steuernde Parameter des Rotorfalls von Vosper (2004), die in der Vergleichssimulation übernommen wurden. . . . .	63
4.3	Modellgebietsparameter der numerischen Simulationen. . . . .	68
4.4	Vergleich der aus den Laborexperimenten und den Vergleichssimula- tionen erhaltenen Daten zur Beschreibung des Leewelle-Rotor-Systems.	108
A.1	Vergleich der aus der LES aus Abschnitt 4.5.2 erhaltenen Daten zur Beschreibung der Rotoren mit denen anderer Studien. . . . .	131
A.2	Physical parameters used in the experiments. . . . .	137

## *Tabellenverzeichnis*

# Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

BLS	Boundary Layer Separation
CAT	Clear Air Turbulence
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy-Kriterium
CNRM	Centre National de Recherches Météorologiques
IOP	Intensive Observation Periods
LES	Large-Eddy Simulation
PALM	PArallelized Large-Eddy Simulation Modell
PIV	Particle Image Velocimetry
SWP	Sierra Wave Project
TKE	Turbulente Kinetische Energie
T-REX	Terrain-Induced Rotor-Experiment

## Lateinische Symbole

$A$	Wellenamplitude
$A_{TS}$	Amplitude Tal-Spitze
$A_{TT}$	Amplitude Tal-Spitze-Tal
$B_t$	Breite des Tanks
$e$	Turbulente kinetische Energie
$f$	Coriolis-Parameter
$f(x_i)$	Funktion von $x_i = x_1, x_2, \dots, x_n$
$F, Fr$	Froude-Zahl in der allgemein üblichen Schreibweise
$F_i$	Froude-Zahl in der hier verwendeten Schreibweise
$g$	Schwerebeschleunigung
$h(x)$	Höhe des Bergmodells am Ort $x$
$H$	Höhe des Berges
$H_r$	Rotorhöhe
$H_t$	Höhe des Tanks
$i$	Laufindex
$\vec{j}$	Einheitsvektor in $y$ -Richtung
$k$	Wellenzahl
$K_h$	Turbulenter Diffusionskoeffizient für Wärme
$K_m$	Turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls
$l$	Fluiddicke

## Symbolverzeichnis

$L$	Länge des Berges in Strömungsrichtung, bei der sich die Höhe halbiert hat (Halbwertsbreite)
$L_t$	Länge des Tanks
$L_0$	Halbe Länge des Berges
$L_x, L_y, L_z$	Modellgebietslängen in den drei Raumrichtungen
$N$	Brunt-Väisälä-Frequenz
$N_x, N_y, N_z$	Gitterpunktzahlen in den drei Raumrichtungen
$l_s$	Scorer-Parameter
$S$	Aspektverhältnis des Berges
$u$	Horizontale Geschwindigkeitskomponente in $x$ -Richtung
$u_g$	Geschwindigkeitskomponente des geostrophischen Windes in $x$ -Richtung
$u_i$	$i$ -te Komponente des Geschwindigkeitsvektors
$U$	Betrag der Zuggeschwindigkeit des Bergmodells, auch Anströmgeschwindigkeit
$\bar{U}$	Mittlere Fluidgeschwindigkeit
$v$	Horizontale Geschwindigkeitskomponente in $y$ -Richtung
$v_g$	Geschwindigkeitskomponente des geostrophischen Windes in $y$ -Richtung
$w$	Vertikale Geschwindigkeitskomponente
$W$	Breite der quasi-zweidimensionalen Hindernisse, über die sie eine rein zweidimensionale Form haben
$\vec{x}$	Ortsvektor
$x, y, z$	Kartesische Koordinaten
$x_i$	$i$ -te Komponente des Ortsvektors
$z_0$	Rauhigkeitslänge
$z_i$	Inversionshöhe
$Z$	Dimensionslose Inversionshöhe

## Griechische Symbole

$\alpha$	Unsicherheit in den Messungen
$\beta$	In Berechnungen entstehende Unsicherheit
$\gamma$	Gesamtunsicherheit berechneter Größen aus gemessenen und berechneten Größen
$\delta_{ij}$	Kronecker-Symbol
$\Delta\theta$	Inversionsstärke
$\Delta\rho$	Dichtesprung bzw. Inversionsstärke
$\Delta t$	Zeitdifferenz
$\Delta_{Exp}$	Gitterweite im Laborexperiment
$\Delta t_{Lab}$	Zeitdifferenz zwischen zwei „Bursts“ im Laborexperiment
$\Delta t_{LES}$	Zeitschritt der LES
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Gitterweiten in den drei Raumrichtungen
$\Delta z_{max}$	Maximale Gitterweite in $z$ -Richtung
$\Delta z_{min}$	Minimale Gitterweite in $z$ -Richtung
$\epsilon$	Dissipationsterm
$\epsilon_{ijk}$	Alternierender Einheitstensor
$\eta$	Horizontale Vorticity
$\rho$	Dichte des Wassers
$\rho_0$	Dichte des Wassers der neutralen Schicht am Boden
$\rho_{SW,min}$	Dichte von Süßwasser
$\rho_{SW,max}$	Dichte von gesättigter Salzlösung
$\tau_{ki}$	Subskaliger Stresstensor
$\theta$	Potenzielle Temperatur
$\theta_0$	Potenzielle Temperatur der bodennahen neutralen Schicht
$\lambda$	Wellenlänge
$\phi$	Geographische Breite
$\Phi$	Beliebige Messgröße
$\Omega$	Winkelgeschwindigkeit der Erde

## Sonstige Symbole

$\overline{(\ )}$	Zeitlicher Mittelwert
$\partial$	Partieller Differenzialoperator

## *Symbolverzeichnis*

# 1 Einleitung

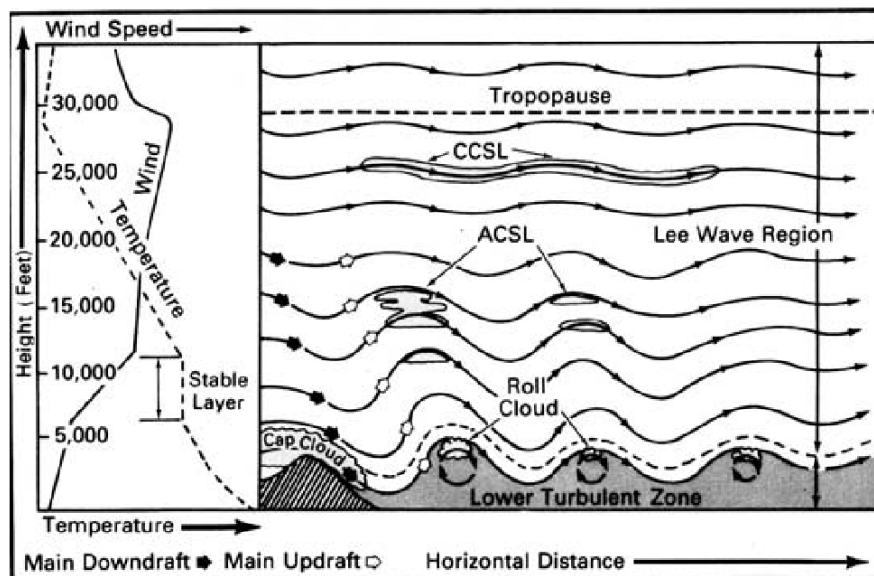
Moderne Untersuchungsmethoden ermöglichten in den letzten Jahrzehnten einen raschen Fortschritt im Verständnis kleinräumiger meteorologischer Phänomene und deren Auswirkungen auf Mensch und Natur. Die Vorhersage gebirgsnaher Strömungsverhältnisse stellt dabei ein Teilgebiet dar, das bislang in großräumigen Wettervorhersagemodellen oft noch unzureichend berücksichtigt werden kann. Speziell die Modifizierung der Strömung durch orographische Hindernisse hat bedeutende Einflüsse. Einerseits auf den Flugverkehr in Form von Gefahren durch kleinräumige Turbulenzen. Andererseits auf die Transporteigenschaften der Atmosphäre z. B. für beigemengte Schadstoffe. Letzteres betrifft vor allem die in diesen Gebieten lebende Bevölkerung. Beide angesprochenen Aspekte werden in hohem Maße durch bodennahe Turbulenzen, wie sie von Gebirgsrotoren verursacht werden, hervorgerufen. Aktuelle Untersuchungen zu diesem Thema in Form von Feldmesskampagnen und numerischen Simulationen konnten signifikante Zusammenhänge zwischen den atmosphärischen Bedingungen und dem im Lee des Gebirges beobachteten Strömungszustand feststellen. Dabei konnten in den letzten Jahren vermehrt Informationen über die ablaufenden turbulenten Strömungsprozesse gewonnen werden, wofür hochaufgelöste numerische Simulationen oder Messungen in der Natur notwendig sind.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Phänomens der von Leewellen induzierten Gebirgsrotoren anhand von Laborexperimenten und hochaufgelösten numerischen Grobstruktursimulationen. Im Labor wurden mit Hilfe von Salzwassertanks die atmosphärischen Bedingungen simuliert, bei denen Rotoren entstehen. Neben der Einteilung der unterschiedlichen beobachteten Strömungsmuster, die Rückschlüsse auf die Bedingungen zulassen, bei denen in der Atmosphäre Rotoren zu erwarten sind, werden detaillierte Ergebnisse der beobachteten Rotorströmungen dargestellt. Grobstruktursimulationen zu einem ausgewählten Rotorfall aus den Laborexperimenten zeigen große Übereinstimmungen mit diesem und mit anderen numerischen Simulationen und bieten zusätzlich die Möglichkeit detailliertere Einblicke in die Strukturen der Rotorströmung zu erlangen.

## **Stand der Forschung**

Die in dieser Arbeit untersuchten Leewellen und Gebirgsrotoren stellen zusammen ein mesoskaliges, meteorologisches Phänomen dar, welches im Lee von überströmten Gebirgen auftritt (SMITH, 1989). Die Leewellen sind für die hier untersuchten Rotoren Voraussetzung und bilden eine Unterkategorie der Schwerewellen. Diese entstehen allgemein bei einer vertikalen Auslenkung einzelner Luftpakete innerhalb einer stabilen Schichtung. Rücktreibende Kräfte, basierend auf der Schwerebeschleunigung, rufen zusammen mit der Trägheit des Luftvolumens einen Schwingungsvor-

gang um die Ruhelage hervor. Bei existierendem Grundstrom bildet sich aus dieser periodischen Bewegung eine Welle. Es wird allgemein zwischen zwei Arten von Schwerewellen unterschieden: Zum einen gibt es Wellen, die sich in alle Raumrichtungen innerhalb eines stabil geschichteten Mediums ausbreiten. Sie werden als interne Schwerewellen bezeichnet. Zum anderen werden sich horizontal an einer Grenzfläche ausbreitende Schwingungen als externe Schwerewellen bezeichnet. Die Grenzfläche kann dabei der Übergang zweier Medien (z. B. Wasser und Luft) sein, wobei sich das dichtere Medium unterhalb des weniger dichten befindet, so dass ebenfalls eine stabile Schichtung vorliegt. In der Atmosphäre können solche Dichtesprünge, in geringerem Maße als an der freien Wasseroberfläche, an Temperaturinversionen auftreten. Es können sich also unter bestimmten Bedingungen externe Schwerewellen auch innerhalb eines Mediums ausbreiten (z. B. NAPPO, 2002; ETLING, 2002).

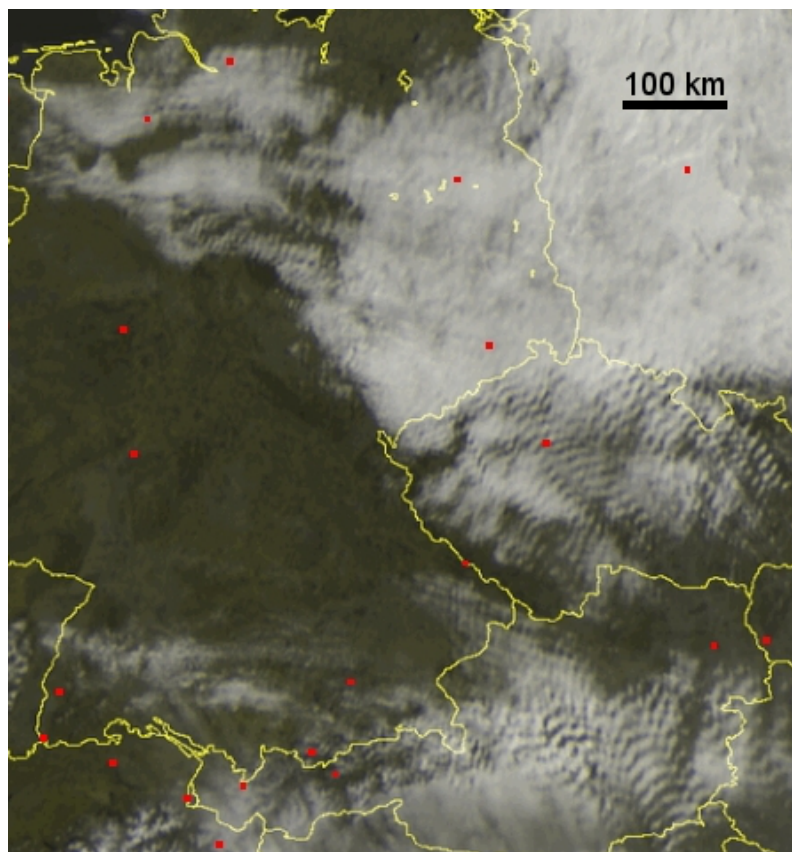


**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung des Leewelle-Rotor-Systems von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005). Die vom Gebirge generierten Leewellen breiten sich horizontal und vertikal aus. In der mittleren und oberen Troposphäre sind ACSL (altocumulus standing lenticular cloud) und CCSL (cirrocumulus standing lenticular) als typische begleitende Wolkenerscheinungen eingezeichnet. Im unteren, bodennahen Bereich, der als „Lower Turbulent Zone“ gekennzeichnet ist, treten Rotoren jeweils unterhalb der Wellenberge in Erscheinung. Auf diesen Teil der Leeströmung liegt der Fokus dieser Arbeit. Links in der Abbildung sind schematisch die Profile der Temperatur und des Horizontalwindes mit der Höhe in Fuß angegeben (5000 ft = 1524 m).

Die oben bereits angesprochenen Leewellen sind Schwerewellen, die sich im Lee von Gebirgen bilden und relativ zu diesem stationär sind. Anregend für die Schwingungen wirkt das Hindernis bzw. Gebirge. Sichtbar werden die Wellenbewegungen hinter Gebirgen durch die häufig begleitend auftretenden typischen Wolkenarten und -formen. Die wohl bekanntesten sind die, wegen ihrer Form teilweise auch als „Föhnfische“ bezeichneten, Lenticulariswolken. Diese sind in der in Abbildung 1.1 gezeigten schematischen Darstellung in unterschiedlichen Höhen als Altocumulus Lenticularis und Cirrocumulus Lenticularis skizziert (ACSL: altocumulus standing lenticular cloud, CCSL: cirrocumulus standing lenticular). Sie entstehen bei ausrei-



chender Feuchte durch Kondensation in den Wellenbergen, so dass sie als stationäre Bänder parallel zum Hindernis beobachtet werden können. Die Wolken können z. B. auf hochaufgelösten Satellitenbildern gesehen werden, wo sie die Wellen markieren, die sich teilweise mehrere hundert Kilometer ausbreiten können (s. Abb. 1.2). Des Weiteren ist in Abbildung 1.1 direkt über dem Berg die sogenannte Föhnmauer („Cap Cloud“) eingezeichnet, die beim luvseitigen Aufsteigen der Luftmassen entsteht und zu ergiebigen Niederschlägen führen kann. Im Lee des Hindernisses befindet sich ein bodennaher turbulenter Bereich („Lower Turbulent Zone“), der sich etwa bis zur Gipfelhöhe erstreckt. Er ist durch die unterhalb der Wellenberge liegenden walzenartigen Wirbel gekennzeichnet, deren Achse parallel zum Gebirge orientiert ist. Diese als Rotoren bezeichneten turbulenten Strukturen können unter mehreren aufeinander folgenden Wellenbergen auftreten, wobei der erste oft der stärkste Rotor mit den größten Windgeschwindigkeiten ist (DOYLE und DURRAN, 2002; HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005).



**Abbildung 1.2:** Satellitenbild von Mitteleuropa am 08.04.2011. In der Mitte des Bildes sind Schwerewellen über Tschechien anhand der Wolkenstrukturen zu erkennen. Ausgelöst wurden diese u. a. am Erzgebirge, das aus nordwestlicher Richtung angeströmt wird. Weitere Schwerewellen, die durch Wolken sichtbar sind, haben sich über den österreichischen Alpen gebildet. Quelle: <http://www.sat24.com/history.aspx>.

Eine einheitliche Definition von Rotoren geht aus der Literatur nicht eindeutig hervor. Bei GLICKMANN (2000) werden Rotoren als „Zirkulation einer Strömung um eine horizontale oder fast horizontale Achse, die üblicherweise mit der Überströmung

eines Gebirges assoziiert wird“ beschrieben („Circulation of flow about a horizontal or nearly horizontal axis that is usually associated with flow over the lee side of a barrier, such as a mountain range“). Teilweise wird diese Definition leicht abgewandelt, so dass nicht zwingend eine rotierende Bewegung vorhanden sein muss, sondern ein Bereich turbulenter Strömung mit einer stagnierenden Luftmasse unterhalb des Wellenberges. Als typische begleitende Wolkenerscheinung sind in Abbildung 1.1 Rotorwolken („Roll Cloud“) eingezeichnet, die im Gegensatz zu den laminaren Lenticulariswolken cumulusartige Formen annehmen. Die räumlichen Dimensionen der Rotoren sind in der Vertikalen etwa mit der Berghöhe vergleichbar. Es wurden aber auch schon höher reichende Wirbel beobachtet (HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005; HERTENSTEIN, 2009). Horizontal in Strömungsrichtung erreichen Rotoren eine maximale Ausdehnung, die der Wellenlänge der Schwerewellen entspricht. Entlang ihrer Drehachse richtet sich die Ausdehnung an der Breite des Hindernisses bzw. der von diesem ausgelösten Leewellen aus. So können die Wirbelwalzen zwischen einigen Kilometern und einigen 100 km lang sein.

Erste dokumentierte Beobachtungen im Zusammenhang mit dem Rotorphänomen gehen auf das Ende des vorletzten Jahrhunderts zurück. In den 1880ern führte A. Mohorovičić in der Bucht von Bakar in Kroatien Wolkenbeobachtungen durch, bei denen er eine stationäre Cumuluswolke während eines Bora-Ereignisses beobachtete. Die Schlussfolgerung von Mohorovičić war, dass eine solche Wolke nur im Zusammenhang mit einer rotierenden Bewegung um eine horizontale Achse in Erscheinung treten kann. Die damaligen Untersuchungen und Ergebnisse werden von GRUBIŠIĆ und BILLINGS (2007) zusammengefasst. Pionierarbeit leistete in den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts auch J. Küttner, der Untersuchungen am Riesengebirge zur Entstehung der Leewellen und der bodennahen turbulenten Zonen durchführte. Aus Beobachtungen war bereits die sogenannte Moazagotlwolke bekannt, die sich im Lee der Gebirges bei bestimmten Wetterbedingungen bildet. Eine physikalische Begründung für diese Erscheinung konnte aber noch nicht gegeben werden. Erst durch den Einsatz von Segelflugzeugen, die u. a. mit Barographen bestückt waren, konnte die wellenförmige Struktur der Atmosphäre im Lee erfasst werden. Unterhalb der Wellen wurden turbulente Zonen mit starken Auf- und Abwinden beobachtet, die als Rotoren bezeichnet wurden (KUETTNER, 1938; GRUBIŠIĆ und LEWIS, 2004; DÖRNBRACK *et al.*, 2006).

Erste großangelegte systematische Untersuchungen fanden zwischen 1951 und 1952 und im Jahr 1955 in der Sierra Nevada statt. Bei dem sogenannten „Sierra Wave Project“ (SWP) wurden u. a. Bodenmessungen, Radiosondenaufstiege und Flugzeugmessungen durchgeführt, um ein möglichst detailliertes Bild der Strömung zu erhalten. Das untersuchte Gebiet des Owens Tals spielt dabei eine bedeutende Rolle. Durch eine Länge von etwa 150 km und eine Tiefe von etwa 3000 m relativ zur Umgebung kann es als quasi-zweidimensional angesehen werden. Einen Überblick der Untersuchungen geben GRUBIŠIĆ und LEWIS (2004). In diesem Untersuchungsgebiet entstand auch das in Abbildung 1.3 gezeigte Foto aus dem Jahr 1950. Es zeigt ein ausgeprägtes Rotorereignis, das durch aufgewirbelten Staub vom Boden besonders gut sichtbar wird.

Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Strömung wurden u. a. von KUETTNER



**Abbildung 1.3:** Das vermutlich bekannteste Foto eines Rotors im Owens Tal der Sierra Nevada vom 05. März 1950. Die Aufnahme zeigt, wie vom Boden aufgewirbelter Staub mit der Strömung (von rechts nach links) in den Rotor angehoben wird. Zusätzlich wird der Rotor durch eine Cumuluswolke im oberen Bereich sichtbar, (fotografiert von Robert Symons in Blickrichtung Süden, aus DOYLE und DURRAN, 2002).



**Abbildung 1.4:** Am selben Ort wie das Foto aus Abbildung 1.3 wurde dieses Foto über 50 Jahre später aufgenommen. Am 09. April 2006 bildete sich über dem Owens Tal eine langgezogene Wirbelwalze im Lee der Sierra Nevada (sichtbar durch das langgestreckte Wolkenband in der Mitte des Bildes). Die turbulenten Strukturen sind deutlich an den Rändern der Wolke zu erkennen. Über dem Gebirge im linken Teil des Bildes ist die Föhnmauer zu erkennen, die in einen wolkenfreien Bereich im Lee übergeht. Auf diesem Bild ist die Blickrichtung nach Nordwesten, so dass die Anströmung von links erfolgt (aus GRUBIŠIĆ *et al.*, 2006).

(1959) gegeben. Er gab eine Inversion auf Höhe des Bergniveaus oder leicht darüber als förderlich für die Entstehung von Rotoren an. Die Gefahr für den Flugverkehr, die von den Turbulenzen im Rotor ausgeht, wurde ebenfalls herausgestellt. Im selben Jahrzehnt verglich LONG (1955) Laborexperimente mit seinem analytischen Modell. Dabei wurden die Stromlinien im Lee eines durch einen Salzwassertank gezogenen Berges mit den aus Berechnungen bei gleichen Bedingungen erhaltenen Stromlinien verglichen. Es konnte u. a. ein Bereich stagnierender Strömung unterhalb des Leewellenberges aufgezeigt werden.

Nach einer längeren Phase, in der der Erforschung von Rotoren geringes Interesse beigemessen wurde, konnten durch die technische Weiterentwicklung numerische Simulationen zur Untersuchung dieses Phänomens durchgeführt werden. DOYLE und DURRAN (2002) führten verschiedene Sensitivitätsstudien zur Rotorstärke, definiert als bodennahe Rückströmgeschwindigkeit im Rotor, durch. Es folgten weitere numerische Simulationen, die z. B. die Topographie oder Profile aus Feldmesskampagnen verwendeten (DOYLE und DURRAN, 2004; HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005; SHERIDAN und VOSPER, 2006). Gleichzeitig wurden auch Messungen des Rotorphänomens in der Natur wieder intensiviert. Im Frühjahr 2004 und 2006 fand am selben Ort, wie 50 Jahre zuvor das SWP, das „Terrain-Induced Rotor Experiment“ (T-REX) statt. Einen Überblick der Feldkampagne geben GRUBIŠIĆ *et al.* (2004). Aus der IOP-Phase („Intensive Observation Periods“) stammt das in Abbildung 1.4 dargestellte Foto von GRUBIŠIĆ *et al.* (2006). Aus dieser Messkampagne sind mittlerweile einige hochaufgelöste Messungen zur internen Struktur der Rotorströmung publiziert worden. Sie zeigen, dass dem Hauptrotor kleinskaligere Wirbel, sogenannte Subrotoren, untergeordnet sind, die sich mit der übergeordneten Strömung bewegen (u. a. DOYLE *et al.*, 2009; HILL *et al.*, 2010). Weitere Feldmesskampagnen fanden u. a. am Ostrand der Rocky Mountains bei Boulder bzw. Colorado Springs (KLEMP und LILLY, 1975; RALPH *et al.*, 1997 bzw. DARBY und POULOS, 2006) sowie auf den Falklandinseln (MOBBS *et al.*, 2005) statt. Bei diesen Messungen stellte sich ebenfalls eine angehobene Temperaturinversion als förderlich für die Rotorbildung heraus.

Die in den Messungen beobachteten kleinskaligen Subrotoren wurden bereits von DOYLE und DURRAN (2007) in hochaufgelösten dreidimensionalen numerischen Simulationen das erste Mal tiefergehend untersucht. Diese sind für die starke Turbulenz, die erhebliche Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld hervorrufen kann, verantwortlich. Weitere numerische Simulationen konnten ebenfalls diese Feinstrukturen im Rotor erfassen (DOYLE *et al.*, 2009; SMITH und SKYLLINGSTAD, 2009), welche, neben der Windscherung im Übergangsbereich Leewelle-Rotor, große Gefahren für den Flugverkehr mit sich bringen. Als Beispiel seien Messungen einer sich im Landeanflug auf den Flughafen Bilbao befindenen Maschine genannt, deren Pilot Schwankungen in der Fluggeschwindigkeit von 10 bis 15 m s<sup>-1</sup> meldete (DÖRNBRACK *et al.*, 2006).

## Ziel

In den oben genannten Veröffentlichungen wird gezeigt, dass die Bildung von Rotoren im Lee eines Berges in erster Linie von den luvseitigen, meteorologischen Eigenschaften der Atmosphäre abhängt. Üblicherweise werden die stromaufwärts gemessenen Profile der Temperatur und des Horizontalwindes senkrecht zur Bergkette dem leeseitigen Strömungsbild zugeordnet. Dabei reagiert die Strömung sehr sensibel auf kleine Änderungen in einem oder beiden Profilen. Die Untersuchungsmethoden basierten in den letzten Jahren vor allem auf numerische Simulationen, wobei entweder in Feldmesskampagnen erhaltene Schichtungs- und Strömungseigenschaften zur Initialisierung verwendet wurden oder stark idealisierte Profile, die eine oder mehrere konstant stabil geschichtete Schichten voraussetzten. Bei letzteren liegt der Fokus der Untersuchungen oft auf bestimmten Eigenschaften der Schichtung, die sich beeinflussend auf die Strömung im Lee des Berges auswirken. Eine davon ist die bereits oben angesprochene Inversion oberhalb des Berges, deren Einfluss auf die Strömung u. a. von VOSPER (2004), HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN (2009) untersucht wurde.

Soweit dem Autor bekannt ist, fanden dagegen bisher keine Laborexperimente mit dem Fokus auf Rotoren statt. In der Gebirgsmeteorologie wurde diese Methode bisher primär zur Untersuchung von Leewellen und Phänomenen der mittleren und oberen Troposphäre (z. B. Wellenbrechen) eingesetzt. Einen guten Überblick dazu, mit einer Reihe von Beispielen, gibt BAINES (1995). Durch die technische Weiterentwicklung der Aufnahmesysteme bieten Wassertankexperimente mittlerweile auch die Möglichkeit hochauflösende Strukturen der Strömung zu messen, welche mit heutigen numerischen Verfahren vergleichbar sind.

Das erste Ziel dieser Arbeit ist es, basierend auf Ergebnissen numerischer Simulationen von VOSPER (2004) Abhängigkeiten der Strömungsmuster im Lee des Hindernisses zu untersuchen und diese mit den verwendeten Schichtungseigenschaften in Verbindung zu setzen. Dabei ist in erster Linie der Dichtesprung, der in der Atmosphäre mit einer Temperaturinversion einhergeht, von Interesse. Die Umsetzung dieser Bedingungen stellt einen neuen Ansatz in Wassertankexperimenten dar. Neben der Untersuchung der Experimente auf verschiedene Strömungsmuster, wird eine Analyse der Rotoren auf ihre Stärke und räumliche Dimensionen erstellt. Zusätzlich bietet die verwendete Aufnahmemethode der PIV (particle image velocimetry) die Möglichkeit zeitliche Fluktuationen zu messen. Die Ergebnisse sollen sowohl mit Daten aus numerischen Simulationen als auch mit Daten aus Feldmessungen verglichen werden. Die Experimente wurden in den hydraulischen Kanälen des CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques) des Météo-France durchgeführt.

Das zweite Ziel dieser Arbeit ist die numerische Simulation von Rotoren mit einem Grobstruktursimulationsmodell. Es soll eine Simulation zu einem Rotorfall, der im Labor gemessen wurde durchgeführt und verglichen werden. Die Gegebenheiten des Tanks werden dafür möglichst genau auf die Bedingungen der numerischen Simulation übertragen. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sollen, aufgrund der Unterschiede in der Methodik, nicht einer strengen Validierung unterzogen werden. Primär sollen die Laborergebnisse verifiziert und die Anwendbarkeit und Übertragbarkeit der

beiden Methoden (Laborexperimente und Grobstruktursimulationen) auf die Natur aufgezeigt werden.

Neben dem Vergleich mit den Laborergebnissen bietet die Grobstruktursimulation, auch Large-Eddy Simulation (LES), die Möglichkeit zeitlich und räumlich sehr hoch aufgelöste Daten zu generieren, die im Bereich der feinsten Auflösung bisher durchgeführter Untersuchungen sind. Damit können zusätzliche Analysen der kleinskaligen Strukturen im Rotor sowie deren Entstehungsprozesse durchgeführt werden.

## **Gliederung**

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Im 2. Kapitel werden die Grundlagen zur Rotorbildung erläutert. Dabei werden zunächst der Entstehungsprozess der Rotoren sowie einige unterschiedliche Rotortypen erläutert. Der Einfluss der Temperaturinversion und Einflüsse weiterer Eigenschaften der Atmosphäre (z. B. Windprofil) und des Bodens (z. B. Reibung) werden betrachtet. Die bisherigen Untersuchungen zur Beschreibung von Subrotoren werden am Ende des 2. Kapitels dargelegt. Es folgt das erste große Kapitel der Arbeit zu den Laborexperimenten mit einer Einführung dieser in die theoretischen Grundlagen, des Aufbaus und der Durchführung. Erste Ergebnisse sind in Form einer Veröffentlichung eingebunden. Weitere Ergebnisse detaillierter Untersuchungen der beobachteten Rotoren folgen am Ende des Kapitels. Das zweite große Kapitel der Arbeit beschäftigt sich mit der Grobstruktursimulation von Rotoren. Dabei wird zunächst eine Einführung in das verwendete Modell PALM (PARallelized LES Model) gegeben. Es folgen Sensitivitätsstudien zur Gitterweite des Modells und zur Bergform. Vergleichssimulationen zu einem von VOSPER (2004) gezeigten Rotor und zu einem im Labor beobachteten Rotorfall werden analysiert. Das 4. Kapitel schließt mit einer tiefergehenden Untersuchung hochaufgelöster Daten zur Entstehung der Rotoren und Subrotoren. Am Ende wird eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf die zukünftige Erforschung von Rotoren gegeben.

## 2 Grundlagen zur Bildung von Rotoren

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur Bildung von Gebirgsrotoren erläutert. Dabei wird zunächst auf einige numerische Simulationen eingegangen, die speziell den Entstehungsprozess der rotierenden Zonen betrachten. Es folgt ein kurzer Exkurs in die Bildung von Leewellen, die im direkten Zusammenhang mit den untersuchten Gebirgsrotoren stehen und in späteren Kapiteln zur Verifizierung der Laborergebnisse genauer betrachtet werden. Im 3. Abschnitt dieses Kapitels werden die atmosphärischen Bedingungen, die zu den genannten Phänomenen der Leewellen und Rotoren führen, erläutert. Dabei steht vor allem eine angehobene Inversion im Fokus der Betrachtungen. Zudem werden einige Einflussfaktoren (z. B. Bodenreibung), die sich auf die Rotorbildung auswirken, erläutert. Am Ende des Kapitels werden die kleinskaligen Subrotoren, die in der Hauptrotorströmung eingelagert sind, beschrieben. Diese wurden erst in den letzten Jahren tiefergehend untersucht und werden bei den vorher erfolgenden Erläuterungen zunächst außen vor gelassen.

### 2.1 Rotortypen und ihre Entstehungsprozesse

Zunächst wird an dieser Stelle eine Definition von Gebirgsrotoren (im Weiteren auch Rotoren), die in dieser Arbeit untersucht werden, gegeben. HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) untersuchten verschiedene Typen von Rotoren, die bei jeweils leicht unterschiedlichen Anströmprofilen entstehen. Basierend auf Beobachtungen und dazugehörigen Messungen des SWP entstehen bei einem Windprofil mit einer konstanten Windgeschwindigkeit innerhalb einer angehobenen Inversion hochreichende Rotoren, die turbulente Bereiche weit oberhalb der Berghöhe entwickeln (Abb. 2.1 b). In der Horizontalen werden diese Turbulenzen weit stromabwärts transportiert. Im dem von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) angeführten Beispiel über 50 km. Dieser, nach HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) als Typ 2-Rotor bezeichnet, wird auch mit einem dem hydraulischen Sprung ähnelndem Strömungsmuster und -verhalten verglichen. Typisch für diesen Rotor ist, dass sich keine gleichmäßige, wellenförmige Struktur geführter Leewellen oberhalb von diesem ausbildet. Grund dafür ist das Aufsplitten bzw. sprungartige Ansteigen der Inversion zu Beginn des Sprungs im Lee des Gebirges. In Abbildung 2.1 (b) sind die Turbulenzen als kleine Wirbel dargestellt, die keine spezielle Drehrichtung aufweisen. In diesem Übergangsbereich der turbulenten zur darüberliegenden laminaren Strömung wurden bei HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) Wirbel beobachtet, die stromabwärts transportiert wurden. Demgegenüber steht der sogenannte Typ 1-Rotor nach HER-

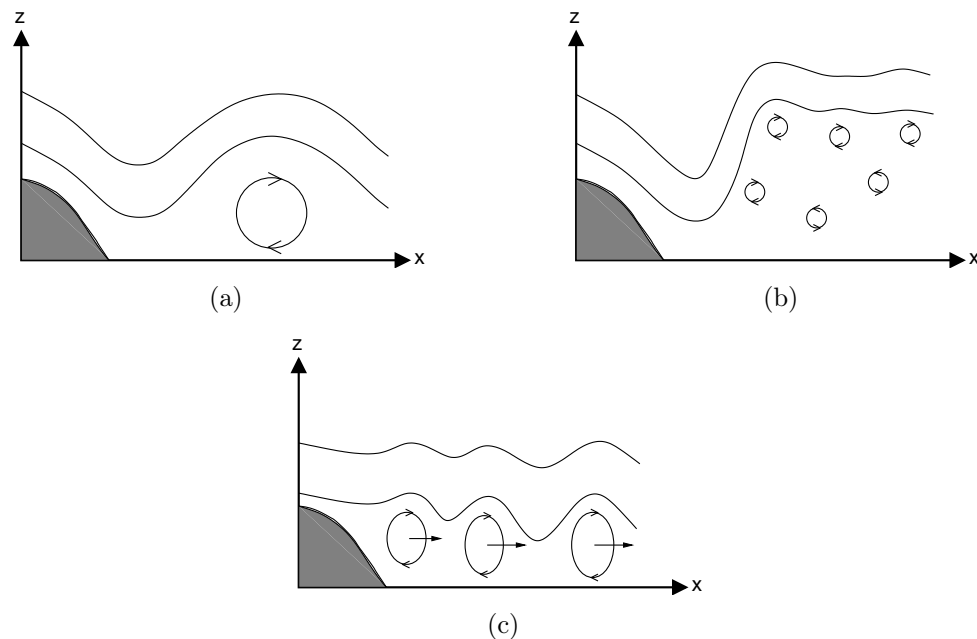
TENSTEIN und KUETTNER (2005), der unterhalb einer ausgebildeten, (geführten) Leewelle eine Höhe vergleichbar der Berghöhe erreicht (Abb. 2.1 a). Die Gefahr für den Flugverkehr die von diesem Rotortyp ausgeht, wird von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) als geringer eingeschätzt, als es bei dem oben genannten Rotortyp 2 der Fall ist. Dies ist in erster Linie auf die nicht so hoch reichenden Turbulenzen zurückzuführen. Der bestimmende Unterschied in den Simulationen von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) zum Rotor vom Typ 2 ist eine Scherschicht im Windprofil innerhalb der Inversion. In beiden Fällen wurde die gleiche Inversionsstärke und -höhe verwendet. Weitere Untersuchungen derselben Autoren ergaben, dass alternativ auch erhöhte berggipfelnahe Winde bei geringeren Windscherungen zum Rotortyp 2 führen.

Ein dritter Rotortyp wurde später von HERTENSTEIN (2009) hinzugefügt, welcher durch Instationarität (relativ zum Boden) geprägt ist und deshalb nicht zu den klassischen Rotoren, wie oben beschrieben, gezählt wird. Er zeichnet sich durch sich kontinuierlich ablösende Wirbel direkt am Hang des Hindernisses im Lee aus („shedding lee eddies“). Die Wirbel, die einen Durchmesser vergleichbar der Berghöhe haben (teilweise überschreiten sie diese auch), wandern stromabwärts, wobei ihre Transportgeschwindigkeit beschleunigt ist. Dies macht sich anhand der größeren Abstände zwischen den Wirbeln bemerkbar. In Abbildung 2.1 (c) sind diese Wirbel mit Pfeilen im jeweiligen Mittelpunkt markiert, die die Transportrichtung andeuten. Durch die Instationarität dieses Phänomens bilden sich keine stationären Leewellen in der stabilen atmosphärischen Schicht oberhalb der Wirbel aus. Stattdessen treten transiente Wellen als Reaktion auf die sich bewegenden Wirbel auf. Als Ursache für diese Art des Rotors vermutet HERTENSTEIN (2009) den sehr steilen Leehang, der in den numerischen Simulationen verwendet wurde und der für das frühe Ablösen der Grenzschicht, etwa am Scheitelpunkt des Berges, verantwortlich sein könnte. Insgesamt stellt dieses Phänomen kein Leewelle-Rotor-System im klassischen Sinne dar, weshalb dieser Rotortyp auch nicht weiter in dieser Arbeit untersucht wird.

Als weiteres turbulentes Phänomen, das auch teilweise als Rotor bezeichnet wird, sei an dieser Stelle das Wellenbrechen genannt, das auch in Verbindung mit „Clear Air Turbulence“ (CAT) gebracht wird, bzw. mit dieser auftretende, turbulente Wirbel. Arbeiten, die sich tiefergehend mit diesem Phänomen auseinandersetzen und Beispiele für die von dieser atmosphärischen Turbulenz der mittleren und oberen Troposphäre ausgehende Gefahr für den Flugverkehr geben, sind z. B. LILLY (1978) und CLARK *et al.* (2000). Bei JIANG *et al.* (2007) wird beispielsweise eine solche rotorartige Strömung in einer Höhe von etwa der dreifachen Berghöhe beobachtet. In diesem Bereich entwickelt sich hauptsächlich negative Vorticity durch die Baroklinität der Strömung (im Gegensatz zum bodennahen Rotor, der, wie später gezeigt wird, mit positiver Vorticity in Verbindung gebracht wird).

Sensitivitätsstudien von HERTENSTEIN (2009) bzgl. der Inversionsstärke ergaben, dass die drei bodennahen Rotortypen bei unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen bevorzugt auftreten. Starke Inversionen oberhalb des Berggipfels, von über 8 K führen zu den stark turbulenten Rotoren (Typ 2), während schwächer ausgeprägte Temperatursprünge zu den Typ 1-Rotoren führen. Sehr schwache oder hoch





**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Rotortypen nach HERTENSTEIN (2009). Die schwarzen Linien könne als Stromlinien oder Isentropen interpretiert werden. (a) Typ 1-Rotor (b) Typ 2-Rotor (c) Typ 3-Rotor.

liegende Inversionen ( $z_i \gtrsim 2H$ ) führen hingegen zu dem dritten Rotor.  $z_i$  gibt dabei die Höhe der Inversion und  $H$  die Berghöhe an.

In der Literatur hat sich bisher die allgemeine Bezeichnung „Rotor“ für einen turbulenten Leewirbel des Typs 1 nach HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN (2009) durchgesetzt. Die atmosphärischen Bedingungen, die zu diesem führen, sind häufiger vorzufinden, als es für den zweiten Rotortyp der Fall ist. Starke Inversionen von über 8 K treten in dem dort untersuchten Gebiet der vorderen Bergkette („Front Range“) in Colorado sehr selten auf (einige Tage im Herbst und im Frühjahr, HERTENSTEIN, 2009).

In dieser Arbeit wird ebenfalls primär der Rotor Typ 1 untersucht. Da aber auch Strömungsregime, die zum hydraulischen Sprung übergehen, untersucht werden, sind gewisse Ähnlichkeiten zum Typ 2-Rotor vorhanden. Allerdings entsprechen die in HERTENSTEIN (2009) angegebenen Kriterien nicht denen für einen solchen Rotortyp, weshalb im Auswertungsteil dieser Arbeit meist von Rotor die Rede sein wird, womit auf die ersten der genannten Rotorarten Bezug genommen wird. Da die hier verwendeten Windprofile stark idealisiert sind und im Anströmbereich keine Scherschichten aufweisen, kann diese Bedingung im späteren Verlauf der vorliegenden Arbeit auch nicht für eine Klassifizierung der Rotoren genutzt werden. So wird nur aufgrund der beobachteten Strömungsmuster auf den Strömungstyp geschlossen. Der Entstehungsprozess des leewellenbehafteten Typ 1-Rotors wird im Folgenden genauer betrachtet.

Nach der Entdeckung von Rotoren bzw. turbulenten Zonen in Gebirgsnähe (s. Kapitel 1) stellte LYRA (1943) fest, dass Leewellen, die sich beim Überströmen eines

Hindernisses bilden, zu einem bodennahen Druckgradienten führen, der dem übergeordneten Gradienten, der die mittlere Strömung antreibt, entgegengesetzt ist. Der entgegengesetzte Druckgradient führt im Zusammenspiel mit der bodenreibungsbedingten Vorticity, die an der Vorderseite des Leewellenberges in diesen angehoben wird, zu einer stark turbulenten Zone unterhalb des Wellenberges (u. a. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004; HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005). Die horizontale Vorticity  $\eta$  wird dabei hauptsächlich in der Scherschicht der bergabschießenden Strömung am Hang des Hindernisses generiert und kann durch die hohen Windgeschwindigkeiten große Werte annehmen. Sie ist für eine zweidimensionale Strömung in der  $x$ - $z$ -Ebene als zweite Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes wie folgt definiert:

$$\eta = (\partial u / \partial z) - (\partial w / \partial x). \quad (2.1)$$

Dabei ist  $u$  die Horizontalgeschwindigkeit und  $w$  die Vertikalgeschwindigkeit.  $\partial$  stellt den partiellen Differentialoperator dar.

Entscheidend für die Rotorbildung ist, dass die zunächst am Boden aufliegende Vorticitieschicht am sogenannten Ablösepunkt („separation Point“) vom Boden angehoben wird und in den Rotor bzw. entlang der Grenzfläche des Rotors zur umliegenden Leewelle stromabwärts transportiert wird. Ein Teil der Vorticity gelangt in die Rotorströmung selbst, in der sie für starke Turbulenzen sorgt. Das Vorzeichen von  $\eta$  entspricht dabei dem der am Berghang generierten Vorticity (typischerweise ist sie positiv bei einer Anströmung von links, u. a. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004). Der gesamte Prozess wird als Grenzschichtablösung, auch „Boundary layer separation“ (BLS), bezeichnet und ist notwendig für die Rotorbildung, was verschiedene numerische Simulationen mit und ohne Grenzschicht belegen (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004).

Eine genaue Untersuchung zu den Ablöseprozessen im Lee von Gebirgen ist bei JIANG *et al.* (2007) zu finden. So gibt es mehrere Faktoren, die eine BLS hervorrufen können oder diese fördern. Die in der Atmosphäre am häufigsten vorkommende und auch am häufigsten untersuchte BLS steht im Zusammenhang mit sogenannten „geführten Wellen“ („trapped waves“). Dieser Leewellentyp wird im nächsten Abschnitt genauer betrachtet und kann in Verbindung mit einer Inversion auftreten. Auf Satellitenbildern können solche, sich horizontal ausbreitende Wellen oft durch die wolkenbehafteten Wellenberge erkannt werden. Die Wolkenbänder sind dabei parallel zum Hindernis in dessen Lee angeordnet und können einen ersten Eindruck über die Wellenlänge vermitteln (s. dazu Abb. 1.2). Zwei weitere Prozesse, die zum Ablösen der Strömung führen können, sind die weiter oben erwähnten hydraulischen Sprünge (oder diesem ähnelnde Strömungserscheinungen) und das Wellenbrechen, welches teilweise mit den anderen genannten Rotortypen assoziiert wird. Das Wellenbrechen kann im Gegensatz zu den geführten Wellen bei einfacher, konstanter Schichtung und Anströmgeschwindigkeit auftreten JIANG *et al.* (2007). Es wird beispielsweise bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) verwendet, um Rotoren des Typs 1 zu generieren. Kombinationen aus den genannten Strömungseigenschaften (geführte Wellen, Sprünge und Wellenbrechen) können ebenfalls auftreten, wobei stets die Möglichkeit bodennaher Turbulenzgeneration durch BLS besteht.

Aktuelle Untersuchungen, speziell zur Vorticity in der Rotorströmung und deren

Entstehungs- und Verteilungsprozesse, zeigen bedingt durch die höhere Auflösung der numerischen Simulationen eine wesentlich feinere Struktur von  $\eta$  im Rotorbereich (DOYLE und DURRAN, 2007; DOYLE *et al.*, 2009). Sogenannte Subrotoren bilden Wirbel innerhalb des Gesamtrotors und haben einen Durchmesser von einigen Metern bis etwa hundert Meter. Im Gegensatz zu den zweidimensionalen Studien treten auch Vorticitywerte umgekehrten Vorzeichens auf. Diese lassen sich mit Hilfe der dreidimensionalen Vorticitygleichung erklären, die mit dem „Twisting“ und dem „Tilting“ Term dafür sorgt, dass  $\eta$  in alle Raumrichtungen wechselwirken kann. Dies hat zur Folge, dass sowohl zeitlich gemittelte Felder als auch instantane Felder der Vorticity in der Rotorströmung Unterschiede zu rein zweidimensionalen Simulationen gleicher Auflösung zeigen (DOYLE und DURRAN, 2007). Am Ende dieses Kapitels werden die Entstehungsmechanismen der Subrotoren erläutert.

## 2.2 Leewellen in der Atmosphäre

Das in dieser Arbeit behandelte Phänomen der Rotorbildung im Lee von Gebirgen (Rotor Typ 1) ist direkt an die Bildung von Leewellen geknüpft. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt einige grundlegende Erkenntnisse zur Bildung von Schwerewellen und im Speziellen zur Bildung von Leewellen in der Atmosphäre dargelegt. Die Leewellen stellen einen Teilbereich der Schwerewellen dar und sollen zunächst genauer definiert werden.

Da die Atmosphäre im Mittel stabil geschichtet ist, sind die Voraussetzungen für Schwerewellen praktisch täglich in der Atmosphäre vorhanden. Die Anregung solcher Wellen kann verschiedene Ursachen haben. Gemeinsam ist ihnen, dass Luftmassen einer stabilen Schichtung ausgelenkt werden und somit zum Schwingen angeregt werden (z. B. SMITH, 1979; NAPPO, 2002). Die Frequenz, einer solchen Schwingung ist die Brunt-Väisälä-Frequenz

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z}}. \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $\theta$  die potenzielle Temperatur,  $\theta_0$  der Referenzwert der potenziellen Temperatur aus der Ruhelage der Luftmasse,  $g$  die Schwerebeschleunigung und  $\partial\theta/\partial z$  gibt den vertikalen Gradienten der potenziellen Temperatur an.  $N$  dient auch als Stabilitätsmaß der Atmosphäre, wobei für  $\partial\theta/\partial z > 0$   $N$  reell ist und Schwingungen, in der dann stabilen Schichtung, möglich sind.

Zusammen mit einem Hintergrundwind entstehen aus periodischen, vertikalen Oszillationen Wellenbewegungen. Typische Auslösemechanismen von Schwerewellen sind u. a. Fronten, Konvektion und Gewitter aber auch, die in dieser Arbeit betrachteten, orographischen Erhebungen. Tiefergehende Informationen zum gesamten Spektrum der Schwerewellen sind z. B. in NAPPO (2002) und zusammen mit detaillierten Messungen in BÖHME (2006) zu finden. Treten stationäre Schwingungen im Lee von Gebirgen auf, werden sie auch als Leewellen bezeichnet. Theoretische Ansätze zum Analysieren der Eigenschaften der Leewellen (z. B. die Berechnung der Wellenlänge) wurden bereits Mitte des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Erste Berechnungen

mit Hilfe der linearisierten Wellengleichung („lineare Theorie“) stellte LYRA (1943) auf. Dort wurden bereits gute Übereinstimmungen gemessener Werte mit den berechneten Daten erhalten.

Die meisten der bisherigen theoretischen Untersuchungen zu Leewellen bzw. Schwerewellen basieren auf den linearisierten Wellengleichungen. Dabei werden die meteorologischen Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse und Wärme in Boussinesq-approximierter Form unter Vernachlässigung der nicht-relevanten Kräfte und Prozesse wie Erddrehung, Strahlung und Feuchteprozesse linearisiert (z. B. NAPPO, 2002). Prinzipiell ist die Reibung bei der Bildung von Leewellen ebenfalls vernachlässigbar. Für die Entstehung der Rotoren ist sie aber von äußerst wichtiger Bedeutung, da ohne Reibung keine Scherschicht entsteht, die zur Vorticitybildung führt. Dies haben verschiedene numerische Simulationen mit und ohne Bodenreibung gezeigt. Im Abschnitt 2.3 wird der Einfluss der Reibung auf die Rotorbildung genauer behandelt. Für die Betrachtung der Leewellen hinsichtlich ihrer Ausbreitung in der Atmosphäre genügen allerdings die oben genannten Annahmen (inkl. Vernachlässigung der Reibung). Sie ermöglichen ein besseres Verständnis der betrachteten Wellenströmung und bieten gleichzeitig eine gute erste Näherung zur Vergleichsanalyse. Als weitere, vereinfachende Annahme kann die rein zweidimensionale Betrachtung des Problems getroffen werden, so dass die Ausbreitung nur in der  $x$ - $z$ -Ebene stattfindet. Neben Wellenlängenmessungen, die gute Übereinstimmungen mit den aus der Theorie erhaltenen Werten zeigen (FOLDVIK, 1962; RALPH *et al.*, 1997), wurden z. B. auch Vergleiche der Amplitude durchgeführt (FOLDVIK, 1962). Der einfachste Typ von Leewellen entsteht in einem konstant stabil geschichteten Medium bei mittlerer, höhenkonstanter Anströmung  $\bar{U}$ . In diesem Fall kann für die Wellenlänge stationärer, sich horizontal ausbreitender Leewellen aus der Dispersionsrelation die einfache Form der Wellenlänge

$$\lambda = 2\pi \frac{\bar{U}}{N} \quad (2.3)$$

berechnet werden (u. a. NAPPO, 2002; ETLING, 2002). Auf eine Herleitung wird an dieser Stelle verzichtet. Als Beispiel sei die Wellenlänge in der US-Standardatmosphäre bei einem vertikalen Gradienten der potenziellen Temperatur von 0,35 K pro 100 m genannt. Bei einer mittleren Anströmungsgeschwindigkeit von  $10 \text{ m s}^{-1}$  bilden sich Wellen einer Länge von etwa 5800 m aus.

Die in dieser Arbeit verwendete idealisierten Profile von  $\theta$  bzw.  $\rho$  und  $u$  sind den dieser Rechnung zugrunde liegenden Annahmen sehr ähnlich, nur dass sie durch eine unterhalb der stabilen Schicht liegenden neutralen Schicht ergänzt sind (s. Kapitel 3). Diese untere Schicht modifiziert die Wellen derart, dass die Wellenlänge bei größer werdender, bodennahen Schicht kleiner werden (VOSPER, 2004; JIANG *et al.*, 2006). Die Berücksichtigung einer zweiten neutralen Schicht in der theoretischen Betrachtung wurde von VOSPER (2004) vorgenommen, wobei die Wellenlänge für das angesprochene Zweischichtenmodell hergeleitet wird. Dies wird im nächsten Kapitel noch einmal aufgegriffen und mit der verwendeten Schichtung dargestellt, um die gemessenen Wellenlängen mit den analytischen Werten zu vergleichen.

Eine spezielle Art der Leewellen stellen die geführten Schwerewellen dar. So werden Wellen, die sich über einen großen horizontalen Bereich (bis zu einigen hundert Kilo-

metern) ausbreiten und in deren Zusammenhang Rotoren entstehen können, bezeichnet. Bei diesen Wellen spielt neben dem Temperaturprofil vor allem das Windprofil bzw. das Verhältnis dieser beiden Parameter zueinander eine Rolle. Die atmosphärischen Bedingungen sind dabei so, dass die Wellenenergie zwischen zwei für diese undurchlässige Schichten transportiert wird. Die Grenzen dieser kanalisierenden Atmosphärenschicht bilden oft der Erdboden an der Unterseite und eine Schicht oder ein Übergang zweier Schichten in der Atmosphäre an der Oberseite. Wobei Letztere nur idealisiert als Oberrand bezeichnet werden kann. Allgemein wird der Atmosphäre die Fähigkeit der Kanalisierung bei einem mit der Höhe abnehmenden Scorer-Parameter  $l_s$  zugeschrieben. Dieser ist definiert als

$$l_s^2(z) = \frac{N^2}{u^2} - \frac{\partial^2 u / \partial z^2}{u} \quad (2.4)$$

und wurde von SCORER (1949) hergeleitet. In Gleichung 2.4 wird die Höhenabhängigkeit des Windes und der Temperatur berücksichtigt. Es gilt hier  $N = N(z)$  und  $u = u(z)$ .

Eine Möglichkeit, die geforderten Bedingungen einer Abnahme von  $l$  mit der Höhe auf einfache Art und Weise zu erreichen, ist eine angehobene Inversion in der Atmosphäre. Diese dient als Wellenleiter, so dass sich an Gebirgen generierte Leewellen an einer solchen Inversion horizontal ausbreiten können.

Weiterführende Informationen zu (Lee-)Wellen in der Atmosphäre sind neben den in diesem Abschnitt zitierten Arbeiten der folgenden Literatur zu entnehmen: SMITH (1989), LIGHTHILL (1978) und BAINES (1995).

## 2.3 Signifikante Einflussfaktoren bei der Rotorbildung

In Abschnitt 2.1 dieses Kapitels wurden verschiedene Rotortypen, die bei unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen entstehen können dargelegt. In diesem Abschnitt wird der bodennahe, wellenbehaftete Typ 1-Rotor genauer betrachtet. Dabei sollen u. a. die Einflüsse der oben teilweise bereits genannten Faktoren auf Rotorbildung quantifiziert werden. Neben der Inversion, die zu geführten Leewellen führen kann, sind das die Bodenreibung, die bei der Vorticitygeneration eine Rolle spielt sowie weitere Einflussfaktoren, die in bisherigen Untersuchungen herausgearbeitet wurden.

### **Einfluss der Inversion**

Eine angehobene Inversion, oberhalb des Berggipfels oder auf diesem aufliegend, modifiziert in erster Linie das Leewellensystem (z. B. die Amplitude und Wellenlänge), wodurch auch die unterhalb der Wellenberge liegenden Rotoren beeinflusst werden. Ausführliche Analysen mittels numerischer Simulationen zu diesem Thema führten u. a. VOSPER (2004), HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN

(2009) durch. Letztere benutzten dabei in der Feldmesskampagne des SWP gemessene Profile zur Initialisierung der Berechnungen und fanden Abhängigkeiten des Rotortyps von der Inversionsstärke und der Windscherung in der Inversion (s. Unterkapitel 2.1). Weitere Feldmessungen, bei denen eine Inversion für die Rotorbildung eine Rolle spielte, führten MOBBS *et al.* (2005) durch. Dabei wurde festgestellt, dass eine Temperaturinversion notwendig ist, um ausreichend starke Abwinde zu erhalten, durch die sich Rotoren bilden. Die Orographie der Untersuchungen von MOBBS *et al.* (2005) verwendeten SHERIDAN und VOSPER (2006) in numerischen Simulationen zum Erstellen eines Strömungsregime-Diagramms, das die unterschiedlichen beobachteten Strömungsregime im Lee des Hindernisses in Abhängigkeit relevanter atmosphärenbeschreibender Parameter (die Definition dieser Parameter erfolgt weiter unten in diesem Abschnitt) darstellt. Darin ist eine direkte Abhängigkeit des leeseitigen Phänomens von der Inversionshöhe enthalten. So wurden keine Rotoren beobachtet, wenn die Inversion die dreifache Berghöhe überschritten hatte. Ein ähnlicher Wert wurde auch in stark idealisierten Simulationen von VOSPER (2004) publiziert. Das dort gezeigte Diagramm ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Es diente als Grundlage der in Kapitel 3 dargelegten Laborexperimente und wird deshalb genauer erläutert. Die beobachteten Regime sind neben den Rotoren hydraulische Sprünge, Leewellen (ohne Rotoren) und Strömungen ohne Leewellen. Diese sind in Abhängigkeit der Froude-Zahl

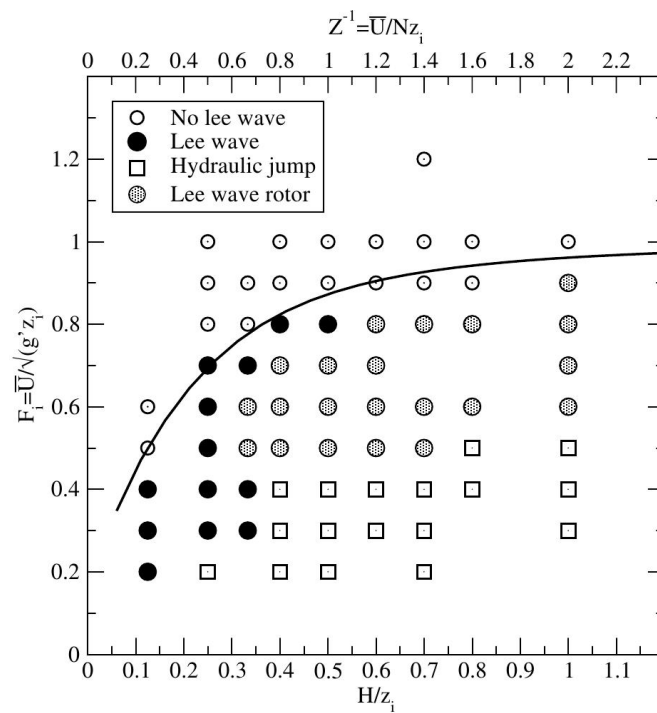
$$F_i = \frac{\bar{U}}{\sqrt{g \frac{\Delta\theta}{\theta_0} z_i}} \quad (2.5)$$

und dem Verhältnis der Berg- zur Inversionshöhe  $H/z_i$  dargestellt. Zu beachten ist, dass die Inversionshöhe  $z_i$  in beiden Parametern enthalten ist. Physikalisch gibt diese Form der Froude-Zahl das Verhältnis der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{U}$  zur Phasengeschwindigkeit sich ausbreitender Flachwasserwellen in dem mit dem Grundstrom bewegten System an. Die im Nenner stehenden Parameter sind die Schwerkbeschleunigung  $g$ , die Stärke der Inversion  $\Delta\theta$  und ein Referenzwert der potenziellen Temperatur  $\theta_0$ . Letzterer nahm in den gezeigten Simulationen von VOSPER (2004) den Wert der bodennahen neutralen Schicht an. Die häufiger verwendete Form der Froude-Zahl, oft auch als  $F$  oder teilweise  $Fr$  bezeichnet, hat die Form  $F = \bar{U}/\sqrt{gl}$  und berücksichtigt somit nicht die Inversionshöhe und -stärke (BAINES, 1995). Die einfachere Form erhält man für eine Strömung im hydrostatischen Gleichgewicht aus der eindimensionalen, stationären Bewegungsgleichung und der Kontinuitätsgleichung der Flachwassertheorie. Dabei ist  $l$  die Dicke eines Fluids mit freier Oberfläche, das über ein Hindernis (z. B. ein Gebirge) strömt (z. B. DURAN, 1990; BAINES, 1995).

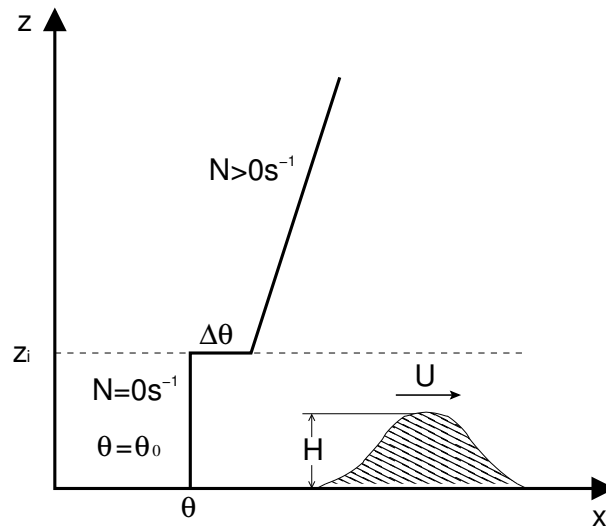
Als zweiter dimensionsloser Parameter auf der Abszisse in Abbildung 2.2 ist der inverse Wert von

$$Z = \frac{N z_i}{\bar{U}} \quad (2.6)$$

angegeben. Dieser beschreibt das Verhältnis der Inversionshöhe zur Wellenlänge sich ausbreitender Schwerewellen in der oberen stabilen Schicht.



**Abbildung 2.2:** Strömungsregime-Diagramm von VOSPER (2004). Gezeigt wird die Abhängigkeit der Strömung im Lee eines Hindernisses von  $H/z_i$  und  $F_i$  in einer mit Bodenreibung behafteten Simulation („No-slip“). Die durchgezogene Kurve gibt die berechnete maximale Froude-Zahl an, bei der stationäre, geführte Leewellen an der Inversion unter den verwendeten Modellbedingungen entstehen können.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der von VOSPER (2004) verwendeten Schichtung. Neben dem Profil der potenziellen Temperatur ist der mit der Geschwindigkeit  $U$  überströmte Berg der Höhe  $H$  eingezeichnet.

Das Diagramm in Abbildung 2.2 zeigt, dass Rotoren erst bei  $H/z_i \gtrsim 0,3$  entstehen. Bei einem Anwachsen dieses Wertes bilden sich Rotoren über einen größeren Bereich der Froude-Zahl, wobei das gesamte Minimum bei 0,5 liegt und das Maximum bei 0,9. Inversionshöhen kleiner als die Berghöhe wurden nicht untersucht. Die Strömungsregime gehen bei kleinen Froude-Zahlen in hydraulische Sprünge oder reine Leewellen über, bei größeren Froude-Zahlen werden keine Leewellen im Modell berechnet.

Da die atmosphärischen Gegebenheiten, die Vosper bei der Simulation der dargestellten Bergüberströmungen verwendete, stark idealisiert waren, konnten diese gut an die Gegebenheiten im Labor angepasst werden. So ist neben dem einfachen höhenkonstanten Profil der Anströmgeschwindigkeit, das nur durch die Reibung am Boden in der Grenzschicht abnimmt die thermische Schichtung der Atmosphäre zu nennen. Sie wurde so eingestellt, dass eine bodennahe, neutrale Schicht von einer darüberliegenden stabilen Schicht (s. Abb. 2.3), durch einen Temperatursprung  $\Delta\theta$  in der Höhe  $z_i$  getrennt ist. Die Stabilität der Schichtung kann durch die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  nach Gleichung 2.2 angegeben werden.

Erwähnenswert ist an dieser Stelle noch, dass das Strömungsregime-Diagramm von VOSPER (2004) durch Variation der Inversionsstärke und -höhe erhalten wurde. Die Anströmgeschwindigkeit war in allen Simulationen dieselbe. Dies stellt einen Unterschied zu den später gezeigten Laborexperimenten dar, wo aus technischen Gründen hauptsächlich die Anströmgeschwindigkeit und die Inversionshöhe verändert wurden. Die daraus resultierenden möglichen Effekte auf das Strömungsregime werden im nächsten Kapitel diskutiert.

Aktuelle numerische Simulationen zum Einfluss der Inversion auf die Rotorbildung zeigen, dass eine größere Inversionsstärke größere Leewellenamplituden zur Folge hat (HERTENSTEIN, 2009). Dies führt zu einer stärkeren und höherreichenden boden-



nahen Turbulenz im Rotor (nur beim Rotor vom Typ 1). Bei einer Erhöhung der Inversionsschichtdicke, also der vertikalen Erstreckung der Inversion, werden keine Rotoren des Typs 2 beobachtet. Diese sind lediglich bei einer Dicke relativ zur Berghöhe von etwa 0,25 aufgetreten (weitere simulierte Inversionsdicken betragen 0,48  $H$  und 0,72  $H$ ).

### **Einfluss der Reibung**

Die Reibung am Boden ist ein wesentlicher Faktor bei der Bildung von Rotoren. Zum einen modifiziert diese den Ablösepunkt bei der Grenzschichtablösung. Zum anderen wird durch die Reibung am Leehang die für realistische bzw. in der Natur vorkommende Rotoren notwendige Vorticity in der reibungsbedingten Scherschicht erzeugt. Allgemein formuliert hat eine erhöhte Bodenreibung, definiert durch eine größer werdende Rauigkeitslänge  $z_0$ , zunächst die folgenden Effekte: Der bodennahe Horizontalwind verringert sich durch das stärkere Abbremsen am Boden. Dem gegenüber steht ein erhöhter vertikaler Impulsfluss, der höhere Geschwindigkeiten Richtung Erdboden transportiert. In Bezug auf die Grenzschichtablösung einer Gebirgsströmung zeigten JIANG *et al.* (2007), dass der erste Effekt überwiegt, so dass sich effektiv die bodennahe Horizontalgeschwindigkeit reduziert. Gleichzeitig vergrößert sich die vertikale Erstreckung der Grenzschicht.

Auf die Rotorströmung selber wirkt sich das wie folgt aus: Durch die stärkere Reibung werden größere Werte der Vorticity (durch stärkere Scherung) generiert. Wie weiter oben erklärt, führt das Ablösen der Vorticity zur Rotorbildung und stärkere Hangwinde, die erhöhte Vorticitywerte erzeugen, führen prinzipiell zu stärkeren Rotoren. In diesem Fall dämpft allerdings die insgesamt höhere Grenzschicht die Amplitude der Leewellen derart, dass trotz vergrößerter Wirbelstärke die Rotorströmung geringere vertikale Ausmaße erreicht und auch geringere Rückströmungen zu verzeichnen sind (DOYLE und DURRAN, 2002; JIANG *et al.*, 2007).

Am stärksten macht sich der Einfluss der Bodenreibung bei verschwindendem bodennahen vertikalen Impulsfluss bemerkbar. Mit diesen reibungsfreien Bedingungen („Free-slip“) wurden eine Reihe numerischer Simulationen durchgeführt (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004). Sie führten in den meisten Fällen nicht zur Rotorbildung, während vergleichbare Fälle mit Bodenreibung („No-slip“) Rotoren erzeugten. Ein Rotorfall unter „Free-slip“-Bedingungen von DOYLE und DURRAN (2002) wurde auf die Vorticitygeneration durch die starke Baroklinität der Lee-strömung mit großen Wellenamplituden zurückgeführt. Allerdings war dieser nicht stationär und das Rückströmen in wesentlich größeren Höhen als in dem vergleichbaren „No-slip“-Fall, so dass dieser als eher unrealistisch eingeschätzt wird (DOYLE und DURRAN, 2002). Dem flacheren Rotor mit reibungsbedingter Vorticity wird eine wesentlich größere Ähnlichkeit zu den in der Natur beobachteten Phänomenen zugesprochen. JIANG *et al.* (2007) überprüfte in „Free-slip“-Simulationen, ob die Bodenreibung oder die durch diese hervorgerufene Scherschicht ursächlich für die Unterschiede der Ergebnisse in „Free-slip“- und „No-slip“-Simulationen ist. Dabei konnte in einer reibungsfreien Simulation mit künstlich aufgeprägter, bodennaher Scherschicht ein stationäres Wellenfeld mit Rotorströmungen unter den Wellenber-

gen erzeugt werden. Somit kann primär die geringere Windgeschwindigkeit am Boden als relevant bei der Rotorbildung angesehen werden. In der Natur erzeugt die Reibung ein solches Windprofil.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die Bodenreibung bzw. die dadurch verursachte Scherschicht notwendiges aber nicht hinreichendes Kriterium für realistische Rotoren im Lee eines Gebirges ist. Die dabei erzeugte Vorticity und das Ablösen dieser vom Boden ist ein Beleg für die Grenzschichtablösung und ein typisches Merkmal der Rotorströmung.

### Weitere Einflussfaktoren

Im letzten Abschnitt wurde bereits erwähnt, dass stärkere Abwinde tendenziell zu einer stärkeren scherungsbedingten Vorticity (Reibung vorausgesetzt) und intensiveren Leewellen größerer Amplitude führen. Dies wiederum ruft größere Rotoren mit höheren bodennahen Rückströmbereichen hervor. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass starke Abwinde alleine nicht zwangsläufig zu intensiven Rotoren führen. Es wurden auch Fälle beobachtet, bei denen trotz hoher Windgeschwindigkeiten am Hang keine Rotoren aufgrund fehlender, signifikanter Amplituden der Leewellen entstanden. Der Grund dafür sind die Einflüsse der Schichtung auf die Leewellenbildung und Ablöseprozesse, die im Abschnitt 2.1 bereits beschrieben wurden. Bei geeigneter thermischer Schichtung, die zu Rotoren führt, wirken sich allerdings neben der Reibung einige weitere Faktoren auf das Leewellenfeld und die Rotorintensität aus. Dabei werden in erster Linie die Windgeschwindigkeiten und die Amplituden der Leewellen modifiziert, wodurch auch die turbulente Strömung unterhalb der Wellenberge beeinflusst wird.

Einen ähnlichen Effekt wie die Reibung auf die Grenzschicht und die Rotorströmung hat auch die durch Sonneneinstrahlung bedingte Erwärmung der Grenzschicht vom Boden aus. Hierbei spielt der fühlbare Wärmestrom an der Grenzfläche zwischen Erdboden und Atmosphäre (oberflächennaher fühlbarer Wärmestrom) eine entscheidende Rolle. Zwar wird dieser in den meisten idealisierten Simulationen von Rotoren vernachlässigt, da deren Entstehungsprozess rein dynamischer Natur ist, allerdings ist bei einer realistischen Betrachtung des Phänomens der oberflächennahe fühlbare Wärmestrom zu berücksichtigen. Im Zusammenhang mit der Bewölkung, die bei der Überströmung eines Gebirges auftreten kann, und der daraus resultierenden Abschattung weist dieser keinen einheitlichen Verlauf entlang der Strömungsrichtung auf. So treten im Lee des Gebirges oft Wolkenlücken auf (Absinkbewegungen in den Leewellentälern, s. Foto in Abb. 1.4), während die angeströmte Bergseite und der Kamm bedeckt sind (Hebungsprozesse im Luv). Die resultierende, asymmetrische Einstrahlung untersuchten DOYLE und DURRAN (2002). So nimmt bei einem erhöhten oberflächennahen fühlbarem Wärmestrom die vertikale Erstreckung der Rotorströmung um bis zu  $2/3$  zu, während gleichzeitig die Rotorstärke um mehr als das Sechsfache abnimmt. Der Wärmestrom in der Untersuchung von DOYLE und DURRAN (2002) wurde zwischen  $0$  und  $500 \text{ W m}^{-2}$  variiert. Diese Erkenntnis stimmt mit Beobachtungen überein, die während des SWP gemacht wurden, wobei die Rotorwolken ihre größten Höhen am späten Nachmittag, also zum Zeitpunkt des

maximalen oberflächennahen fühlbaren Wärmestroms, erreicht haben (s. dazu auch KUETTNER, 1959).

Ein ähnliches Ergebnis weisen auch die Simulationen von JIANG *et al.* (2006) auf. In diesen wurde u. a. der Einfluss des fühlbaren Wärmestroms auf die Grenzschicht und die geführten Leewellen untersucht. Ein negativer Wärmestrom, also ein Abkühlen am Boden reduziert zwar die thermisch induzierte Turbulenz und somit die Grenzschichthöhe, dennoch werden die Leewellen stärker gedämpft als ohne Wärmestrom. Umgekehrt verhalten sich Grenzschicht und Leewellen bei positivem Wärmestrom (konvektive Grenzschicht). Wie bei DOYLE und DURRAN (2002) führt dies zu einer mächtigeren turbulenten Grenzschicht, allerdings nehmen die Rückströmgeschwindigkeiten unter den Wellenbergen ab. Die beobachteten Unterschiede machen sich erst in den Wellenbewegungen stromabwärts stärker bemerkbar, so dass der erste Wellenberg in seiner Amplitude kaum verändert ist. Die Turbulenz und damit auch die Rotorstärke werden jedoch bereits unter dem ersten Wellenberg beeinflusst und verringern sich.

Die Variationen im oberflächennahen fühlbaren Wärmestrom bei den genannten Untersuchungen fanden im Bereich von einigen  $100 \text{ W m}^{-2}$  statt. Insgesamt stellt der oberflächennahe Wärmestrom kein notwendiges Kriterium zur Bildung von Rotoren dar. Ein starkes Heizen oder Abkühlen am Boden kann lediglich die Leewellen und die Turbulenz in ihrer Intensität modifizieren.

Als weiterer Einflussfaktor, der sich auf die Leeströmung auswirkt, kann die Gebirgsform also die Höhe des Berges und Steigung des Hanges genannt werden. Die Feldmesskampagnen des SWP und des T-REX (GRUBIŠIĆ *et al.*, 2004) fanden am relativ hohen und steilen Gebirgskamm der Sierra Nevada statt. Die Höhe von über 2500 m über dem Tal reduziert sich innerhalb von etwa 5 km auf den halben Wert. Andere Messungen fanden an der etwa 500 m hohen Bergkette der östlichen Falkland Insel statt (MOBBS *et al.*, 2005). An beiden Gebirgstypen wurden Rotoren gemessen, die in späteren numerischen Simulationen nachvollzogen werden konnten (HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005; SHERIDAN und VOSPER, 2006).

Allgemein zeigen Simulationen, dass höhere Berge zu stärkeren Wellenamplituden führen, welche höhere entgegengesetzte Druckgradienten und somit stärkeren Rotoren auslösen (DOYLE und DURRAN, 2002). JIANG *et al.* (2006) nannten als minimale Berghöhe in den dort durchgeführten Simulationen einen Wert von 200 m, ab welcher sich die Strömung vom Hang löst und somit Rotoren möglich sind. Auf das übergeordnete Leewellenfeld (z. B. auf die Dämpfung von diesem durch die Grenzschicht) hat das allerdings keinen großen Einfluss. Modellsimulationen bzgl. der Hindernislänge in Strömungsrichtung ergaben, dass eine Verlängerung des Hindernisses eine Erhöhung von diesem nach sich ziehen muss, damit sich die Grenzschicht weiterhin ablöst. Ansonsten wirkt sich eine Verlängerung des Hindernisses derart aus, dass die Geschwindigkeit der Hangströmung größer ist und auch die Vertikalwinde etwas stärker, als in der vergleichbaren Simulation mit kürzerem Hindernis. Der größte Unterschied ist im Ablösepunkt der Grenzschicht zu finden, der mit der Verlängerung des Gebirges stromabwärts wandert.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit kann festgehalten werden, dass die Prozesse zur Bildung von Rotoren an sich relativ unabhängig von der Form des Gebirges sind,

solange die Höhe ausreicht, um das Ablösen der Grenzschicht zu ermöglichen.

## 2.4 Subrotoren

Die bisher beschriebenen Einflüsse auf die Bildung von Rotoren beziehen sich in erster Linie auf die Rotorströmung als Ganzes, d.h. der Rotor wird in den genannten Studien meist als ein rotierender Wirbel oder als Gebiet mit bodennahen rückströmenden Bereichen unterhalb des Wellenberges betrachtet. Die Ergebnisse stammen dabei oft aus gemittelten, zweidimensionalen numerischen Simulationen oder Beobachtungen, deren Auflösung in der Größenordnung von 100 m liegt.

Ergebnisse des SWP aus Messflügen durch Rotorströmungen deuteten allerdings schon früh die turbulenten Verhältnisse, die in der Strömung vorherrschen, an. Spätere Messungen von RALPH *et al.* (1997) zeigen zudem mehr als nur einen Wirbel unterhalb der Welle. In den numerischen Simulationen von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) werden in erster Linie in den dort als Typ 2 bezeichneten Rotoren mehrere kleinere Wirbel, die sich in Richtung der mittleren Strömung mitbewegen beobachtet. Der dort als Typ 1 bezeichnete Rotorfall zeigt in etwas schwächerer Form ebenfalls nichtstationäre Wirbel, die in dem stationären Gesamttrotor eingelagert sind.

Aktuellere numerische Simulationen und Feldmesskampagnen beschäftigen sich tiefergehend mit diesen sogenannten Subrotoren des Typ 1-Rotors. Es wird vor allem versucht die Größe und Intensität dieser Wirbel zu bestimmen. DOYLE und DURRAN (2007) betrachteten in zwei- und dreidimensionalen numerischen Simulationen zusätzlich den Entstehungsprozess der Subrotoren anhand des Vorticityfeldes. Es stellte sich heraus, dass sich im Bereich des Ablösepunktes der über dem Berghang generierten Vorticity einzelne kleinskalige Subrotoren mit intensiven Wirbelstärken, die die mittleren Werte um ein Vielfaches übertreffen, ablösen. Mit „kleinskalig“ sind hier (und im Weiteren) die kleinsten aufgelösten Wirbel gemeint. Bei DOYLE und DURRAN (2007) haben diese beispielsweise einen Durchmesser von etwa 100 m. Im zeitlichen Verlauf werden die Subrotoren mit dem mittleren Geschwindigkeitsfeld stromabwärts transportiert, wobei sie ihre Energie graduell an das übergeordnete Rotorsystem abgeben (zumindest in zweidimensionalen Simulationen konnte das gezeigt werden). Ihre typische Lebenszeit beträgt einige Minuten (DOYLE und DURRAN, 2007). Aktuelle Auswertungen aus der T-REX Messkampagne zeigen ebenfalls deutlich die Strukturen von kleinskaligen Wirbeln, die sich in einer übergeordneten Rotorströmung bewegen (DOYLE *et al.*, 2009; HILL *et al.*, 2010). Erstere vergleichen zusätzlich die Messdaten mit hochaufgelösten, numerischen Simulationen des beobachteten Rotorfalls, in denen ebenfalls Subrotoren vorhanden waren.

Subrotoren wurden bisher in nur wenigen Veröffentlichungen untersucht, wobei auch starke Unterschiede in deren Struktur und Anzahl beschrieben wurden (vergl. DOYLE und DURRAN, 2007; SMITH und SKYLLINGSTAD, 2009). Aus diesem Grund werden diese kleinskaligen Wirbel und ihr Entstehungsprozess im Unterkapitel 4.6 tiefergehend untersucht. Dort findet auch eine Quantifizierung der Unterschiede statt.

# 3 Laborexperimente von Gebirgsrotoren

In diesem Kapitel werden die Laborexperimente hinsichtlich ihrer Durchführung und Auswertung sowie die daraus resultierenden Ergebnisse dargelegt. Alle Versuche sind im Rahmen des europäischen Forschungsprogramms *HYDRALAB* in den hydraulischen Anlagen des *Centre National de Recherches Météorologiques* (CNRM) von Météo-France in Toulouse durchgeführt worden. Im Zeitraum zwischen dem 05. November und dem zum 14. Dezember 2007 fanden insgesamt 149 Einzelexperimente statt. Diese wurden in zwei unterschiedlich großen Tanks durchgeführt. In einer ersten Phase von etwa drei Wochen wurden 113 Experimente in dem kleineren Tank mit einer Länge von sieben Metern, einer Breite von 0,6 Metern und einer Höhe von 0,6 Metern, durchgeführt. Diese Experimente dienten vor allem der Abschätzung des Parameterbereichs (z. B. für die Schichtungsbedingungen) für die Versuche im größeren Tank, bei denen Rotoren zu erwarten sind. Der große Tank hat eine Länge von 20 Metern, eine Breite von drei Metern und eine Höhe von 1,5 Metern und ermöglicht eine höhere relative räumliche Auflösung bei der PIV-Auswertung als im kleinen Tank, was beim untersuchten Phänomen Vorteile in der Erfassung der kleinräumigen Strukturen bietet. Das verwendete Hindernis im kleineren Tank ist mit 3,5 cm etwa dreieinhalb mal kleiner als das des großen Tanks (13 cm).

Da in dieser Arbeit, bis auf wenige Ausnahmen, Ergebnisse der Versuche aus dem größeren der beiden Tanks gezeigt werden, wird hier auch nur auf diesen und die dort verwendete Aufnahmetechnik eingegangen. Genauere Angaben zum kleineren Tank und eine detaillierte Übersicht der Ergebnisse aus diesem sind in KNIGGE (2008) (Diplomarbeit zu den Laborexperimenten) zu finden.

Die im Abschnitt A.2 eingebundene Veröffentlichung KNIGGE *et al.* (2010) gibt eine kurze Übersicht zu den theoretischen Grundlagen und den experimentellen Methoden. Deshalb werden in den nächsten beiden Unterkapiteln lediglich einige zusätzliche Anmerkungen vorgenommen, um eine tiefergehende Gesamtübersicht zu geben. Um eine geschlossene Beschreibung zu vermitteln, lassen sich einige Wiederholungen bei den Erläuterungen der Grundlagen nicht vermeiden. Den bereits veröffentlichten Ergebnissen zu den im Labor beobachteten Strömungsregimen folgt eine detaillierte Übersicht der beobachteten Rotorfälle sowie deren quantitative Analysen. Ein ausgewählter Rotorfall aus dem Labor wird im nächsten Kapitel zusammen mit einer numerischen Vergleichssimulation genauer betrachtet.

### 3.1 Grundlagen zu den Laborexperimenten

Die im vorherigen Kapitel erläuterten Erkenntnisse bisheriger Untersuchungen zur Rotorbildung sind entscheidend für die Übertragbarkeit der numerischen Simulationen von VOSPER (2004) auf die Laborbedingungen und die spätere Analyse des atmosphärischen Phänomens der Rotorströmung. Die in Abschnitt 2.3 dargelegten Eigenschaften der atmosphärischen Schichtung müssen dafür auf den Labormaßstab und das verwendete Medium Wasser übertragen werden. Der Dichtesprung im Labor wurde durch Salzbeimengungen in der dichteren Schicht erreicht. Da im Labor die Dichte die schichtungsbeschreibende Größe ist, die direkt gemessen wurde, werden in den oben angegebenen Formeln von  $F_i$  und  $N$  die Differenzen und Quotienten der potenziellen Temperatur in Differenzen und Quotienten der Dichte umgewandelt. Für die Durchführung der Experimente werden die Wertebereiche der Parameter  $U$  (Anströmgeschwindigkeit),  $\rho_0$  (Dichte der neutralen Schicht),  $\Delta\rho$  (Inversionsstärke) und  $z_i$  (Inversionshöhe) benötigt (s. Abb. A.8). Mit Hilfe des Ausdrucks  $H/z_i$  und der beiden Formeln  $\Delta\theta/\theta_0 = \Delta\rho/\rho_0$  und (A.2) für die Froude-Zahl (unter Berücksichtigung der Substitution von  $\theta$ ) können die Bereiche der Variablen bei geeigneter Wahl der Dichte  $\rho_0$  und Hindernishöhe durch entsprechende Umstellungen der Formeln berechnet werden. Die Höhe des Bergmodells war dabei auf 13 cm festgesetzt, da ein bereits vorhandenes Bergmodell verwendet wurde (s. Abschnitt 3.2.1). Die Dichte der bodennahen neutralen Schicht ist durch die maximale Dichte der gesättigten Salzwasserlösung  $\rho_{SW,max} \approx 1200 \text{ kg m}^{-3}$  nach oben begrenzt. Es gilt somit  $\rho_0 \leq \rho_{SW,max}$ . Nach unten ist dieser Wert durch die Dichte des Süßwassers  $\rho_{SW,min} \approx 1000 \text{ kg m}^{-3}$ , der Schichtdicke der stabilen oberen Schicht  $\Delta z$  und der Inversionsstärke, begrenzt. Es gilt

$$\rho_0 \geq \rho_{SW,min} + \frac{\partial\rho}{\partial z}\Delta z + \Delta\rho . \quad (3.1)$$

In den Experimenten wurde eine Dichte  $\rho_0$  von etwa  $1100\text{-}1150 \text{ kg m}^{-3}$  gewählt, die die genannte Bedingung nach Gleichung (3.1) erfüllt. Die übrigen Parameter, die in den Experimenten verwendet wurden, decken die folgenden Bereiche ab: Die Anströmgeschwindigkeit beträgt  $6\text{-}22 \text{ cm s}^{-1}$ , die Inversionshöhe  $12\text{-}29 \text{ cm}$  und der Dichtesprung  $20\text{-}40 \text{ kg m}^{-3}$ .

Die Brunt-Väisälä-Frequenz der oberen Schicht kann mit Gleichung (2.6) zu  $1 \text{ s}^{-1}$  berechnet werden. Dafür wurde für  $Z$  ein fester mittlerer Wert von 1 angenommen. Bei den Auswertungen der Messdaten wurden mittlere Werte, die leicht darunter lagen, berechnet ( $N \approx 0,9 \text{ s}^{-1}$ ). Die Abweichung in  $N$  vom geforderten Wert von  $0,1 \text{ s}^{-1}$  ist mit Ungenauigkeiten im Füllprozess des Tanks, der später beschrieben wird, zu begründen. Durch die nach jeder Füllung durchgeführten Messungen der Dichte, kann dieser aber berücksichtigt werden. Weitere Angaben zum verwendeten „Setup“ mit entsprechender graphischer Darstellung der idealisierten Schichtung und einem Beispiel einer Schichtungsmessung sind im Anhang im Abschnitt A.2 zu finden.

## 3.2 Experimentelle Methoden

In diesem Unterkapitel werden die wichtigsten Angaben zum Versuchsaufbau und den Auswertemethoden der Laborexperimente erläutert. Es wird zunächst die Umsetzung der geforderten Schichtung (s. Abschnitt 3.1 und A.2) sowie das verwendete Hindernis näher betrachtet. Danach folgt ein Einblick in die Datengewinnung und -verarbeitung.

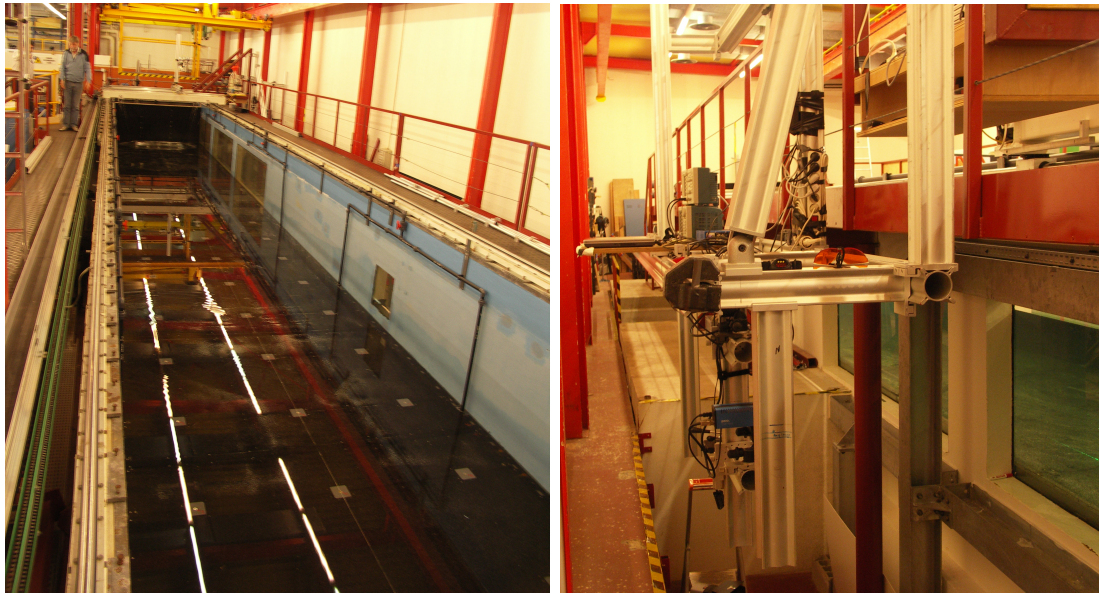
### 3.2.1 Versuchsaufbau

Laborexperimente zur Simulation atmosphärischer Strömungen bieten grundsätzlich unterschiedliche Herangehensweisen. Eine Möglichkeit ist es, die über- oder umströmten Hindernisse (z. B. Gebäude, orographische Erhebungen, etc.) mit einem bewegten Fluid anzuströmen, wie es auch in der Natur der Fall ist und u. a. in Windkanälen praktiziert wird. Eine andere Möglichkeit ist, das Fluid in Ruhe zu lassen und das untersuchte Objekt zu bewegen. Zwar bietet die Anlage in Toulouse beide Untersuchungsmethoden (auch beide mit geschichtetem Fluid), allerdings ist bei der hier geforderten Schichtung die letztere Methode technisch besser umsetzbar. Mit dieser Methode wurden viele der bisherigen Versuche zur Gebirgsüberströmung mit einem Hindernis, das an der Wasseroberfläche gezogen wurde, durchgeführt (z. B. BAINES, 1995). In den hier gezeigten Experimenten wurde das Bergmodell an dünnen Seilen, direkt über den Boden des Tanks hängend, gezogen, so dass keine Spiegelung der Daten in der Nachbearbeitung notwendig war. Abbildung 3.1 zeigt zwei Fotos des großen Tanks in Toulouse. Das linke ist während des Befüllungsvorgangs entstanden, so dass sich erst einige Zentimeter Wasser im Tank befinden. Im hinteren Teil des Tanks ist das Hindernis, das bei den Versuchen vom Bildvordergrund aus nach hinten gezogen wurde, sichtbar. Die bisher beschriebene mittlere Anströmgeschwindigkeit  $\bar{U}$  entspricht also der Zuggeschwindigkeit des Hindernisse und wird im folgenden als  $U$  bezeichnet.

Die Strömung wurde mit Hilfe von Partikeln mit einem Durchmesser von  $450\ \mu\text{m}$ , die nach der Befüllung in das Wasser gegeben und von einem Laser beleuchtet wurden, sichtbar gemacht (mehr dazu in Abschnitt 3.2.2). Außerhalb des Tanks auf Aluminiumträgern angebrachte und sich mitbewegende Kameras erstellten im Bereich der Fenster (hinten rechts im Bild a von Abb. 3.1) digitale Bilder und Videos für die späteren Auswertungen. Die gesamte außen angebrachte Apparatur ist im rechten Foto zu sehen. Sie befindet sich gerade im hinteren Bereich des Tanks bei den Fenstern. Auf dem Bild sind nicht alle verwendeten Kameras zu sehen. Allerdings ist die für die PIV notwendige Kamera in der Mitte der unteren Bildhälfte (blauer Kasten) zu erkennen. Die genaue Beschreibung dieser Bildverarbeitung und der anderen Visualisierungsmaßnahmen findet in Unterkapitel 3.2.2 statt.

### Schichtung des Wassers

Wie bereits weiter oben erwähnt, wurde in den Experimenten eine Schichtung des Fluids Wasser analog zu der Atmosphärenschichtung von VOSPER (2004) verwendet.



(a)

(b)

**Abbildung 3.1:** Laborfotos vom großen Tank. Bild (a) zeigt den Tank während des Befüllens. Im Hintergrund ist das Hindernis zu erkennen. Bild (b) zeigt die von außen angebrachten Aufnahme­geräte, die sich während der Experimente mitbewegen. Lediglich im Bereich der Fenster konnten Aufnahmen von der Seite gemacht werden.

Dies konnte durch Salzbeimengungen zu Süßwasser (Leitungswasser) erreicht werden. Die Befüllung des Tanks wurde von zwei computergesteuerten Pumpen geregelt, die das Wasser bzw. die Salzlösung aus zwei Reservoirs bezogen. Das geforderte Verhältnis wurde der benötigten Dichte entsprechend gemischt und in den Versuchstank gepumpt. Die Temperatur der Vorrattanks wurde vorher der Labortemperatur von etwa  $20^{\circ}\text{C}$  angepasst. Um eine minimale Durchmischung während des Einfüllens zu gewährleisten, betrug die Füllrate nur etwa zwei Millimeter pro Minute. Somit wurden für die 90 cm Gesamtfüllhöhe sieben bis acht Stunden benötigt. Die Löcher für den Wasserzufluss befinden sich im Boden des Tanks, so dass das Wasser von unten aufgefüllt wurde.

Nach einer Befüllung wurden stets Sondierungen der Dichte des Wassers durchgeführt. Gleichzeitig wurden Profile der Wassertemperatur entnommen, um thermische Effekte auf die Dichte berücksichtigen zu können. Aus dem Dichteprofil  $\rho(z)$  wurde später die Inversionshöhe  $z_i$ , sowie die jeweilige Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  der beiden durch die Inversion getrennten Schichten berechnet. Dabei zeigte sich auch, dass sich die Inversion nicht über einen so kleinen vertikalen Bereich erstreckte, wie bei VOSPER (2004), wo sie im Inertialprofil nur einer Gitterweite also etwa  $1/10 H$  entspricht (je nach Inversionshöhe unterscheiden sich die Gitterweiten leicht durch das vertikal gestreckte Gitter). Im Labor wurden im Mittel mehrere Zentimeter (etwa 7-13 cm) als Inversionsdicke gemessen, was einem Wert zwischen der halben und einer Berghöhe entspricht.

Zusammen mit der Zuggeschwindigkeit des Berges wurde die Inversionshöhe als variabler Parameter gewählt, um neben der Froude-Zahl auch das Verhältnis der

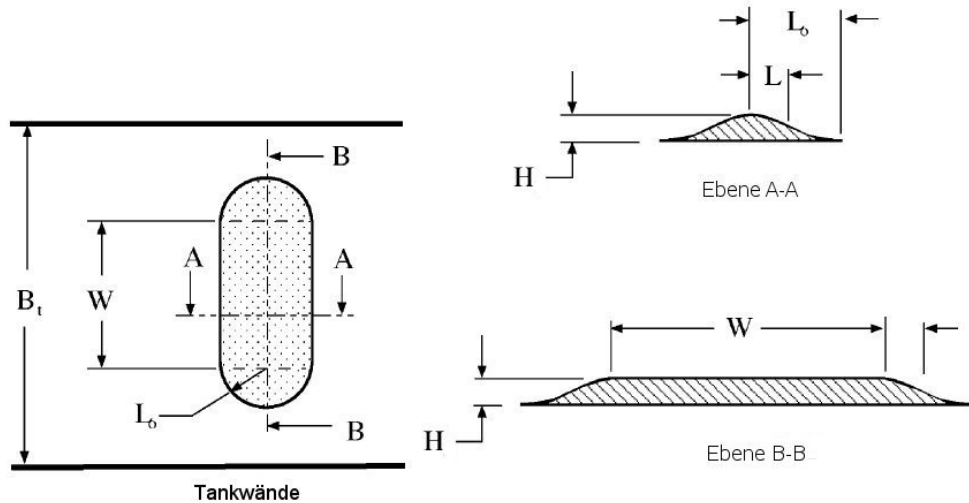


Berghöhe zur Inversionshöhe zu ändern. Dies ist ein Unterschied zu den von VO-SPER (2004) durchgeführten numerischen Simulationen, der die Inversionshöhe und -stärke variierte (s. dazu Abschnitt 2.3). Die Variation der Inversionshöhe in den Experimenten geschah dadurch, dass zu Beginn einer Versuchsreihe von etwa fünf Einzelexperimenten die maximal benötigte Inversionshöhe eingestellt wurde. Danach konnten durch die Löcher am Boden einige Zentimeter Wasser der neutralen Schicht abgelassen werden, so dass eine komplett neue Befüllung nicht nötig war und Zeit eingespart werden konnte. Da sich die Inversion durch turbulente Durchmischungsprozesse während der Versuche und durch Diffusion mit der Zeit aufweitete, musste gelegentlich die gesamte untere Schicht (inklusive Inversionsschicht) abgelassen werden und durch eine neue, neutrale Schicht ersetzt werden. Dies konnte durch die Befüllung vom Boden gewährleistet werden und führte zu erheblichen Zeiteinsparungen gegenüber einer erneuten kompletten Befüllung des Tanks. Ein solcher Auffüllprozess dauerte nur etwa zwei bis drei Stunden. Unmittelbar nach dem Befüllen wurde eine neue Dichteprofilmessung vorgenommen. In den Fällen, in denen nur einige Zentimeter Wasser aus dem Tank abgelassen wurden, sind die Inversionshöhenmessungen durch Differenzmessungen der Gesamtfüllhöhe vorgenommen wurden. Ein Beispiel einer Dichtemessung ist im Abschnitt A.2 dargestellt.

### Hindernis

Die in den Laborexperimenten gewonnenen Daten der Strömung sind ausschließlich zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder der  $x$ - $z$ -Ebene senkrecht zum verwendeten Hindernis. Dies liegt daran, dass die Fotos und Videos von einer mit einem Laser ausgeleuchteten Ebene erstellt wurden. Das Hindernis hingegen hatte insgesamt keine „reine“ zweidimensionale Form, sondern eine quasi-zweidimensionale. Das heißt, der mittlere Teil des Modells hat eine konstante Höhe und an den seitlichen Rändern flacht es ab. Dadurch erstreckt es sich nicht über die gesamte Breite des Tanks und es wird ein Blockieren der Strömung im Luv verhindert. Der Abstand der Bergränder von den Tankwänden betrug auf jeder Seite 25 cm. Das Hindernis ist sowohl in Strömungsrichtung als auch senkrecht dazu achsensymmetrisch. Wird der rein zweidimensionale Teil der Breite  $W = 134$  cm (s. Abb. 3.2) vernachlässigt, hat es in beide Richtungen die gaußförmige Querschnittsform  $h(x) = H \exp(x^2/2L^2)$ , wobei  $H$  der Höhe des Bergmodells und  $L$  der Halbwertsbreite, also Länge entspricht, in der sich in Strömungsrichtung die Höhe auf die halbe Berghöhe reduziert hat (s. Abb. 3.2). Die Gesamthöhe beträgt 13 cm und die Gesamtlänge  $2L_0$  beträgt 114 cm, so dass die mittlere Steigung  $H/L_0 = 0,23$  ist. Häufig wird in der Literatur auch der Wert  $L$  angegeben (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005), mit dem sich das Verhältnis  $H/L$  zu 0,57 ergibt.

Das Bergmodell wurde bereits in früheren Versuchsreihen verwendet (u. a. EIFF *et al.*, 2005) und besteht aus Stahlbeton, so dass es eine Gesamtmasse von 300 kg hat. Die Oberfläche ist mit mattschwarzer Farbe bemalt. Dadurch werden Reflektionen an der Oberfläche verringert, die einen negativen Einfluss auf die Bildqualität haben könnten. Während der Versuche wurde das Modell an dünnen Stahlseilen (die außerhalb der Beobachtungsebene angebracht waren) mit der konstanten Geschwin-



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des Hindernisses nach EIFF *et al.* (2005). Links: Draufsicht mit seitlicher Begrenzung durch die Tankwände (dicke schwarze Linien). Rechts: Schnittflächen längs (oben) und quer (unten) zur Zugrichtung. Angaben zur Beschriftung sind dem Text zu entnehmen.

digkeit  $U$  durch den Tank gezogen. Die Unterseite des Berges befand sich dabei einige Millimeter (etwa 3-5 mm) über dem Boden des Tanks. Ein direkter Bodenkontakt könnte zu unerwünschten Bewegungen des Bergmodells durch Reibung und kleine Unebenheiten der Kontaktflächen führen. Durch diese Art der Strömungsbildung ergeben sich einige Unterschiede zu der natürlichen Gebirgsüberströmung und zu den meisten numerischen Simulationen. Die Grenzschicht, die sich reibungsbedingt ausbildet, wird erst auf dem Berg generiert. Dort herrschen also reibungsbehaftete Randbedingungen („No-slip“). Vor dem Hindernis ist das Geschwindigkeitsprofil über die gesamte Höhe konstant, so dass hier also „Free-slip“-Bedingungen vorherrschen. Dieser Teil der Tankexperimente kann mit den numerischen Simulationen von DOYLE und DURRAN (2002) verglichen werden, bei denen ebenfalls die Kombination aus „Free-slip“- und „No-slip“-Bedingungen verwendet wurden, um ein Ansteigen der Grenzschicht vor dem Auftreffen der Strömung auf das Gebirge zu verhindern. Die Reibung auf dem Hindernis selbst war bei DOYLE und DURRAN (2002) dennoch ausreichend, um auch bei geringen Rauigkeitslängen signifikante Unterschiede zu komplett reibungsfreien numerischen Simulationen zu erhalten (s. auch Unterkapitel 2.3). Im Lee des Laborhindernisses tritt ein Spezialfall der Bedingungen am Boden auf. So wird dieser relativ zum Hindernis wegbewegt, was weder mit einem reibungsfreien, noch mit einer natürlichen Reibung am Boden verglichen werden kann. Hinzu kommt noch, dass die Wasserschicht, die sich zwischen dem Berg und dem Tankboden befindet theoretisch an der hinteren Kante des Berges (an der Leeseite) einer Couette-Strömung entspricht. Sie hat dort also prinzipiell an ihrer Oberseite die Geschwindigkeit des Berges angenommen und trifft unmittelbar hinter dem Bergmodell, also nach dem Verlassen dieser festen Deckschicht, auf die vom Hang kommende Strömung. Während an der Oberseite also wieder ein Impulsaustausch mit der freien Strömung stattfinden kann, wird die Strömung vom Boden her wei-

terhin abgebremst (relativ zur Bewegung des Berges). Eine exakte Quantifizierung des Effekts auf die Rotorströmung dieser speziellen Reibungsbedingung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. In der abschließenden Diskussion wird er allerdings noch einmal aufgegriffen und Möglichkeiten für eine zukünftige Untersuchung zur Quantifizierung werden angegeben.

Insgesamt stellt das Rotorphänomen eine derart robuste Strömung dar, dass die beschriebenen Einflüsse des Bodens sich nicht signifikant auf die Entstehung der Rotoren auswirken, und diese (wie später gezeigt wird) sich vergleichbar mit reibungsbehafteten Randbedingungen in numerischen Simulationen ausbilden. Eine leichte Reduzierung der bodennahen Strömungsgeschwindigkeit ist dennoch nicht auszuschließen, kann aber aufgrund fehlender Referenzversuche nicht verifiziert werden.

### 3.2.2 Aufnahme- und Auswertemethoden

In diesem Abschnitt werden die Datengewinnung und die Datenverarbeitung genauer beschrieben. Dabei beruht erstere primär auf dem oben angesprochenen Versuchsaufbau bzw. den dort verwendeten technischen Hilfsmitteln zur Erfassung der untersuchten Strömung. Die Datenverarbeitung basiert auf den Daten, die durch die technischen Gegebenheiten zur Verfügung gestellt werden. Diese sind hierdurch allerdings auch in dem Maße, was technisch möglich ist beschränkt. Weiterführende Prozesse mit diesen Rohdaten, wie z. B. Mittelungen oder Berechnungen der Vorticity und der strömungsbestimmenden Parameter wie die Froude-Zahl werden im zweiten Teil dieses Abschnitts dargelegt.

#### Datengewinnung

Die Strömung im Lee des Hindernisses wurde mit Hilfe von Partikeln im Wasser sichtbar gemacht. Diese hatten ein breites Dichtespektrum, so dass sie sich nach der Eingabe in das Fluid über den gesamten Höhenbereich verteilen sollten. Da durch die neutrale bodennahe Schicht und die Inversion keine gleichmäßige Verteilung erreicht wurde (an der Inversion sammelten sich stets viele Partikel an), wurden zusätzlich während des Experiments Partikel in verschiedene Höhen, die den gesamten Höhenbereich abdeckten, gepumpt. Diese zusätzliche Injektion von Partikeln fand vor dem Berg, also einige Meter vor dem Messbereich statt, so dass daraus keine Beeinflussung der Partikelbewegungen zu erwarten war. Der Aufnahme- bzw. Messbereich, der durch die Größe der erzeugten Laserebene beschränkt war, umfasste die leeseitige Hälfte des Gebirges sowie mindestens den ersten Wellenberg der Strömung (bis auf ein Experiment). Abhängig von der Anströmgeschwindigkeit und der Wellenlänge konnten auch mehrere Wellenberge erfasst werden.

Die Laserebene befand sich nicht exakt in der Mitte des Tanks bzw. Berges, sondern leicht zu den Aufnahmegeräten hin versetzt, um den Weg für das Licht durch das Wasser zu verringern. Somit konnte die Aufnahmequalität, die sich durch Beugungen und Brechungen des Lichtes an der Inversion verschlechterte, gegenüber einer Messung in der Mitte des Tanks verbessert werden. Die Position der Ebene befand

sich trotzdem in einem Bereich, in dem die Strömung als zweidimensional betrachtet werden kann. Ein Beispiel des gesamten dreidimensionalen Strömungsfeldes ist im Anhang in Abbildung A.1 zu sehen. Dort ist klar der Übergang der ungestörten zweidimensionalen zur dreidimensionalen Struktur der Leewellen zu erkennen. Speziell im ersten Wellenberg, auf dem das Hauptaugenmerk der Untersuchungen lag, ist der mittlere Teil von den an den Rändern auftretenden Strukturen komplett unbeeinflusst. In der Breite ist der zweidimensionale Teil der Leewelle vergleichbar mit der Breite  $W$  des Hindernisses.

Der verwendete Laser war ein kontinuierlicher Argon-Laser mit einer maximalen Leistung von 20 W. Gegenüber einem gepulsten Laser, wie er beispielsweise in dem kleineren Tank verwendet wurde, hat dieser den Vorteil, dass auch Videos und die in klassischen Tankversuchen üblichen Bahnlinienbilder erstellt werden konnten.

Die Fokussierung bzw. die Reduzierung des Aufnahmebereichs auf den Bereich der Strömung, der lediglich den ersten Wellenberg und damit den ersten Rotor sowie ein Teil des Berges beinhaltet, bringt im Gegenzug den Vorteil, dass die PIV-Fotos eine höhere Auflösung im berechneten Geschwindigkeitsfeld mit sich bringen. Dies liegt daran, dass die verwendete Kamera, eine „Nikon pco.2000“, eine maximale Auflösung von 2048x2048 Pixeln besitzt und somit ein kleinerer Ausschnitt pro Pixel aufgenommen werden konnte, als wenn ein größerer Gesamtausschnitt aufgenommen worden wäre. Die PIV-Kamera, die auf den außen mitbewegten Aluminiumträgern montiert war, hat während eines Einzelexperiments, das je nach Zuggeschwindigkeit 1 bis 3 Minuten dauerte, etwa 200 bis 300 Fotos aufgenommen. Diese wurden in sogenannten „Bursts“, also Fotoreihen, die schnell hintereinander aufgenommene Fotos beinhalten, gemacht. Die Zeitdifferenz der jeweiligen „Bursts“ betrug etwa 1-3 s, während die Differenz  $\Delta t$  innerhalb der „Bursts“ dem PIV-Prozess angepasst werden musste. Je nach Zuggeschwindigkeit wurde ein  $\Delta t$  von 30-100 ms gewählt. Die Zeitspanne ergibt sich aus den unterschiedlichen Zuggeschwindigkeiten und den daraus resultierenden unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten im Lee des Hindernisses. Dabei wurden bei höheren Geschwindigkeiten kleine Zeitdifferenzen gewählt um die Verlagerung der Partikel zwischen zwei Fotos etwa gleichbleibend zu halten. Aus je einem Bildpaar der sechs Bilder pro „Burst“ konnte ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld  $\vec{v} = (u, w)$  der Strömung berechnet werden. Dafür werden auf die Fotos Gitterboxen gelegt, in denen jeweils die Partikelbewegungen relativ zueinander als vernachlässigbar klein angenommen werden. Die Partikelstruktur der Gitterboxen aus dem ersten Foto werden im zweiten Foto über eine Korrelationsfunktion identifiziert und die Verlagerung in Pixeln gemessen. So können zusammen mit der Zeitdifferenz Geschwindigkeiten ermittelt werden. Die Umrechnung von Pixel in Zentimeter als Längenmaß wurde über Messungen eines mit derselben Kamera fotografierten Maßstabs durchgeführt, der vor oder nach dem Experiment in die Laserebene gebracht wurde. Das verwendete Gitter ist nicht isotrop, aber grundsätzlich vergleichbar mit dem kartesischen Gitter einer zweidimensionalen, numerischen Simulation. Die Auflösung bzw. Gitterweite beträgt 1,8 cm in horizontaler Richtung, also etwa 14% der Berghöhe und 1,2 cm (9% der Berghöhe) in vertikaler Richtung. Sie ist somit vergleichbar mit der in zweidimensionalen, numerischen Simulationen von Rotoren verwendeten Gitterweite die zwischen 4% (DOYLE und DURRAN, 2007)

und 25% (VOSPER, 2004) liegen. Ein Unterschied ist allerdings, dass in der Vertikalen bodennah keine kleineren Gitterweiten verwendet werden konnten (wie beim oft verwendeten gestreckten Gitter in numerischen Simulationen) und somit der bodennahste Geschwindigkeitswert in den Experimenten in einer Höhe von 1,2 cm berechnet wird.

Die verwendete PIV-Software "PIVsoft" von MEUNIER *et al.* (2004) ist in der Programmiersprache MATLAB geschrieben. In der entsprechenden MATLAB-Umgebung kann diese ausgeführt und von dem Nutzer entweder interaktiv benutzt oder in ein steuerndes Programm eingebunden werden. Die Gitterboxengröße kann dabei frei gewählt werden, muss allerdings mindestens so groß sein, dass eine Mindestanzahl von 3-5 Partikeln in jeder Box enthalten sind. Bei einer geringeren Partikelanzahl in einer solchen Box würden sich keine Strukturen der Partikel ergeben, die im zweiten Foto identifizierbar sind. Durch diese Einschränkung ist die Auflösung nach oben beschränkt und kann, bei gleichbleibender Partikelgröße, nicht beliebig hoch werden. Genauere Erläuterungen zum PIV-Prozess können MEUNIER *et al.* (2004) und der dort angegebenen weiterführenden Literatur entnommen werden.

Neben den PIV-Aufnahmen, die für die quantitative Auswertung des Geschwindigkeitsfeldes notwendig waren, wurden Videos und Bahnlinienfotos erstellt. Letztere wurden mit einer gewöhnlichen Digitalkamera des Typs „Canon A200“ aufgenommen. Die Belichtungszeit von einer Drittel Sekunde machte dabei die Partikelbahnen sichtbar (s. Beispiel in Abb. A.3). Vor allem im Bereich der laminaren Wellenströmung sind hiermit erste Abschätzungen der Geschwindigkeiten, vor allem der relativen Geschwindigkeiten sichtbar. Der turbulente Bereich der Strömung im Rotor zeichnet sich dadurch aus, dass die Linien sehr kurz sind (teilweise nur Punkte), wodurch sich die Bewegungsrichtung der Partikel nicht sicher erschließen lässt. Insgesamt liefert diese Methode einen guten Eindruck der instantanen Strömungsverhältnisse, die in den folgenden Abschnitten zum direkten Vergleich mit den PIV-Feldern verwendet werden. Ein Vorteil dieser Aufnahmen gegenüber der PIV ist, dass sie direkt nach dem jeweiligen Versuch zur Verfügung standen und eine zeitnahe erste Analyse der Experimente ermöglichten.

Als weitere Aufnahmegeräte wurden Videokameras eingesetzt, die vor allem die zeitliche Entwicklung erfassten. Eine dieser Kameras befand sich zusammen mit den digitalen Fotokameras seitlich des Tanks und konnte ausschließlich im Bereich der Fenster Aufnahmen machen. Eine weitere Videokamera befand sich oberhalb der Wasseroberfläche und zeichnete die gesamte Entwicklung der Strömung von Beginn an auf. Dabei sind teilweise größere Ausschnitte der Strömung als bei den PIV-Bildern aufgenommen worden, so dass in diesen Videos oft der zweite Wellenberg mit erfasst wurde.

Zur Auswertung der Experimente wurden alle aufgenommenen Daten verwendet. Die Videos und Bahnlinienbilder geben einen qualitativen Eindruck der Strömungsverhältnisse und deren zeitlicher Entwicklung. Die Berechnung der Geschwindigkeitsfelder mit Hilfe der PIV-Software hat wesentlich mehr Zeit in Anspruch genommen als die Analyse der anderen beiden Aufnahmemethoden. Die Ergebnisse liefern allerdings detaillierte Daten zur Strömungsgeschwindigkeit. Die Weiterverarbeitung dieser Daten wird im Folgenden näher erläutert.

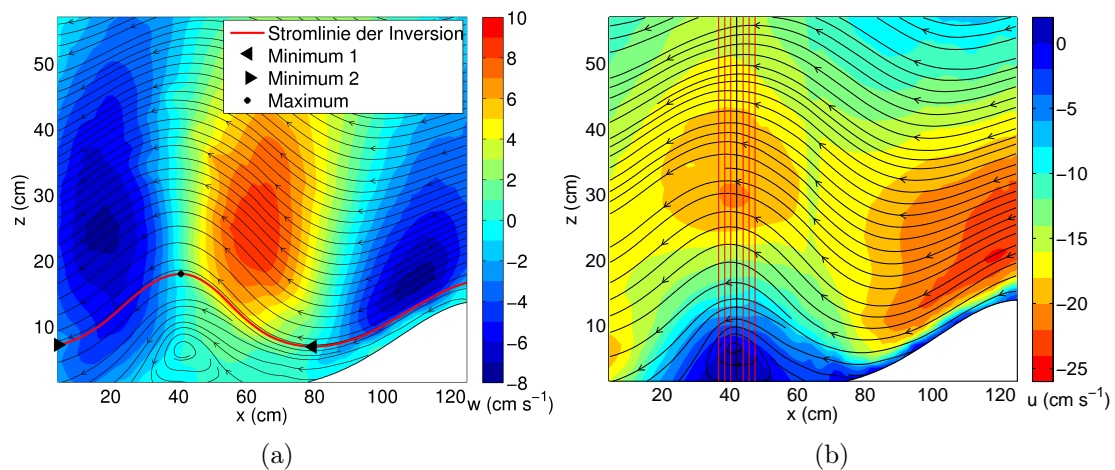
## Datenverarbeitung

Zur Analyse der Daten wurden verschiedene Techniken angewandt, die in diesem Abschnitt näher erläutert werden. Es wurden einerseits die gemessenen Werte der Parameter, die in die strömungsbeschreibenden Parameter (Froude-Zahl und dem Verhältnis aus Hindernis- zu Inversionshöhe) eingehen, benötigt. Andererseits wurden die instantanen Geschwindigkeitsfelder aus dem PIV-Prozess weiterverarbeitet, um eine umfangreiche quantitative Analyse der jeweiligen Leeströmung zu ermöglichen.

Für die Berechnung von  $F_i$  und  $H/z_i$  wurden die Daten aus der Dichtemessung verwendet. Aus dem nach jeder Füllung gemessenen Vertikalprofil konnten die Werte von  $N$  der oberen Schicht, die Inversionshöhe  $z_i$  und die Inversionsstärke  $\Delta\theta$  berechnet werden. Während ersterer Wert direkt aus dem konstant stabil geschichteten Bereich erhalten wurde, mussten für die Inversion Übergänge zur jeweils angrenzenden Schicht definiert werden. Da diese nicht in einem Sprung ineinander übergegangen sind, wie es beispielsweise im idealisierten Dichteprofil oder im Initialprofil numerischer Simulationen der Fall ist, sind die Werte an diesen Übergängen nicht eindeutig feststellbar. Als Grenzen der Inversion wurden die Punkte definiert, an denen sich die Steigung relativ zur angrenzenden, neutralen bzw. stabilen Schicht signifikant ändert. Dies wurde in gleicher Weise für alle gemessenen Dichteprofile durchgeführt, so dass eine einheitliche Berechnung der Inversionshöhe und -stärke gewährleistet werden kann. Die mittlere Höhe der oberen und unteren Inversionsgrenze ist dabei die Inversionshöhe. Dies ist auch in etwa der Wendepunkt des Dichteprofiles. Ein Beispiel einer Dichtemessung mit den zugehörigen berechneten Werten wird im Abschnitt A.2 gegeben.

Für die Einteilung der beobachteten Strömungsregime nach VOSPER (2004) wurden, neben den Bahnlinienbildern, zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder der PIV-Daten verwendet. Durch die Mittelung werden Fluktuationen in der Geschwindigkeit, die die Erfassung des Hauptrotors erschweren, vernachlässigt. Die zeitliche Mittelung wurde über alle zur Verfügung stehenden Geschwindigkeitsfelder, die aus den Rohbildern, die im Bereich der Glasscheiben des Tanks aufgenommen wurden, erstellt. Je nach Zuggeschwindigkeit beträgt die Gesamtzeit, die sich das Hindernis in diesem Teil des Tanks befand, etwa 40-60 s, in denen bis zu 300 Aufnahmen gemacht werden konnten. Durch Ausschluss einiger qualitativ nicht ausreichender Rohbilder reduzierte sich diese Zahl auf etwa 75 bis 200 Bilder. Zum Ausschluss der Bilder führten z. B. Ränder an den Fensterscheiben, Luftblasen oder zu geringer Partikeldichten im Aufnahmebereich. Die qualitativ hochwertigen Bilder wurden sowohl für die Mittelung als auch für eine Analyse der instantanen Daten verwendet. Dabei wurden u. a. die Maximalwerte der Rückströmgeschwindigkeit im Rotor, die während des Versuchs gemessen wurden, ermittelt.

Wie die Werte für die Rotorstärke, Wellenlänge und Amplitude konkret berechnet wurden, wird im Folgenden beschrieben. Die Geschwindigkeitsfelder in Abbildung 3.3 zeigen ein Beispiel eines Rotors. Die Felder von  $u$  und  $w$  sind zeitlich gemittelt. Des Weiteren sind jeweils die Stromlinien, die aus den zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeld mittels der MATLAB Funktion „streamslice“ berechnet wurden,



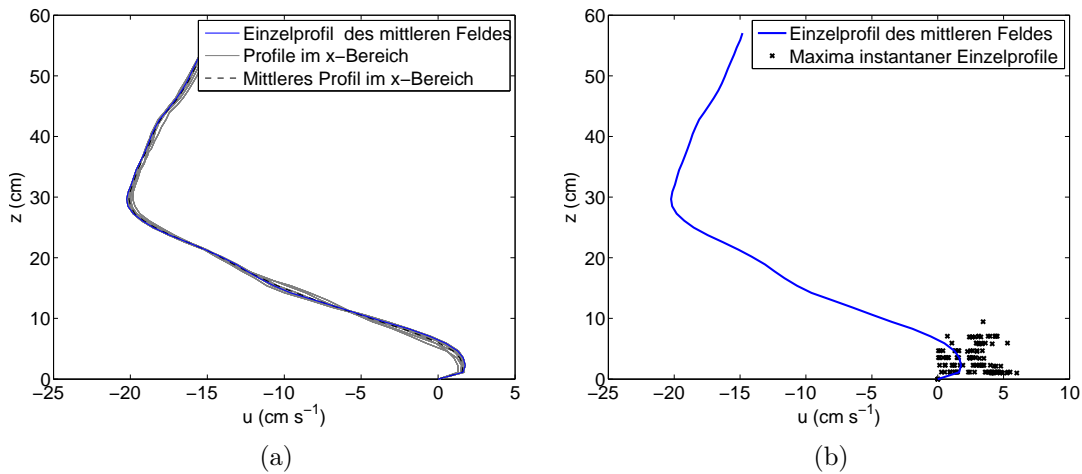
**Abbildung 3.3:** Beispiel eines Rotors im Laborexperiment zur Veranschaulichung der Berechnung der Wellenlänge und -amplitude sowie der Rotorstärken. Es sind jeweils die Stromlinien mit (a) dem Feld der Vertikalgeschwindigkeit und (b) dem Feld der Horizontalgeschwindigkeit dargestellt. In (a) ist zusätzlich die Stromlinie der Inversion (rot) und ihre Extremwerte markiert. In (b) sind die Linien für die Profilentnahmen für die räumliche Mittelung und das Geschwindigkeitsmaximum im Rotor schwarz dargestellt.

dargestellt.

In Abbildung 3.3 (a) ist zusätzlich die Stromlinie, die in etwa die Inversion repräsentiert, rot dargestellt. Sie wurde separat mit der Funktion „streamline“ berechnet. In diesem Fall beginnt die Stromlinie 3 cm oberhalb der Berghöhe, also am oberen Rand der ursprünglichen Höhe der Inversionsschicht ( $z_i$  ist hier etwa 12 cm). Ein niedrigerer Startwert für die Berechnung wäre hier physikalisch nicht sinnvoll gewesen, da die Stromlinien unterhalb der rot markierten Stromlinie im Rotor enden und somit nicht die Inversion repräsentieren. Für andere Fälle mit höher liegenden Inversionen wurde der Startwert für die Berechnung an die Höhe der ruhenden Inversion angepasst. Die Berechnungen sind zur Verifizierung mit den Bahnlinienfotos verglichen worden, in denen die Inversion durch eine hohe Partikeldichte sichtbar ist.

Aus den gekennzeichneten Extremwerten der roten Linie wurden die Wellenlänge und -amplitude berechnet. Letztere ist aus der mittleren Höhendifferenz des Maximums jeweils zum ersten und zum zweiten Minimum berechnet worden. Da nicht in jedem Experiment das zweite Minimum im Bereich der Aufnahme enthalten war - in dem hier gezeigten Fall liegt das echte zweite Minimum etwas weiter links außerhalb des Bildes - wurde zusätzlich die Amplitude als Differenz des ersten Minimums und des Maximums berechnet. Zu beachten ist, dass diese Definition der Amplitude dem Gesamtausschlag entspricht. Auf gleiche Weise, nur mit der Isentrope, wurde die Berechnung der Amplitude von HERTENSTEIN (2009) durchgeführt. Die beiden genannten Amplituden werden in der späteren Auswertung als  $A_{TT}$  (Amplitude Tal-Spitze-Tal) und  $A_{TS}$  (Amplitude Tal-Spitze) bezeichnet.

Das rechte Bild in Abbildung 3.3 dient der Veranschaulichung der Entnahme von Profildaten zur Berechnung der Rotorstärke. Prinzipiell ist der Rotormittelpunkt



**Abbildung 3.4:** Beispiele von Vertikalprofilen der Horizontalgeschwindigkeit im Rotor. (a) Die in Abbildung 3.3 (b) gekennzeichneten Profile im Rotor. (b) Gemitteltes Profil wie in (a) mit zeitlichen Fluktuationen der Rotorstärke als Kreuze.

senkrecht unterhalb des Wellenbergmaximums lokalisiert und könnte somit aus dem Profil berechnet werden, das in 3.3 (a) das als schwarzen Punkt gekennzeichnete Maximum schneidet. Da nicht alle beobachteten Rotorfälle eine Symmetrie zu einer senkrechten Achse durch den Rotor, aufweisen, sind die Profile direkt an den Rotor bzw. dessen Lage gekoppelt worden. Wenn möglich schneiden sie die Fläche, die von der geschlossenen Stromlinie umgeben wird in ihrem Mittelpunkt (dieser Punkt entspricht dem Rotormittelpunkt). In Abbildung 3.3 (b) ist das die schwarze vertikale Linie. Das dazugehörige Profil wird im Weiteren als „Einzelprofil“ bezeichnet. Neben dem Einzelprofil wurde ein räumliches Mittel erstellt, das, je nach Größe der Rotorzirkulation, etwa den gesamten Rotor repräsentiert. Der Bereich wird im Folgenden als „ $x$ -Bereich“ bezeichnet und umfasst einen 10 cm breiten Teil der Strömung symmetrisch um das Einzelprofil. Die dabei berücksichtigten Profile des diskretisierten Gitters sind in Abbildung 3.3 (b) rot dargestellt.

Die zur Abbildung 3.3 (b) gehörenden Profile sind in Abbildung 3.4 (a) dargestellt. Da hier ein ausgeprägter Rotor unterhalb eines relativ achsensymmetrischen Lee-wellenfeldes vorliegt, verlaufen alle Profile im  $x$ -Bereich ähnlich. Das Mittel des  $x$ -Bereichs aus den grauen Kurven und dem Einzelprofil (blau) ist schwarz gestrichelt dargestellt. Die Rotorstärke wird analog zu DOYLE und DURRAN (2002) als maximales Rückströmen unterhalb des Wellenberges definiert und als  $\bar{u}_r$  (zeitlich gemittelt) bezeichnet. In den Profilen von Abbildung 3.4 (a) erreicht jeweils der bodennahste Geschwindigkeitswert (unterster Wert aus PIV-Berechnungen) das Maximum. Da in dieser Arbeit auch Anströmungen von links dargestellt werden, in denen negative Rückströmwerte auftreten, ist die Rotorstärke stets als Betrag berechnet worden. Das absolute räumliche Maximum der Rotorstärke im gesamten Rotor wurde aus der maximalen Geschwindigkeit aller Profile im  $x$ -Bereich entnommen. In Abbildung 3.4 (a) trifft dies auf die blaue Kurve zu, die das Einzelprofil in der Mitte des  $x$ -Bereichs zeigt und in diesem Fall durch den Rotormittelpunkt verläuft. Es liegen aber auch Geschwindigkeitsfelder vor, in denen die maximalen Rückström-



werte am Rand des Mittelungsbereichs aufgetreten sind, weshalb sich diese Art der räumlichen Mittelung als sinnvoll herausgestellt hat. In dem hier dargestellten Fall ist die Rotorstärke des Einzelprofils größer als die des räumlichen Mittels über den  $x$ -Bereich (s. Abb. 3.4). Im Randbereich (graue Kurven) nehmen die Geschwindigkeiten ab. Insgesamt liegen für die Rotorstärke also die Werte aus dem Einzelprofil, dem räumlichen Mittel und dem absoluten Maximum des  $x$ -Bereichs vor.

Die Art der Datenentnahme, wie sie hier anhand des zeitlich gemittelten Feldes erläutert wurde, ist zu jedem ausgewerteten Zeitpunkt durchgeführt worden, so dass zusätzlich instantane Werte der Rotorstärke vorliegen. Ein Beispiel für die zeitlichen Fluktuationen der Rückströmgeschwindigkeit im Rotor ist in 3.4 (b) dargestellt. In diesem Fall markieren die Kreuze die Geschwindigkeitsmaxima  $u_r$  und ihre zugehörige Höhe  $z(u_r)$  aus dem jeweiligen instantanen Einzelprofil. Zusätzlich ist das zeitlich gemittelte Einzelprofil (blau) dargestellt. Es ist dasselbe wie in der nebenstehenden Abbildung und soll der besseren Einordnung der Einzelwerte der Rotorstärke bzgl. der gemittelten Rotorstärke dienen.

Für weiterführende Vergleiche mit numerischen Simulationen wurden aus dem zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeld die horizontale Vorticity  $\eta$  nach Gleichung 2.1 berechnet. Auf dem diskretisierten Gitter der zugrunde liegenden PIV-Daten wurde dabei ein zentriertes Differenzschema angewandt. Da bei der Berechnung von  $\eta$  Messunsicherheiten von zwei Geschwindigkeitsdifferenzen und zwei räumlichen Differenzen einfließen, ist für instantane Vorticityfelder zusätzlich eine zeitliche Mittelung über die einzelnen „Bursts“ vollzogen worden. Der Zeitraum ist vernachlässigbar klein, so dass das Feld immer noch als instantan angesehen werden kann, jedoch sind Fehler in einzelnen Datenfeldern im gemittelten Feld weniger stark ausgeprägt.

Die in diesem Abschnitt dargelegten Methoden zur Berechnung der relevanten Größen zur Beschreibung des Leewellenfeldes und der Rotoren wurden sowohl auf die Daten aus den Laborexperimenten als auch auf die numerisch berechneten Daten des folgenden Kapitels angewandt.

### 3.3 Ergebnisse der Laborexperimente

Das vorliegende Unterkapitel liefert einen Überblick der in den Experimenten erhaltenen Ergebnisse. Ein Teil dieser Ergebnisse wurde bereits veröffentlicht und kann der Publikation im Anhang A.2 entnommen werden. Sie zeigen die im Labor beobachteten Strömungsregime und deren Einteilung in ein Strömungsregime-Diagramm. Dabei wurden sowohl zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder als auch Bahnlinienfotos zur Analyse verwendet. Die Publikation wurde inhaltlich nicht gekürzt und enthält somit auch eine Einleitung in die Thematik der Rotoren und einen Grundlagenteil zu den Laborexperimenten mit Darstellungen zum Tank und zur Schichtung des Salzwassers. Des Weiteren ist dort eine übersichtliche Auflistung zum verwendeten „Setup“ zu finden.

In den folgenden Abschnitten werden die beobachteten Rotorfälle quantitativ und hinsichtlich ihrer zeitlichen Entwicklung untersucht. Zunächst findet eine Untersuchung der Experimente auf die gemessenen Wellenlängen statt, um die Vergleich-

barkeit der Ergebnisse sowohl mit numerischen Simulationen als auch mit Beobachtungen in der Atmosphäre zu verifizieren.

### 3.3.1 Analyse der Wellenlängen

Um die Übertragbarkeit der Experimente und somit auch die in A.2 gezeigten Ergebnisse der Strömungsregime auf die Atmosphäre zu verifizieren, werden in diesem Abschnitt die in den Experimenten beobachteten Wellenlängen mit denen aus der linearen Theorie errechneten Wellenlängen verglichen. Der direkte Vergleich mit numerischen Simulationen (z. B. von VOSPER, 2004) oder mit Beobachtungen würde sich aufgrund der Unterschiede in der Bergform und den Anströmbedingungen schwieriger gestalten.

VOSPER (2004) überprüfte die Anwendbarkeit der linearen Theorie auf die Ergebnisse der numerischen Simulationen. Dabei stellte sich heraus, dass die aus dem numerischen Modell erhaltenen Wellenlängen gut mit den Berechnungen aus der Theorie übereinstimmen. Dies war sowohl für „Free-slip“ als auch für „No-slip“-Simulationen gültig, d.h. dass die durch Bodenreibung entstehende Grenzschicht keinen signifikanten Einfluss auf die Länge der sich ausbildenden Wellen hat.

Des Weiteren vergleicht VOSPER (2004) Modellergebnisse mit den Resultaten aus der linearen Theorie bzgl. der Wellenamplitude, genauer gesagt, mit Werten der Vertikalgeschwindigkeit. Dabei stellte sich eine deutliche Abhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit von der Bergform heraus, so dass eine Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den analytischen Werten aus der Theorie nur bei relativ geringen Berghöhen oder relativ großen Werten der Inversionshöhe  $z_i$  erreicht wurde. Ähnlich verhält sich die Abhängigkeit der Wellenamplituden von der Längenskala des Berges. Für in Strömungsrichtung relativ kurze Gebirge stimmen die Ergebnisse der linearen Theorie mit denen der numerischen Simulationen überein. Wenn das Verhältnis der Berglänge zur Wellenlänge allerdings den Wert eins übersteigt, vergrößert sich die im Modell erhaltene Amplitude der Vertikalgeschwindigkeit um ein vielfaches im Vergleich zu der Vertikalgeschwindigkeit der Theorie. Als Gründe für diese Diskrepanzen werden bei VOSPER (2004) nichtlineare Prozesse angegeben, die in der angewandten Theorie nicht berücksichtigt werden. Aus diesem Grund, und da die letztgenannte Bedingung ( $L/\lambda \lesssim 1$ ) nur in einem der in diesem Kapitel gezeigten Experimente erfüllt wurde, wird in diesem Unterkapitel die Wellenlänge  $\lambda$  mit den entsprechenden Werten aus der linearen Theorie verglichen.

Ein Aspekt, der in den Tankexperimenten zu berücksichtigen ist, ist die vertikale Begrenzung durch die freie Oberfläche des Fluids, die dazu führt, dass die Wellen sich vertikal nicht beliebig ausbreiten können. Stattdessen werden sie an dieser Deckelschicht reflektiert und modifizieren somit das gesamte Leewellenfeld. Dies ist ein Unterschied zu den in der Natur auftretenden Wellen, wo sich die Wellen je nach Schichtung in der gesamten Troposphäre oder noch weiter ausbreiten können. Bei den meisten numerischen Simulationen verhindert eine Dämpfungsschicht meist in einer Höhe von zehn Kilometern oder mehr (z. B. VOSPER, 2004) sowohl die weitere vertikale Ausbreitung der Wellen als auch Reflektionen. Im großen Tank lag die Wasseroberfläche bei etwa 90 cm über dem Tankboden, was der siebenfachen Berghöhe

entspricht. Auf den im nächsten Kapitel verwendeten Berg der Grobstruktursimulationen, der im Modellmaßstab eine Höhe  $H = 480$  m hat, übertragen, entspricht das einer Höhe von etwa 3500 m. Im Mittel ist allerdings die gesamte Atmosphäre stabil geschichtet und somit prinzipiell schwingungsfähig, so dass diese Höhe um ein vielfaches überschritten wird.

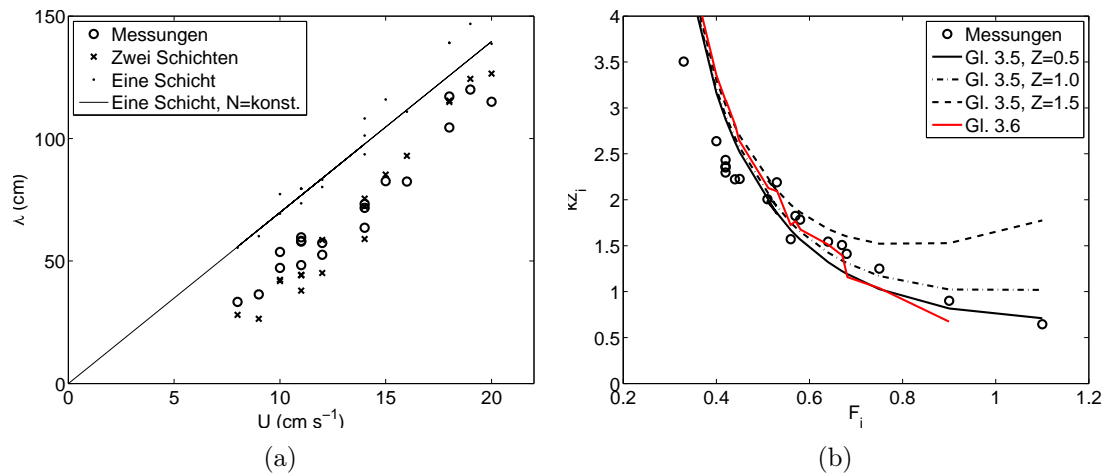
Dass die Experimente trotzdem auf die Atmosphäre übertragen werden können, wird im Folgenden gezeigt. Zunächst wird kurz die von VOSPER (2004) hergeleitete und verwendete analytische Lösung zur Berechnung der Wellenlängen dargestellt. Auf den genauen Weg der Herleitung wird an dieser Stelle verzichtet. Ausgegangen wird von der Boussinesq-approximierten Bewegungsgleichung flacher Konvektion in linearisierter Form. Die Überströmung findet über ein rein zweidimensionales Hindernis in einem idealisierten Zweischichten-Modell statt. Unter Vernachlässigung der Grenzschichteffekte, also einer „Free-slip“-Bedingung, wird ein höhenkonstantes Anströmen angenommen. Mittels Wellenansatz für die jeweilige Schicht kann aus der Lösung für die untere Schicht die zu stationären Wellen gehörende Singularität ausgedrückt werden, welche umgeformt werden kann zu

$$F_i^2 = \left[ z_i \left( \frac{|k|}{\tanh(|k|z_i)} + \left( k^2 - \frac{N^2}{U^2} \right)^{1/2} \right) \right]^{-1}. \quad (3.2)$$

Diese implizite Form für die Wellenlänge  $\lambda$  ausgedrückt durch die Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$  vereinfacht sich unter der Annahme, dass  $|k|z_i \gg 1$  gilt zu

$$|k|z_i \approx \frac{1}{2} \left( \frac{1}{F_i^2} + Z^2 F_i^2 \right). \quad (3.3)$$

Mit Hilfe dieser expliziten Form der Lösung für die Wellenzahl können die von der Inversion modifizierten Wellenlängen berechnet werden. In Abbildung 3.5 (a) sind die gemessenen Wellenlängen als Kreise in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit zusammen mit den Ergebnissen der linearen Theorie dargestellt. Die in Gleichung (3.3) einfließenden Werte von  $F_i$ ,  $Z$  und  $z_i$  sind aus den jeweiligen Messungen der Dichteprofile berechnet worden. Die Ergebnisse sind als Kreuze dargestellt. Zum Vergleich sind die entsprechenden Ergebnisse aus Gleichung (2.3) für eine einfache stabile Schicht als Punkte eingezeichnet. Die durchgezogene Linie zeigt den linearen Verlauf bei einem konstanten Wert für  $N$  von 0,9. Dies entspricht etwa der mittleren Brunt-Väisälä-Frequenz aller Experimente. In diesen Graphen sind fast alle Experimente, die im Strömungsregime-Diagramm im Abschnitt A.2 dargestellt werden, berücksichtigt. Ausgenommen wurden die als hydraulische Sprünge eingeteilten Fälle. Außerdem konnte bei einem Versuch, die Wellenlänge nicht wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, gemessen werden, da dieser außerhalb des PIV-Aufnahmebereichs war. Die Klassifizierung dieses Versuchs wurde anhand von Video- und Bahnlinien-aufnahmen durchgeführt. Die Wellenlängenmessung anhand dieser Aufnahmen ist allerdings mit größeren Unsicherheiten behaftet, als die Methode mittels PIV-Daten. In der Abbildung 3.5 (a) kann der lineare Anstieg der Wellenlänge mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit erkannt werden. Die Inversion und die neutrale Schicht unterhalb der Inversion bewirken eine Verkürzung der Wellenlänge gegenüber ei-



**Abbildung 3.5:** Vergleich der gemessenen Wellenlänge mit den entsprechenden Werten der Theorie. a) Abhängigkeit der Wellenlänge von der Anströmgeschwindigkeit im Vergleich zur linearen Theorie nach Gleichung (3.3) für ein und zwei Schichten, b) Abhängigkeit der Wellenzahl für zwei Schichten nach Gleichung (3.2) und (3.3) von der Froude-Zahl.

nem einfach stabil geschichteten Medium. Die Werte der Messungen liegen für alle Versuche im Bereich der analytischen Werte aus Gleichung (3.2). Die maximalen Differenzen der jeweiligen Wellenlängen betragen etwa 10 cm. Es sei angemerkt, dass bei mehreren Daten derselben Geschwindigkeit  $U$  jeweils die näher beieinander liegenden Werte von Messungen und Theorie auf denselben Daten basieren. Prinzipiell liegen für jeden Messwert zwei berechnete Werte, die auf der jeweiligen Theorie beruhen, vor (Kreuze bzw. Punkte). Dort, wo die Anzahl der Kreise und Kreuze bzw. Punkte derselben Geschwindigkeit nicht übereinstimmen, liegen zwei oder mehrere gleiche Symbole übereinander. Beim Vergleich der Abweichungen der gemessenen Längen zu den nach Gleichung (3.2) berechneten, fällt auf, dass die kleinen Wellenlängen im Experiment tendenziell über- und die großen Wellenlängen unterschätzt werden.

Die in Abbildung 3.5 (a) gezeigten Daten der analytisch berechneten Wellenlängen aus der Gleichung (3.2) unterliegen der Annahme, dass  $|k|z_i \gg 1$  gilt. Dies ist für fast alle Experimente der Fall. Allerdings sind in Versuchen mit langen Wellen und niedrigen Inversionshöhen auch Werte unter eins erhalten worden, wobei das Minimum bei  $|k|z_i = 0,65$  liegt. In der rechten Abbildung ist deshalb neben den schwarzen Linien, die die Ergebnisse aus Gleichung (3.2) für verschiedenen Werte von  $Z$  zeigen, die Linie für die Werte aus Gleichung (3.3) dargestellt (rote Linie). Die jeweiligen Werte der Froude-Zahl wurden mit Gleichung (3.2) iterativ aus den gemessenen Wellenlängen berechnet. Für den Versuch mit  $F_i > 1$  wird der Wurzelterm in (3.2) negativ. Der zackige Verlauf der roten Kurve spiegelt vor allem den Einfluss der unterschiedlich stabilen, oberen Schichtungen und der verschiedenen hohen Inversionen wider. Ersterer ist auch in Abbildung 3.5 (a) anhand der Punkte zu sehen. Dort fließen nur die Brunt-Väisälä-Frequenz und die Anströmgeschwindigkeit ein, so dass bei gleicher Geschwindigkeit nur die Schichtung für die unterschiedlichen Wellenlängen verantwortlich ist.

Die Differenzen der Schichtung und der Anströmgeschwindigkeiten sind in den drei schwarzen Kurven für je ein konstantes  $Z$  nicht enthalten. Der tatsächliche Wert von  $Z$  in den Experimenten nimmt von etwa 0,5 bei  $F_i \gtrsim 0,8$  über 1,0 bei  $F_i \approx 0,8$  auf 1,5 bei  $F_i \lesssim 0,45$  ab. Da die Unterschiede der Kurven für kleine Froude-Zahlen kaum mehr feststellbar sind, kann als Orientierung die schwarze durchgezogene Linie genommen werden, die im Bereich der großen Froude-Zahlen zutreffend ist. Es kann festgehalten werden, dass die Vereinfachung der Gleichung (3.2) keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse hat, zumal auch die Gleichung (3.3) in dem relevanten Wertebereich nur bedingt anwendbar ist, da der Wurzelterm bei großen Geschwindigkeiten negativ wird. Die Messdaten stimmen relativ gut mit den theoretischen Werten überein, wobei größere Wellenzahlen größere relative Abweichungen durch Messungenauigkeiten nach sich ziehen. Eine Quantifizierung der Unsicherheiten der Messungen der Wellenlängen wird im abschließenden Diskussionsteil am Ende des Kapitels vorgenommen.

Neben den Wellenlängenmessungen wurden sieben zusätzliche Experimente durchgeführt, die den Einfluss der Reflexionen an der freien Grenzfläche Wasser-Luft und die Bedeutung der stabilen Schicht oberhalb der Inversion aufzeigen sollen. Dafür wurde diese durch eine neutrale Schicht gleicher vertikaler Ausdehnung ersetzt. Die Analyse dieser Daten, die hier nicht angeführt sind, zeigt, dass sich die Wellenlänge, wie durch die lineare Theorie vorhergesagt, leicht vergrößert. Die Differenz dieser Ergebnisse im Vergleich zu den Experimenten mit stabiler oberer Schicht liegt im Bereich der Differenzen der analytischen Lösungen mit neutraler und stabiler oberer Schicht. Der Einfluss der unterschiedlichen Stabilität der Schichtung auf die Rotorströmung, die sich in den Experimenten mit zwei neutralen Schichten im vergleichbaren Bereich des Strömungsregime-Diagramms bildeten, ist nicht signifikant. Beim Vergleich zweier Versuche mit denselben Werten der Froude-Zahl und dem Verhältnis der Hindernishöhe zur Inversionshöhe zeigt sich, dass sowohl die Ausmaße des Rotors, also die Rotorhöhe und der Rotordurchmesser als auch die Rotorstärke etwa gleich groß sind. Als Beispiel sei die mit der Anströmgeschwindigkeit normierte Rotorstärke des zeitlich gemittelten Feldes genannt, die bei beiden Versuchen 0,35 bzw. 0,36 beträgt. Dies sind auch die größten gemessenen Werte für gemittelte Felder in den untersuchten Experimenten. Der hier angeführte Rotorfall mit stabiler oberer Schicht wird im nächsten Abschnitt genauer betrachtet, weshalb auf eine graphische Darstellung an dieser Stelle verzichtet wird.

Aus diesem Beispiel und den anderen sechs Versuchen mit neutraler oberer Schicht zeigt sich, dass die Inversion selbst ein mögliches hinreichendes Kriterium, bzgl. der Schichtungsbedingungen, für die Entstehung der Rotoren darstellt. Die vertikale Ausbreitung der Wellen und die Einflüsse der Reflexionen scheinen dagegen vernachlässigbar zu sein.

### 3.3.2 Analyse der Rotoren in zeitlich gemittelten Feldern

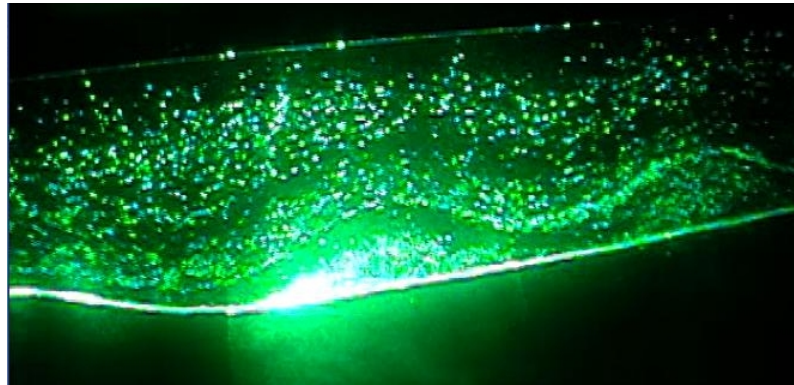
Die bisher gezeigten Ergebnisse basierten auf zeitlich gemittelten Daten der Geschwindigkeitsfelder. Diese wurden zur Einteilung der Strömungsregime genutzt. Dabei wurde nach „Rotor“, „kein Rotor“ bzw. „Leewelle“ und „hydraulischer Sprung“

unterschieden (s. Abschnitt A.2). In diesem Abschnitt werden die 14 im großen Tank beobachteten Rotorfälle hinsichtlich ihrer Rotorströmung genauer betrachtet. Die Daten aus dem kleineren Tank werden hier nicht weiter berücksichtigt, da sie aufgrund der gröberen Auflösung weniger detailliertere Ergebnisse liefern, als die Ergebnisse aus dem großen Tank. Eine Übersicht der Experimente, die im kleinen Tank durchgeführt wurden ist in KNIGGE (2008) zu finden.

Zunächst werden einige Unterschiede zwischen den beobachteten Rotorfällen dargelegt. Es folgt eine genaue Analyse der Stärken, Dimensionen und weiterer Parameter der gemittelten Felder. Die zeitlichen Variationen einiger dieser Größen werden im nächsten Abschnitt behandelt.

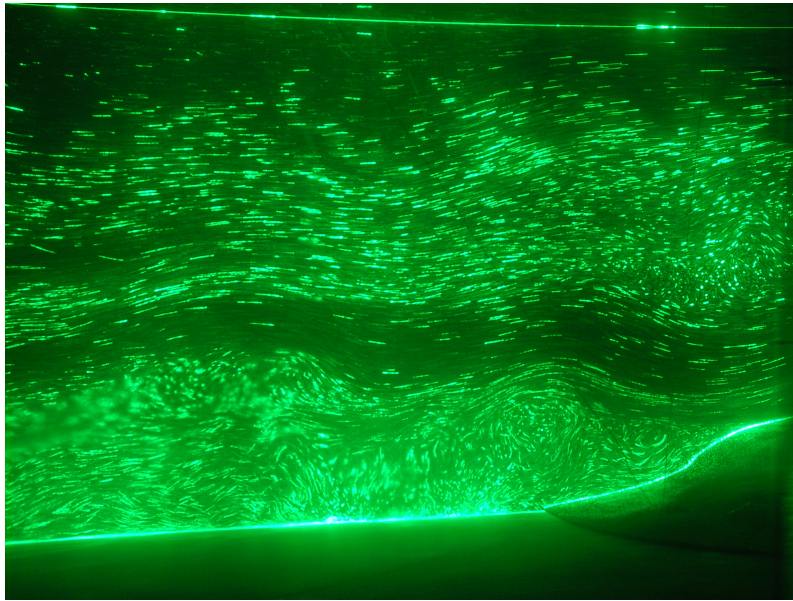
In Kapitel 2 wurden einige unterschiedliche Rotortypen aufgelistet, die von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN (2009) klassifiziert wurden. Der Fokus der hier dargestellten Rotoren liegt auf dem Typ 1-Rotor. Es sind aber auch bei diesem einige Unterschiede im Zusammenhang mit dem übergeordneten Leewellenfeld und in den Dimensionen beobachtet worden, die bei der Einteilung nach HERTENSTEIN (2009) nicht beobachtet oder berücksichtigt wurden. So ist der im Abschnitt A.2 dargestellte Rotor unterhalb des ersten Wellenberges eines Leewellenzuges entstanden, welcher sich stromabwärts fortpflanzt. Die Geschwindigkeitsfelder konnten nur im Bereich dieses ersten Rotors aufgenommen und somit ausgewertet werden. In Videoaufnahmen, die von der oberhalb der Wasseroberfläche installierten Kamera erstellt wurden, ist ein weiterer Wellenberg zu sehen, unter dem sich ein weiterer Rotor oder zumindest ein Bereich geringer Strömungsgeschwindigkeiten befindet. Abbildung 3.6 zeigt eine Momentaufnahme dieses Videos. Es wurde schräg von oben aufgenommen, so dass die Aufnahme lediglich der qualitativen Analyse dient. Aufgrund der Kameraposition erfolgt die Anströmung hier von links. Das Hindernis ist folglich unten links im Bild zu sehen. Die gerade, helle Linie im oberen Bildbereich ist die Wasseroberfläche. Die Analyse des Videos zeigt, dass sich unterhalb des zweiten Wellenberges ebenfalls eine rotorartige Strömung, zumindest mit einem Bereich stagnierender Strömung, befindet. Die Länge und Amplitude des zweiten Wellenberges unterscheidet sich nicht signifikant von der des ersten. Es liegt nahe, dass sich der Wellenzug um weitere Wellenberge ausdehnt. Dies konnte aber weder festgehalten noch beobachtet werden, da nur der hier dargestellte Teil der Strömung ausgeleuchtet wurde. Das im Anhang gezeigte Foto aus dem kleinen Tank (Abb. A.1) von einem Versuch, bei dem ebenfalls geführte Leewellen auftraten, zeigt die gesamte dreidimensionale Struktur des Wellenfeldes in diesem Bereich. In Beobachtungen und Fotos, die mangels Qualität hier nicht gezeigt werden, sind mehr als vier Wellenberge gezählt worden.

Neben diesem leewellenbehafteten Rotorfall, bei dem mehrere Wellenberge und Rotoren auftreten und der auch in vielen Publikationen dargestellt ist (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004; DOYLE und DURRAN, 2007), wurde in den Experimenten ein weiterer Rotortyp beobachtet. Bei diesem ist unter dem ersten Wellenberg ein vergleichbarer Rotor wie in dem oben beschriebenen Fall zu sehen. Die Wellenlänge entspricht der aus der linearen Theorie berechneten Länge (s. Unterkapitel 3.3.1). Stromabwärts hinter dem ersten Wellenberg geht die bodennahe Strömung allerdings in eine teilweise turbulente Zone über, die sich horizontal über



**Abbildung 3.6:** Momentaufnahme aus einem Video des in Abschnitt A.2 gezeigten Rotors. Sie zeigt die Leeströmung des Berges (links unten) mit zwei Wellenbergen und den Rotoren unterhalb dieser.

den gesamten Bildbereich erstreckt. Die vertikale Erstreckung dieses Bereichs entspricht etwa der Höhe, die der Rotor unterhalb der Inversion eingenommen hat (s. Abb. 3.7). In der stabilen oberen Schicht sind insgesamt zwei Wellenberge zu erkennen. Einer oberhalb des Rotors und der zweite oberhalb der Inversion, die als Schnittstelle der neutralen und stabilen Schicht sprungartig ansteigt oder sich aufteilt. Durch den sprungartigen Verlauf der Inversion reduziert sich die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich. Außerdem wird das Ausbreiten der geführten Wellen entlang der Inversion, wie im vorher beschriebenen Rotorfall, unterdrückt. Die zum beschriebenen Bahnlinienfoto gehörenden, zeitlich gemittelten Horizontalgeschwindigkeiten sind in Abbildung 3.8 (a) dargestellt. In der dort gezeigten Strömung, mit den Parameterwerten  $F_i = 0,42$  und  $H/z_i = 0,63$ , fallen drei Bereiche mit geringen negativen oder positiven Geschwindigkeiten entgegen der Anströmrichtung auf (blaue Farbtöne). Neben dem Rotor unterhalb der Inversion, der positive Geschwindigkeiten von über  $3 \text{ cm s}^{-1}$  erreicht, ist über dem Berg in einer Höhe zwischen  $30 \text{ cm}$  und  $45 \text{ cm}$  ein Bereich geringer negativer Strömungsgeschwindigkeiten zwischen  $-1 \text{ cm s}^{-1}$  und  $-2 \text{ cm s}^{-1}$  zu sehen. In einigen Arbeiten wird dieser Teil der Strömung ebenfalls als Rotor bezeichnet (z. B. SMITH und SKYLLINGSTAD, 2009). In einem der Experimente mit ähnlichem Strömungsmuster wurde an dieser Stelle ein Rückströmen gemessen, so dass dort tatsächlich von einer rotierenden Bewegung gesprochen werden kann. Dieses Phänomen oberhalb der Inversion, die in Abbildung 3.8 (a) etwa im Bereich der höchsten Geschwindigkeiten über dem Hang zu finden ist und dem Verlauf der Stromlinien folgt, hängt mit dem Brechen der Wellen zusammen, welches eine Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeiten mit sich bringt. Prinzipiell kann das auch an dem Aufsteilen der Stromlinien ausgemacht werden. Hier liegt dieser Teil der Strömung allerdings nur teilweise im Bildbereich, so dass kein typischer Verlauf der Stromlinie vorliegt. Dieser turbulente Bereich kann ebenfalls gut im dazugehörigen Bahnlinienfoto (Abb. 3.7) oberhalb des Hindernisses in der Bildmitte erkannt werden. Er wird durch Punkte, die geringe Geschwindigkeiten repräsentieren, sichtbar. Der dritte Bereich mit relativ geringen Geschwindigkeiten ist an der Stelle, an der sich die zunächst wellenförmig verlaufende Inversion mit



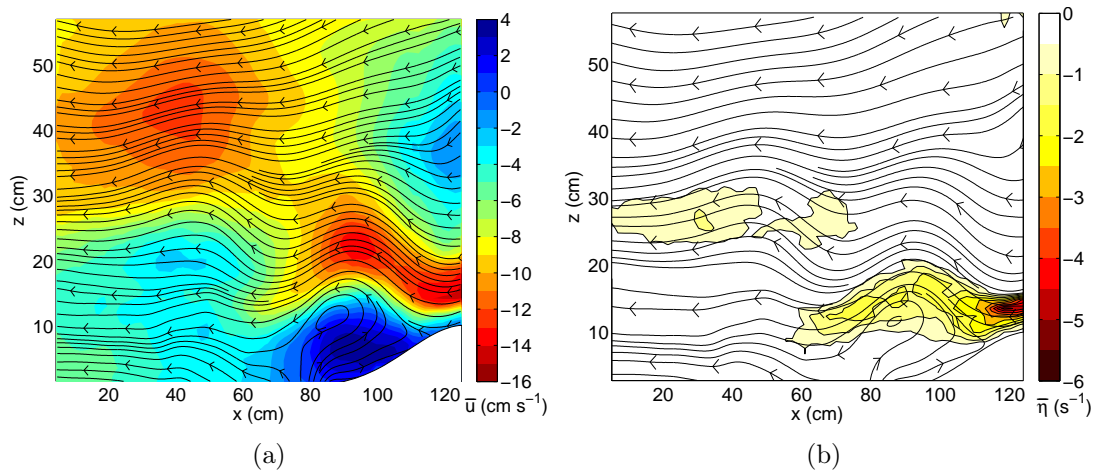
**Abbildung 3.7:** Bahnlinienfoto eines Rotorfalls mit sprunghaftem, turbulenten Übergang der Strömung leeseitig des ersten Wellenberges. Die Werte der zugehörigen Strömungsparameter sind  $F_i = 0,42$  und  $H/zi = 0,63$ .

hohen Geschwindigkeiten sprunghaft aufsplittet, was eine Geschwindigkeitsreduzierung auf etwa  $-3 \text{ cm s}^{-1}$  zur Folge hat. Ein weiteres Beispiel eines vergleichbaren Strömungsmusters ist im Anhang in Abbildung A.2 dargestellt. Die beiden Fotos stammen aus dem kleinen Tank und wurden dort während eines Versuchs aufgenommen. Die Froude-Zahl ist mit 0,38 nur 0,04 kleiner als bei dem in Abbildung 3.8 gezeigten Rotor. Die Aufnahmen zeigen deutlich das beschriebene Phänomen einer Leewelle, die in einen turbulenten Bereich übergeht, der stromabwärts an der Inversion keine gleichmäßige wellenförmige Struktur mehr aufweist. In den gezeigten Abbildungen sind Ähnlichkeiten mit den bei BAINES (1995) dargestellten Fotos und Beschreibungen hydraulischer Sprünge zu sehen. Es scheint also, dass hier die Strömung im Bereich der Inversion, im Gegensatz zum oben gezeigten hydraulischen Sprung (s. Abb. A.14), erst beim zweiten Wellenberg instabil wird und dies zu einem sprunghaftem Anstieg der Inversionshöhe führt. Stromabwärts dieses Sprungs sind keine weiteren geführten Leewellen sichtbar.

Der Rotor in Abbildung 3.8 (a) erreichte Rückströmgeschwindigkeiten von  $3,6 \text{ cm s}^{-1}$ , welches die größte gemessene mit  $U$  normierte Stärke von 0,36 aller Experimente darstellt. Im Gegensatz zu dem weiter oben beschriebenen Rotorfall liegt der Rotormittelpunkt hier etwa auf der Höhe des Berggipfels. Dies ist anhand der fast geschlossenen Stromlinie in Abbildung 3.8 (a) zu erkennen. An gleicher Stelle liegt auch der Mittelpunkt der rotierenden Strömung in Abbildung 3.7. In diesem Foto ist neben diesem noch ein zweiter, etwas kleinerer rotierender Bereich der Strömung direkt auf dem Leehang zu sehen. Die Gesamtrotorströmung in diesem instantanen Foto besteht also mindestens aus den zwei ungleich großen Einzelwirbeln, die in dem Bild zu sehen sind.

Wird die Vorticity als Größe für die Höhenmessung des Rotors herangezogen, erreicht

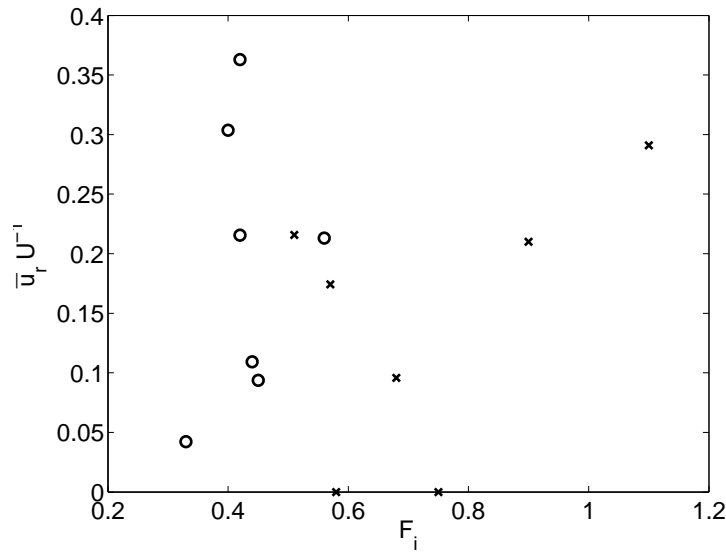




**Abbildung 3.8:** Stromlinien und (a) Horizontalgeschwindigkeit bzw. (b) Vorticity des Rotorfalls aus Abbildung 3.7.

dieser eine Gesamthöhe von 21 cm. Dabei wurde die maximal erreichte Höhe von  $\eta = 0,5 \text{ s}^{-1}$  im Bereich des Rotors betrachtet (Abb. 3.8 b). Dieses Verfahren wurde in ähnlicher Weise von HERTENSTEIN (2009) angewandt um Rotorhöhen zu ermitteln. In Abbildung 3.8 (b) ist weiterhin zu erkennen, dass sich die Vorticity sehr früh vom Hang ablöst und direkt in den Rotor transportiert wird. Der Betrag der Vorticity im Rotor ist größer als bei dem reinen Leewellentyp aus Abschnitt A.2.

Alle in den Experimenten beobachteten Rotoren konnten einer der beiden beschriebenen Rotorarten zugeordnet werden. In erster Linie diente der sprunghafte Übergang des ersten Wellenberges in einen turbulenten Bereich als Erkennungsmerkmal für den Rotortyp vergleichbar mit dem in Abbildung 3.8 gezeigten. Es soll an dieser Stelle keine grundsätzliche Unterteilung der Rotorarten wie z. B. bei HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN (2009) gemacht werden. Dort wurden signifikante Unterschiede in der Struktur und der Turbulenz gefunden, welche auf unterschiedliche Entstehungsmechanismen speziell im Ablöseprozess der Strömung zurückgeführt werden konnten (s. dazu auch Kapitel 2). Die hier gezeigten Rotoren entstehen alle auf die dort auf den ersten Rotortyp zutreffende Art und Weise, wie sie in Kapitel 2 beschrieben wurden. Trotzdem wird in den weiteren Ergebnissen berücksichtigt, ob es sich um einen Rotor unterhalb eines geführten Leewellenzuges mit mehreren Wellenbergen handelt der sich entlang der Inversion ausbreitet oder ob ein Rotor im Zusammenhang mit nur einem Leewellenberg und einem sprunghaften Verhalten der Inversion hinter diesem vorliegt. Der Einfachheit halber wird ersterer im folgenden als „Leewellen-Typ“ und der zweite als „Welle-Sprung-Typ“ bezeichnet. Die Bedingungen, unter denen sich der eine oder andere Rotortyp bildet, können Abbildung 3.9 entnommen werden. Diese zeigt die Abhängigkeit der mit  $U$  normierten Rotorstärke von der Froude-Zahl. Des Weiteren sind die Welle-Sprung-Rotoren als Kreise und die leewellenartigen als Kreuze gekennzeichnet. Es wird deutlich, dass die Sprunghaften nur bei kleinen Froude-Zahlen unter 0,60 auftreten. Im Bereich zwischen  $F_i = 0,50$  und  $F_i = 0,60$  wurden beide Typen beobachtet, wobei nur ein sprunghafter Rotortyp bei  $F_i > 0,50$  liegt, so dass hier möglicherweise auch Messungenau-

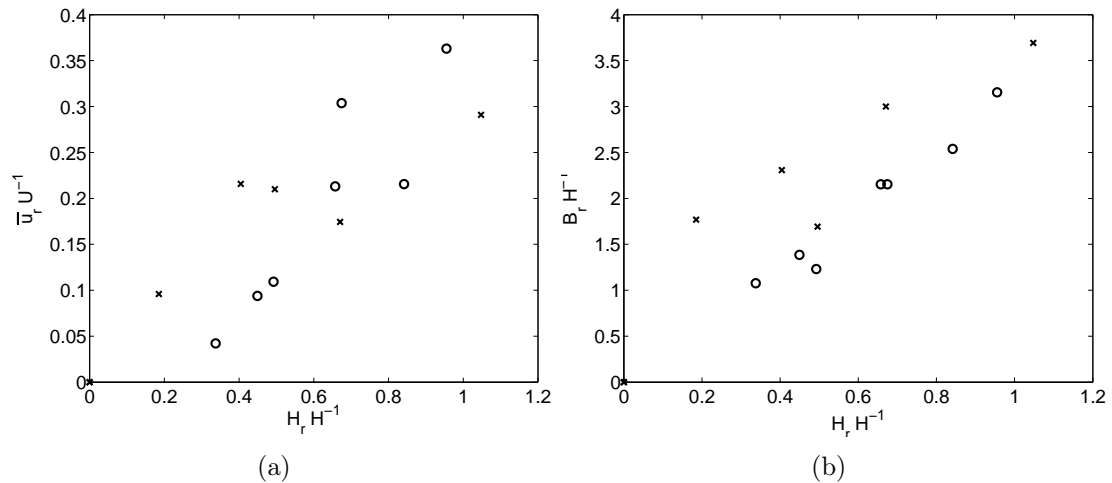


**Abbildung 3.9:** Abhängigkeit der normierten Rotorstärke von der Froude-Zahl. Die Kreise stellen Rotoren des sprungbehafteten Typs dar, während die Kreuze die reinen Leewellen-Rotoren markieren.

igkeiten aufgetreten sein könnten. Die Rotoren kleinerer Froude-Zahlen stellen also ein Strömungsregime dar, das den Übergang des hydraulischen Sprungs ( $F_i \lesssim 0,40$ ) zum Leewellenrotor kennzeichnet (vergl. dazu Strömungsregime-Diagramm aus Abschnitt A.2).

Es zeigt sich weiterhin, dass bei den als Kreise gekennzeichneten Rotoren keine Abhängigkeit der Rotorstärke von der Froude-Zahl zu sehen ist. Hier wird das gesamte Spektrum der gemessenen Rotorstärken abgedeckt. So sind auch die beiden intensivsten Rotoren, deren maximales Rückströmen jeweils über 30% der Anströmgeschwindigkeit beträgt, Rotoren des Welle-Sprung-Typs. Bei den Rotoren, die zusammen mit Leewellen ohne Sprung auftraten, ist hingegen teilweise eine Zunahme der Rotorstärke bei zunehmender Froude-Zahl sichtbar. Dies wird vor allem bei den drei Kreuzen deutlich, die in der rechten Hälfte der Abbildung sind und bei denen  $\bar{u}_r U^{-1} > 0$  ist. Die Experimente dieser Rotorfälle wurden bei derselben Schichtung hintereinander durchgeführt. Es wurde also nur die Zuggeschwindigkeit erhöht, um  $F_i$  zu erhöhen. Diese Intensivierung der Rotoren kann mit der zunehmenden Hangabwindgeschwindigkeit und den daraus resultierenden längeren Leewellen größerer Amplitude erklärt werden. Ersteres führt zusätzlich zu einer größeren Scherungsvorticity, welche in den Rotor transportiert wird. Diese Zusammenhänge stimmen mit den von DOYLE und DURRAN (2002) dargelegten Untersuchungen von Rotorstärken überein. Es sei noch angemerkt, dass auch weitere Experimente mit Froude-Zahlen in diesem Bereich durchgeführt wurden. Dabei bildeten sich allerdings nur Leewellen und weder im zeitlichen Mittel noch instantan Rotoren mit Rückströmbereichen, so dass diese hier nicht aufgeführt werden. Der angesprochene Zusammenhang der maximal erreichten Windgeschwindigkeiten über dem Leehang und der Rotorstärke konnte in allen Experimenten beobachtet werden (hier nicht dargestellt).

Alle gemessenen Rotorstärken werden in der am Ende des Kapitels durchgeführten



**Abbildung 3.10:** Abhängigkeit der (a) normierten Rotorstärke und (b) der normierten Rotorbreite von der Rotorhöhe. Die Kreuze bzw. Kreise markieren Rotoren des Leewellen-Typs bzw. des Welle-Sprung-Typs.

Diskussion noch einmal zusammen mit Werten anderer Untersuchungen betrachtet. An dieser Stelle werden die räumlichen Dimensionen der Rotoren, also ihre horizontale und vertikale Ausdehnung betrachtet (Abb. 3.10). Die Rotorhöhe  $H_r$  ist in dieser Arbeit definiert als die maximale Höhe des Rückströmbereichs, also die Höhe, in der die Horizontalgeschwindigkeit ihr Vorzeichen wechselt. Die Breite des Rotors ist aus dem maximalen Abstand der Übergänge des Vorzeichens an den Seiten berechnet worden. Dies ist in der Regel in der bodennahsten Datenreihe der Fall, da sich der Rückströmbereich nach unten hin ausdehnt. In Abbildung 3.10 (a) ist die Rotorstärke in Abhängigkeit der Rotorhöhe dargestellt. Beide Parameter sind mit  $U$  bzw.  $H$  normiert. Es zeigt sich, dass höher reichende Rotoren auch größere maximale Rückströmgeschwindigkeiten mit sich bringen. Das Verhältnis von  $\bar{u}_r U^{-1}$  zu  $H_r H^{-1}$  hat bei allen Rotoren einen Wert etwa 0,3. Dieser Wert ist unabhängig von der Art des Rotors.

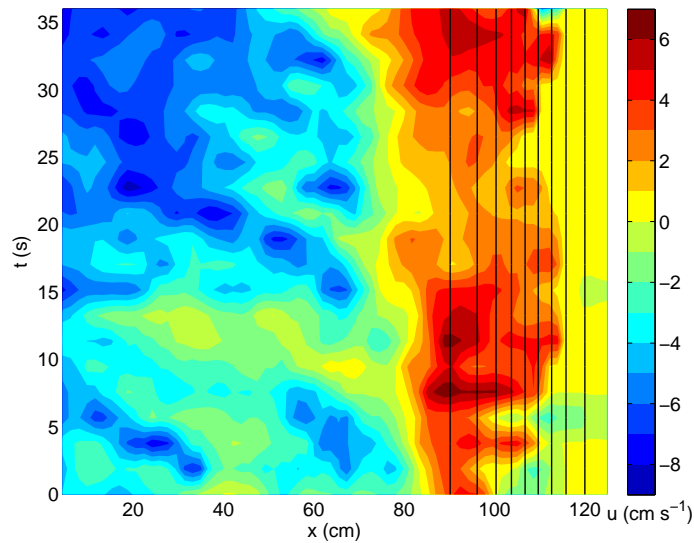
In Abbildung 3.10 (b) ist die Rotorbreite über der Rotorhöhe aufgetragen. Hier ist ebenfalls ein linearer Zusammenhang erkennbar. Bei einer Verdoppelung der Höhe des Rotors findet auch eine Verdoppelung der Rotorbreite statt. In den normierten Werten ist die Relation Breite zu Höhe etwa drei. Die Rotoren vom Leewellen-Typ liegen dabei bis auf eine Ausnahme etwa auf einer Linie, die im Verhältnis zur Höhe etwas breitere Rotoren darstellt als die von den Kreisen markierten Rotoren. Gerade kleinere und schwächere Rotoren des Leewellen-Typs waren eher flach und breit. Die maximal gemessene Rotorhöhe beträgt fast  $1,1 H$ . Der flachste aller Rotoren in den Experimenten erreichte fast 20% der Berghöhe. Eine systematische Untersuchung zu den Dimensionen von Rotoren anhand numerischer Simulationen hat, soweit dem Autor bekannt ist, bisher nicht stattgefunden. Bei Feldmesskampagnen werden oft nur wenige unterschiedliche Fälle beobachtet und gemessen. Aus diesem Grund gibt es bisher wenige Vergleichsmöglichkeiten. Dennoch wird in der abschließenden Diskussion versucht, diese Werte einzuordnen. Des Weiteren können diese Daten zukünftigen Untersuchungen als Referenz dienen.

### 3.3.3 Zeitliche Fluktuationen der Rotorströmungen

Ein Vorteil, den die in den Laborexperimenten verwendeten Untersuchungsmethoden z. B. gegenüber gemittelter numerischer Simulationen mit sich bringen, ist die Möglichkeit Fluktuationen im Strömungsfeld zu erfassen. Vor allem innerhalb der Rotorströmung, in der intensive turbulente Bewegungsvorgänge ablaufen, können so zusätzliche Informationen gegenüber zeitlich gemittelten Daten gewonnen werden. Viele bisherige numerische Simulationen konnten derartige Daten, aufgrund von Mittelungen (z. B. Reynolds-Mittelung) der zugrunde liegenden Gleichungen, nicht liefern und fokussierten sich auf Eigenschaften der mittleren Felder. Anhand des im vorherigen Abschnitt genauer dargestellten Rotors, der als Welle-Sprung-Rotortyp eingeteilt wurde, werden zunächst einige detaillierte Informationen zum zeitlichen Verlauf und den maximalen instantanen Werten einiger Parameter (z. B.  $u$  und  $\eta$ ) gegeben. Im nächsten Abschnitt folgt eine Übersicht aller untersuchten Rotorfälle, die zeitlich gemittelte und instantane Daten gegenüber stellt.

Die zeitliche Entwicklung der Rotorströmung und des turbulenten Nachlaufs sind in Abbildung 3.11 aufgetragen. Die Darstellung zeigt einen  $x$ - $t$ -Schnitt der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit in der Höhe  $z = 7,2$  cm. Diese Art der Darstellung wird auch als Hovmöller-Diagramm bezeichnet. Der gezeigte Zeitraum entspricht 37 s und wurde im Bereich der zweiten Hälfte des ersten Fensters und dem gesamten zweiten Fenster entnommen. Der 1 m breite Zwischenraum, in dem keine brauchbaren Fotos erstellt wurden, ist entfernt worden. Im rechten Teil der Abbildung sind die Höhenlinien des Berges als schwarze senkrechte Linien dargestellt. Die äquidistanten Abstände der Höhenangaben der Isolinien betragen 1 cm, wobei nicht der gesamte Berg abgebildet ist. Die gelben und hellgrünen Farben am rechten Rand stellen die Werte im Berg dar. Da dort keine Daten gemessen werden konnten haben sie Werte um null. Ab der Stelle, an der der Berg niedriger als 7,2 cm ist, ist die gemessene Strömung zu sehen. Es wird deutlich, dass bereits in diesem Bereich das Rückströmen einsetzt (rote Bereiche) und sich bis zum Übergang des Berghanges zum Tankboden fortsetzt (vergl. auch Abb. 3.8). In Abbildung 3.11 gibt die niedrigste Höhenlinie des Berges von 1 cm Aufschluss über die Lage der unteren Bergkante, die etwas links zu dieser Linie liegt.

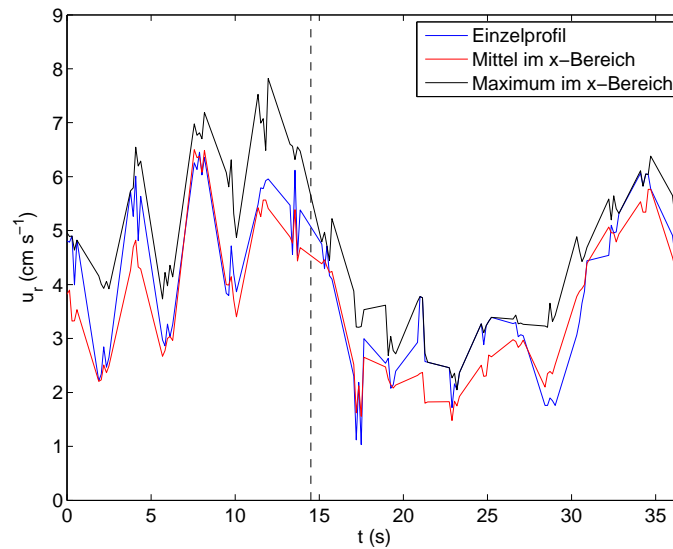
Im linken Teil der Abbildung ist der turbulente Bereich der Strömung stromabwärts unterhalb des Inversionssprungs, der hinter dem ersten Wellenberg liegt, zu sehen. Dieser zeigt im zeitlichen Verlauf eine Veränderung hin zu größeren Geschwindigkeiten (zunächst hellblau und hellgrün, später blau bis dunkelblau). Wie den Videos dieses Experiments entnommen wurde, liegt dies an den Schwankungen im Verlauf der Inversion stromabwärts des ersten Wellenberges. Die Inversion liegt zunächst oberhalb der hier gezeigten Höhe. Der darunter liegende turbulente Bereiche mit geringen Windgeschwindigkeiten befindet sich also im abgebildeten Teil der Strömung. Im Verlauf des Versuchs erreicht die Inversion und mit ihr die höheren Geschwindigkeiten dieser dünnen Schicht die geringeren in Abbildung 3.11 dargestellten Höhen. Woran diese Schwankungen in der Inversion liegen, kann an dieser Stelle nicht abschließend geklärt werden. Es liegt nahe, dass u. a. die turbulente Rotorströmung einen Einfluss auf den Verlauf der Inversion und somit den turbulenten Nachlauf



**Abbildung 3.11:** Hovmöller-Diagramm der horizontalen Geschwindigkeitskomponente des in Abb. 3.8 dargestellten Rotors. Die Daten wurden aus der Höhe  $z = 7,2$  cm entnommen. Die schwarzen Linien sind die Höhenlinien des Berges im Abstand von 1 cm. Die maximale eingezeichnete Berghöhe beträgt 9 cm, da der restliche Teil des Berges nicht im Bildbereich enthalten ist.

hat. So zeigt die Inversion teilweise starke Deformationen durch eingelagerte kleine Wirbel, ähnlich der in Abbildung 3.7, die sich zwischen der Hauptrotorströmung und der Inversion befinden (hier nicht zu sehen). Ansonsten wurde die Instabilität der Strömung, die zu diesem teilweise aufgeteilten Verlauf der Inversion führt und ein weiteres horizontales Ausbreiten der Leewelle verhindert, nicht weiter untersucht. Der Fokus soll hier auf die hangnahe Strömung mit dem Rotor unterhalb des ersten Wellenberges liegen. Dieser Teil ist relativ zum Hindernis quasi-stationär und befindet sich, wie bereits erwähnt, über dem Hang bzw. im Übergangsbereich zwischen dem Berghang und dem Tankboden. Es werden zu jedem Zeitpunkt positive Geschwindigkeiten erreicht. Diese fluktuieren zwischen  $2 \text{ cm s}^{-1}$  und  $7 \text{ cm s}^{-1}$ .

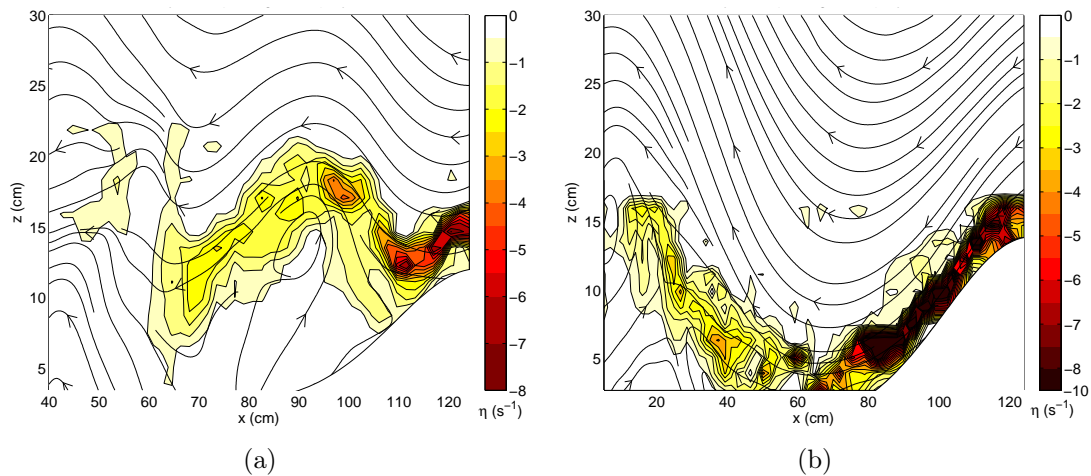
Genauer können die Werte der Rotorstärke in Abbildung 3.12 betrachtet werden. Dort sind die nach Abschnitt 3.2.2 ermittelten Rückströmgeschwindigkeiten im zeitlichen Verlauf aufgetragen. Im Unterschied zu Abbildung 3.11, in der eine einheitliche Höhe dargestellt wurde, sind hier Geschwindigkeiten verschiedener Höhen berücksichtigt worden. Es kann trotzdem eine gute qualitative Übereinstimmung des Verlaufs der Geschwindigkeit im Rotor beider Abbildungen erkannt werden. Unterschieden wird hier zwischen dem jeweiligen Maximalwert im Einzelprofil (blau), im  $x$ -Bereich um das Einzelprofil (schwarz) und im gemittelten Profil dieses Bereichs (rot). Eine starke Abweichung einer der Kurven zu den anderen könnte auf mögliche Fehler oder Ungenauigkeiten in der Messung hinweisen. Alle Kurven haben hier allerdings einen ähnlichen Verlauf mit drei lokalen Maxima in den ersten 15 s und einem weiteren lokalen Maximum zum Ende der Aufzeichnung. Die gestrichelte Linie stellt den 1 m breiten, undurchsichtigen Übergang der Fenster dar. Dort konnten die Daten einer etwa 12 s langen Zeitspanne nicht verwendet werden. Auf der Zeitachse wurde diese Zeitspanne entfernt, so dass keine Lücke entsteht. Die Einzelmessungen eines



**Abbildung 3.12:** Zeitlicher Verlauf der Rotorstärke, gemessen in drei verschiedenen Vertikalprofilen desselben Versuchs aus Abb. 3.11.

„Bursts“ können an den jeweils fünf dicht aufeinanderfolgenden Messwerten erkannt werden. Um diese kleinen Zeitdifferenzen von hier 59 ms darzustellen, wurde diese Zeitdifferenz um Faktor 2,5 gestreckt. In der schwarzen Kurve wird ein absolutes Maximum von fast  $8 \text{ cm s}^{-1}$  erreicht. Das entspricht 80% der Anströmgeschwindigkeit  $U$ . Das absolute Minimum dieser Kurve liegt bei  $2 \text{ cm s}^{-1}$ , also 20% von  $U$ . Die beiden anderen Kurven weisen immerhin noch Werte von über  $6 \text{ cm s}^{-1}$  auf, wohingegen die Minima auf zwischen  $1 \text{ cm s}^{-1}$  und  $2 \text{ cm s}^{-1}$  zurückgehen. Der Verlauf der Kurven lässt gerade im zweiten Teil eine überlagerte Schwingung vermuten. Dies konnte in einigen anderen Experimenten, jedoch nicht in allen, in ähnlicher Form beobachtet werden. Derartige Oszillationen bei der Gebirgsüberströmung wurden beispielsweise von KLEMP und LILLY (1975) und SCINOCCA und PELTIER (1989) in den pulsierenden Hangabwinden hinter Gebirgen beobachtet und von letzteren auch numerisch simuliert. Dabei wurden auf der Naturskala unterschiedliche Perioden von 1 min und im Bereich von 5-15 min gemessen. Unter Verwendung der dimensionslosen Zeit  $t^*$ , für deren Berechnung die Zeit  $t$  des Experiments mit  $UH^{-1}$  multipliziert wird, kommt bei Annahme eines 500 m hohen Gebirges und einer Anströmgeschwindigkeit von  $10 \text{ m s}^{-1}$  ein ähnlicher Wert heraus. Er liegt mit 13 min bei einer hier beobachteten Periode von 20 s (s. Abb. 3.12, zwischen 15 s und 35 s) in dem oben genannten Bereich der längeren Oszillationen. Ob allerdings die Schwankungen der Rotorstärke mit der Oszillation der Hangabwinde im direkten Zusammenhang stehen, kann hier nicht nachgewiesen werden. Ein Zusammenhang sollte aber allein aufgrund der ähnlichen Periode nicht ausgeschlossen werden, müsste allerdings noch einmal genauer untersucht werden.

Ein Unterschied moderner numerischer Simulationen zu den bis vor einigen Jahren durchgeführten Untersuchungen, der auf den größer werdenden Rechnerleistungen basiert, ist, dass erstere kleinskalige Strukturen, wie z. B. die weiter oben angesprochenen Subrotoren auflösen können. Wie im nächsten Kapitel beim Vergleich der



**Abbildung 3.13:**  $x$ - $z$ -Schnitt der instantanen Vorticity. (a) selber Rotorfall wie Abb. 3.12 (b) stärkster Rotor (absolut) aller Experimente mit  $F_i = 1,1$  und  $H/z_i = 1,1$ .

Laborexperimente mit Grobstruktursimulationen gezeigt wird, scheint die Gitterweite im PIV-Prozess nicht ausreichend fein, um Subrotoren aller Skalen komplett zu erfassen. Dennoch sollen hier anhand von instantanen Vorticityfeldern die gemessenen Wirbel dargestellt werden.

Abbildung 3.13 zeigt zwei  $x$ - $z$ -Schnitte instantaner Vorticityfelder. Die Daten dieser Felder wurden jeweils über einen „Burst“ gemittelt. Die Grundlage stellen folglich fünf direkt aufeinanderfolgende Datensätze dar. Der zeitliche Abstand der einfließenden Einzelbilder ist im Millisekundenbereich und genau so groß, wie der Zeitschritt der Bildpaare  $\Delta t$  innerhalb des PIV-Prozesses selbst (s. dazu Unterkapitel 3.2.2). Es kann somit angenommen werden, dass innerhalb der „Bursts“ keine signifikanten Änderungen im aufgenommenen Strömungsbild entstehen. In Abbildung 3.12 ist das z. B. anhand der geringen Geschwindigkeitsdifferenzen unter  $0,5 \text{ cm s}^{-1}$  innerhalb der einzelnen „Bursts“ zu sehen. Gegenüber Einzelbildern besteht der Vorteil darin, dass einzelne, fehlerhafte Werte, die durch die vier einfließenden Messwerte speziell im Vorticityfeld entstehen können, reduziert werden. In Abbildung 3.13 (a) ist der oben dargestellte Rotorfall aus den Abbildungen 3.12 und 3.11 zu sehen. Die Grenzschicht löst sich hier am oberen Teil des Hanges ab, so dass die Rotorströmung, wie oben beschrieben, teilweise über dem Hang liegt. Der Betrag der Vorticity erreicht auf dem Hang Werte bis zu  $-8,0 \text{ s}^{-1}$ . Nach dem Ablösen verringert sich die Vorticity auf Werte um  $-2,0 \text{ s}^{-1}$ , wobei teilweise auch Bereiche höherer Werte vorkommen. Das Maximum eines solchen Subrotors im aufsteigenden Ast der Welle erreicht einen Wert etwas über  $4,0 \text{ s}^{-1}$ . Im weiteren Verlauf verringert sich die Wirbelstärke und verschwindet hinter dem ersten Wellenberg bzw. erreicht dort Werte unter  $0,5 \text{ s}^{-1}$ . Das Maximum im absteigenden Ast der Leewelle liegt dabei um  $2,5 \text{ s}^{-1}$ . Im Vergleich zu dem in Abbildung 3.8 gezeigten zeitlich gemittelten Feld sind die Vorticitywerte im Rotor hier teilweise um bis zu Faktor zwei größer.

In der nebenstehenden Abbildung 3.13 (b) ist zum Vergleich der Rotor mit dem stärksten absoluten Rückströmen, das in den Experimenten gemessen wurde, dargestellt. Aufgrund der großen Wellenlänge ist er nicht komplett im Aufnahmebereich

der PIV-Kamera enthalten. Ein Bahnlinienfoto, das den gesamten Rotor zeigt, ist im Anhang zu finden (s. Abb. A.3). Die zeitlich gemittelte Rotorstärke  $\bar{u}_r$  beträgt in diesem Rotor  $5,8 \text{ cm s}^{-1}$ . Es sei darauf hingewiesen, dass die Skala der Abbildung auf der Abszisse gegenüber der linken Abbildung derart verändert wurde, dass in  $x$ -Richtung der gesamte Aufnahmebereich dargestellt ist. Trotzdem ist nur der halbe Rotor auf dem Bild zu sehen. Der Rotormittelpunkt am linken Bildrand liegt in einer Höhe von 15 cm. Hier zeigt sich, dass durch die höheren Geschwindigkeiten über dem Hang größere Vorticitywerte als in Abbildung 3.13 (a) erreicht werden. Sie liegen bei etwa  $10 \text{ s}^{-1}$  (Skala wurde angepasst). Im aufsteigenden Vorticityast ist, wie in der nebenstehenden Abbildung, der Zerfall der Strömung in Subrotoren zu sehen. Diese erreichen Werte von  $4,0 \text{ s}^{-1}$  bei  $x \approx 40 \text{ cm}$ ,  $3,5 \text{ s}^{-1}$  bei  $x \approx 25 \text{ cm}$  und  $3,0 \text{ s}^{-1}$  bei  $x \approx 15 \text{ cm}$ . Es ist also auch hier eine Dissipation in Strömungsrichtung sichtbar. Die Durchmesser der in Abbildung 3.13 (a) und (b) gezeigten Subrotoren stimmt mit denen weiterer, hier nicht dargestellten Auswertungen, der anderen Experimente überein. Sie ist also in den hier durchgeführten Experimenten nicht von der Anströmgeschwindigkeit oder dem Rotortyp abhängig und beläuft sich auf einige Zentimeter, wobei mit 1,2 cm Gitterweite die messbare Größe (nach unten) beschränkt ist. Normiert kann eine Größenordnung, der mit Hilfe der Vorticityfelder gemessenen Subrotoren, von  $0,1 H$  bis  $0,3 H$  angegeben werden. Diese Werte werden im nächsten Kapitel mit denen aus den Grobstruktursimulationen verglichen und in aktuelle Forschungsergebnisse anderer Wissenschaftler eingeordnet.

Der Transport der Subrotoren entlang der Grenze zwischen Hauptrotor und Lee-welle, wie bei DOYLE und DURRAN (2007) dargestellt, konnte in den PIV-Daten der Experimente nicht verfolgt werden. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, ist der zeitliche Abstand zwischen den „Bursts“ von 1-2 s zu groß, um die Strukturen in zeitlich aufeinander folgenden Vorticityfeldern wiedererkennen zu können. In einigen Videos zeigte sich allerdings, dass kleinskalige Wirbel, die im Bereich des Ablösepunktes entstanden, sich mit dem Grundstrom entlang der beschriebenen Grenzfläche bewegen.

Eine tiefere Analyse des Subrotorphänomens folgt im nächsten Kapitel mit Hilfe der Grobstruktursimulationen. Eine Übersicht der hier beispielhaft aufgeführten Werte der Fluktuationen aller Experimente folgt im nächsten Abschnitt.

### 3.3.4 Diskussion der Ergebnisse

An dieser Stelle werden die Ergebnisse der letzten drei Unterkapitel, die noch nicht in der Veröffentlichung aus Abschnitt A.2 publiziert wurden, diskutiert. Es wurden verschiedene Rotorfälle dargelegt, die durch Variationen der Inversionshöhe und der Anströmgeschwindigkeit erhalten wurden. Wie empfindlich das gesamte Strömungssystem auf leichte Änderungen der bestimmenden Parameter  $F_i$  und  $H/z_i$  reagiert, kann z. B. im Strömungsregime-Diagramm aus Abschnitt A.2 abgelesen werden. Dies erschwert letzten Endes einen direkten Vergleich mit Ergebnissen anderer Studien, in denen unterschiedliche Anströmbedingungen vorherrschten. Dennoch können einige Parallelen zu Feldmesskampagnen und numerischen Simulationen gezogen werden. Zunächst sind alle relevanten Daten der Experimente in Tabelle 3.14 zusammenge-



Experiment Nr.	U (cm s <sup>-1</sup> )	z <sub>i</sub> (cm)	λ (cm)	A (cm)	Rotorstärke u <sub>r</sub> U <sup>-1</sup>		Scherung (Δu/Δz) z <sub>i</sub> U <sup>-1</sup>		Vorticity ηz <sub>i</sub> U <sup>-1</sup>		Rotorhöhe H <sub>r</sub> H <sup>-1</sup> z(u <sub>r</sub> ) H <sup>-1</sup>		Breite B <sub>r</sub> H <sup>-1</sup>	Hanggeschw. U <sub>max</sub> U <sup>-1</sup>	Rotortyp
					Mittel	Inst.	Mittel	Inst.	Mittel	Inst.	H <sub>r</sub> H <sup>-1</sup>	z(u <sub>r</sub> ) H <sup>-1</sup>			
118	11.0	21.8	58	5.1	0.22	0.45	-2.4	-5.1	-4.4	-14	0.8	0.5	2.5	1.7	2
120	11.0	20.8	72	13.3	0.22	0.91	2.8	-5.7	-3.2	-13	0.7	0.4	3.0	2.0	1
122	10.0	20.3	57	9.8	0.13	0.94	-2.6	-5.3	-2.0	-16	0.5	0.1	1.2	2.0	2
123	14.0	20.3	64	6.7	0.22	0.62	-3.2	-5.8	-4.4	-12	0.4	0.1	2.3	1.8	1
126	11.0	20.3	48	7.5	0.30	0.88	-3.5	-5.9	-5.4	-12	0.7	0.3	2.2	1.8	2
127	9.0	20.3	36	2.6	0.04	0.40	-3.2	-5.7	-9.4	-17	0.3	0.2	1.1	1.9	2
128	10.0	11.8	47	4.8	0.21	0.96	-2.7	-4.2	-4.3	-9	0.7	0.4	2.2	1.8	2
129	12.0	11.8	53	5.2	0.10	0.73	-1.6	2.7	-3.8	-7	0.2	0.1	1.8	1.5	1
131	8.0	11.8	33	1.8	0.09	0.56	-2.6	-3.6	-5.5	-10	0.4	0.3	1.4	1.9	2
133	16.0	11.8	82	11.1	0.21	0.39	-0.7	1.5	-1.5	-3	0.5	0.2	1.7	1.5	1
134	20.0	11.8	115	13.9	0.29	0.50	-0.7	-1.2	-1.4	-3	1.0	0.5	3.7	1.4	1
139	18.0	20.8	105	13.2	0.00	0.39	-0.9	-2.4	-1.3	-4	0.0	0.0	0.0	1.3	1
140	14.0	20.8	73	5.0	0.00	0.07	-1.6	-3.0	-2.3	-6	0.0	0.0	0.0	1.1	1
142	10.0	20.8	54	6.5	0.36	0.78	-2.8	-8.2	-4.5	-13	1.0	0.5	3.2	1.4	2

**Abbildung 3.14:** Zusammenfassende Übersichtstabelle der Rotorfälle der Laborexperimente. Die einzelnen Parameter werden im Text erklärt.

fasst. Dort sind von einigen aufgelisteten Größen sowohl zeitlich gemittelte Werte als auch deren Fluktuationen angegeben. Die ersten fünf Spalten geben neben der Experimentnummer nicht-normierte Parameter an, die die Strömung und Schichtung ( $U$  und  $z_i$ ) bzw. die Leewellen ( $\lambda$  und  $A$ ) beschreiben. Die weiteren Spalten geben typische Daten, die den Rotor beschreiben, an. Diese Daten sind normiert und teilweise zeitlich gemittelt („Mittel“) und instantan („Inst.“) aufgelistet. In der vorletzten Spalte ist die Hanggeschwindigkeit, definiert als maximale Horizontalgeschwindigkeit über dem Leehang, ebenfalls normiert eingetragen. Der letzte Wert gibt die jeweils beobachtete Art der Rotorströmung an, wobei eine „1“ dem reinen Leewellen-Typ und eine „2“ dem Welle-Sprung-Typ entspricht.

In Tabelle 3.14 sind in der vierten Spalte die Wellenlängen angegeben, wie sie im Abschnitt 3.3.1 dargestellt sind. Wie dort bereits erwähnt, stimmen die gemessenen Wellenlängen relativ gut mit denen aus der linearen Theorie überein. Dies zeigt, dass die Ergebnisse im Tank auch mit der aus den numerischen Simulationen von VOSPER (2004) vergleichbar ist, da sich die dort gemessenen Wellenlängen ebenfalls mit der Theorie decken. Die hier erhaltenen, geringen Differenzen zwischen den Messungen und der linearen Theorie können auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen sind Messungenauigkeiten zu nennen. Die Wellenlängen wurden an der Inversion gemessen, wobei in den PIV-Bildern nicht eindeutig festzustellen ist, auf welchem Höhenniveau sich diese befindet. Da nur der leeseitige Teil des Berges und der Strömung erfasst wurde, ist die Inversion nicht mehr auf der ursprünglichen Höhe zu finden, sondern abhängig vom Ort und der Strömung in der Regel näher zum Hang hin versetzt. So ist es möglich, dass sich die Messung um einige Zentimeter von der tatsächlichen Inversionshöhe unterscheidet, was wiederum Auswirkungen auf das Endresultat haben kann. Einige Tests haben ergeben, dass vertikale Variationen der Stromlinie der Inversionshöhe, die den Berechnungen der Wellenlänge zu Grunde liegt, Änderungen in der berechneten Wellenlänge hervorrufen können. Typische Werte sind bei einer Veränderung der Inversionshöhe um

3,0 cm, Änderungen in der Wellenlänge um bis zu 5,0 cm. Zum anderen können als weitere Ursachen mögliche nichtlineare Prozesse in der Strömung genannt werden, die die lineare Theorie nicht berücksichtigt. Dies sind z. B. die Rotorströmung selbst, Wellenbrechen, aber auch das sprunghafte Verhalten der Strömung hinter dem ersten Wellenberg, das bei einigen Rotorfällen beobachtet wurde. Eine Modifizierung der Wellenlänge bei diesen Strömungsphänomenen kann nicht ausgeschlossen werden und ist somit für mögliche Diskrepanzen in den Ergebnisse verantwortlich. Speziell in den Rotorfällen mit kurzen Wellenlängen wurden die beiden Phänomene des Wellenbrechens und der sprunghaftigen Änderungen der Inversionshöhe beobachtet. In diesen sind die Abweichungen der Messungen zur analytischen Lösung am größten. Als letzte die Wellenlänge beeinflussende Ursache kann das dreidimensionale Hindernis genannt werden. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, hat die Breite des rein zweidimensionalen Teils des Berges  $W$  einen Einfluss auf die Wellenlänge. Allerdings wird vermutet, dass dieser gegenüber den oben genannten Einflüssen vernachlässigbar ist, da keine systematischen Abweichungen, also ein Über- oder Unterschätzen aller Wellenlängen aufgetreten sind bzw. erfasst werden konnten, wie es in diesem Fall ansonsten zu erwarten wäre.

Der Rotorfall mit der Nummer 133 wurde in der eingebundenen Veröffentlichung KNIGGE *et al.* (2010) näher betrachtet und ist der am besten dokumentierte Rotor des ersten Typs. Dieser wird zusammen mit einer Grobstruktursimulation im nächsten Kapitel noch einmal genauer betrachtet. Das Experiment mit der Nummer 134 ist der in Abbildung 3.13 des letzten Abschnitts dargelegte Rotor desselben Typs, der allerdings nicht komplett erfasst wurde. Dieser erreichte in der Wellenlänge und Amplitude die größten gemessenen, absoluten Werte aller Experimente. Nicht-normiert ist auch die dort gemessene Rotorstärke ( $\bar{u}_r = 5,8 \text{ cm s}^{-1}$ ) am größten. Mit  $U$  normiert entspricht sie immer noch knapp 30% der Anströmgeschwindigkeit von  $20 \text{ cm s}^{-1}$ . Hinsichtlich der normierten Rotorstärke wurden in den gemittelten Feldern höhere Werte nur in den Experimenten 126 und 142 gemessen. Letzteres ist das detailliert beschriebene Beispiel der letzten Abschnitte. Im Vergleich mit anderen Untersuchungen sind diese Größenordnungen als durchaus realistisch einzuschätzen. DOYLE und DURRAN (2002) z. B. untersuchten bei einer ähnlichen, idealisierten Schichtung mit höhenkonstantem Anströmprofil, Rotoren, die eine normierte Stärke von bis zu 0,35 erreichten. Ein stärkerer Rotor derselben Veröffentlichung (s. auch DOYLE und DURRAN, 2004) hatte bei komplexeren Windbedingungen mit einer angehobenen Scherschicht, Rückströmgeschwindigkeiten, die etwa den doppelten Wert betragen. Ähnlich große Rotorstärken von 0,7 sind auch bei HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) angegeben. Dort wurde ebenfalls eine Windzunahme mit der Höhe und eine Scherschicht im  $u$ -Profil simuliert. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass in den beiden letztgenannten Fällen die Referenzgeschwindigkeit entspricht der Inversionshöhe entnommen wurde. Bei Verwendung der Geschwindigkeiten höher liegender Schichten oder einer über die Höhe gemittelten Geschwindigkeit aus den angegebenen Windprofilen würden sich kleinere Werte für die normierte Rotorstärke ergeben, da in den genannten Simulationen eine Windzunahme mit der Höhe angenommen wurde. Da in den Tankexperimenten das Hindernis gezogen wurde, entsprechen die Werten von  $U$  in Tabelle 3.14 einem

höhenkonstanten Anströmprofil.

Durch die Zunahme der Horizontalgeschwindigkeit mit der Höhe im Anströmprofil werden höhere Hangabwindgeschwindigkeiten im Vergleich zum höhenkonstanten Profil erreicht. Bei der Normierung der Rotorstärken mit den maximalen Hangwinden können diese Unterschiede zumindest teilweise berücksichtigt werden. So erreichen sie bei DOYLE und DURRAN (2002) und HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) Werte um 0,35. Das ist nur 0,1 über dem in den Experimenten gemessenen Maximalwert von 0,25. Letzterer Wert entspricht dem Verhältnis aus  $\bar{u}_r U^{-1}$  zu  $U_{max} U^{-1}$  und ist nicht zusätzlich in der Tabelle aufgeführt. Bei der Messung von  $U_{max}$  wurde die über dem Hang erreichte, maximale Horizontalgeschwindigkeit beliebiger Höhe ermittelt.

Das Rotorbeispiel, das bei VOSPER (2004) gegeben wird, in dem die Anströmbedingungen mit den hier verwendeten am besten übereinstimmen, erreicht 25% der Anströmgeschwindigkeit. Die hier gemessenen Werte von  $\bar{u}_r$  der stärksten Rotoren liegen also in dem Bereich der bisherigen numerischen Simulationen, wobei mit den Simulationen, bei denen ebenfalls idealisierte, höhenkonstante Profile verwendet wurden, die besten Übereinstimmungen bestehen.

Der Vergleich mit Feldmesskampagnen ist generell schwieriger, da die Strömung in der Natur wesentlich komplexer und in der Regel auch nur über kurze Zeiträume stationär ist. Dennoch wurden Übereinstimmungen der mittels Dopplar-Lidar gewonnenen Daten z. B. von RALPH *et al.* (1997) und DARBY und POULOS (2006) gefunden. In den beiden Referenzen wurden Werte von um 20% der Anströmgeschwindigkeit gemessen.

Aktuellere, dreidimensionale numerische Simulationen von Rotoren, die auch instantane Daten aufführen, sind z. B. von DOYLE und DURRAN (2007) durchgeführt worden. Bis zu 80% der Anströmgeschwindigkeit wird im Rückströmbereich des Rotors erreicht. Die zeitlichen Fluktuationen, die in den Experimenten gemessen wurden, gehen bis über 90% der Anströmgeschwindigkeit hinaus. In drei Experimenten der Tabelle 3.14 wurden Werte zwischen 90% und 100% erreicht. Sie sind somit teilweise größer als die angegebenen maximalen Rotorstärken der numerischen Simulationen. Angemerkt sei, dass die in Tabelle 3.14 aufgelisteten Werte die absoluten Maximalwerte des gesamten Zeitraumes der jeweiligen Messungen sind, die in dem als „*x*-Bereich“ bezeichneten Teil des Rotors gemessen wurden.

Die Vorticity normiert mit  $z_i U^{-1}$  ist in den instantanen Messungen 2-8 mal so groß wie in den gemittelten Daten. Letztere Werte stimmen gut mit denen numerischer Simulationen überein. Sowohl VOSPER (2004) als auch HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) geben in ihren numerischen Simulationen niedrige, einstellige Werte an. DOYLE und DURRAN (2007) erhalten in instantanen Vorticityfeldern der Rotorströmung ebenfalls eine starke Erhöhung der Werte gegenüber zeitlich gemittelten Daten. Der dortige Faktor liegt bei etwa 4. Die maximale, normierte Wirbelstärke beträgt dort mit bis zu 20 noch über den hier angegebenen Maximum von 17 (hier wurde der Betrag genannt). Derart hohe Vorticitywerte werden bei DOYLE und DURRAN (2007) ausschließlich in Subrotoren erreicht. Die in den Experimenten beobachteten und mittels instantaner Vorticityfelder gemessenen Subrotoren sind in allen Versuchen von ähnlicher räumlicher Dimension. Sie haben eine Ausdehnung

von etwa  $0,1 H$  bis  $0,3 H$ . Ein Unterschied zwischen den Experimenten und der Natur sowie den meisten numerischen Simulationen, der bei der Entstehung der scherungsbedingten Vorticity berücksichtigt werden muss, ist u. a., dass die Strömung im Luv laminar ist und jegliche Turbulenz erst auf dem Berg generiert wird. Eine natürliche Grenzschicht und auch eine reibungsbehaftete Grenzschicht im Modell sind bereits vor dem Hindernis turbulent. Wie im nächsten Kapitel noch gezeigt wird, wurde in den Experimenten möglicherweise nicht die komplette Struktur der Subrotoren bzw. das gesamte Spektrum der Wirbelgrößen, erfasst. Dies liegt in erster Linie an der relativ groben Auflösung im PIV-Prozess. Da im nächsten Kapitel diese kleinskaligen Wirbel genauer betrachtet werden und mit den Ergebnissen der numerischen Grobstruktursimulationen zusätzliche Informationen zur Verfügung stehen, wird darauf im nächsten Kapitel genauer eingegangen. Auch der Vergleich mit aktuellen Feldmessungen von Subrotoren wird dort durchgeführt.

Die Windscherung in Tabelle 3.14 wurde aus dem Windprofil im Rotor berechnet. Die maximalen Scherungen treten im Übergang des Rotors zum Leewellensystem auf. Die angegebenen Werte der instantanen und mittleren Felder unterscheiden sich meist um bis zu Faktor zwei. Im Experiment der Nummer 142 wurde eine Faktor von drei berechnet. Die normierten Daten sind vergleichbar mit den von DARBY und POULOS (2006) angegebenen Messwerten, die eine Windscherung von 4 gemessen haben. Auch die von DOYLE und DURRAN (2007) erwähnten Werte der Windscherung für ausgewählte Bereiche der Rotorströmung sind mit 4 unwesentlich größer als der hier angegebene Wertebereich.

Die Daten der räumlichen Skala der Rotoren wurden im Abschnitt 3.3.2 bereits graphisch zusammengefasst. Im Vergleich mit anderen Rotordimensionen stimmen sie mit den von VOSPER (2004), HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN (2009) dargestellten Rotorbeispielen insofern überein, dass die dort dargestellten Rotoren innerhalb des hier angegebenen Größenspektrums liegen. Es wurden in den genannten Arbeiten allerdings keine systematischen Messungen der Dimensionen durchgeführt, sondern nur Einzelbeispiele dargestellt. Des Weiteren fallen alle hier beobachteten Rotoren von den Dimensionen her eindeutig in die von HERTENSTEIN und KUETTNER (2005) und HERTENSTEIN (2009) beschriebenen Rotoren des Typs 1.

Die Hangwindgeschwindigkeit wird von DOYLE und DURRAN (2002) und MOBBS *et al.* (2005) als bedeutend für die Rotorstärke angegeben. So führen stärkere Hangwinde zu größeren Amplituden der Leewellen und zu intensiveren Rotoren. Ein allgemein gültiger, direkter Zusammenhang der Rotorstärke und der Hangwinde konnte in den Experimenten nicht gefunden werden. Allerdings sind bei gleicher Schichtung und gleichem Rotortyp, nach der Definition in Abschnitt 3.3.2, diese Zusammenhänge deutlich geworden. Dies betrifft beispielsweise die Versuche 129, 133 und 134 (s. Tabelle 3.14). Dort führt eine Erhöhung der Zuggeschwindigkeit zu größeren absoluten Hangwindgeschwindigkeiten und zu größeren Amplituden, was letzten Endes stärkere Rotoren (absolut) verursacht. Des Weiteren fällt auf, dass die beiden Experimente (Nr. 139 und 140), bei denen der zeitlich gemittelte Rotor kein Rückströmen aufweist, die geringsten Hangwindgeschwindigkeiten haben. Alle anderen Experimente weisen Werte von mindestens  $1,4 U$  auf. Analysen der „reinen“

Leewellenversuche, die hier nicht aufgelistet sind, haben ergeben, dass dort ebenfalls Werte von 1,4 nicht überschritten wurden. Dies scheint also zumindest unter den hier verwendeten Strömungsbedingungen ein kritischer Wert zu sein, der erreicht werden muss, damit sich Rotoren bilden können.

Bei der Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der Horizontalgeschwindigkeit in Abbildung 3.11 ist durch Veränderungen im Geschwindigkeitsfeld aufgefallen, dass die Strömung zum Teil instationär war. In diesem Beispiel war die Rotorströmung nicht davon betroffen. Allerdings sind in Versuchen mit hohen Anströmgeschwindigkeiten zeitliche Abhängigkeiten der Lage der Rotorströmung relativ zum Berg aufgetreten. So ist beispielsweise der Rückströmbereich in dem mit der Nummern 133 (Tab. A.15) gekennzeichneten Versuch leicht vom Hindernis weggewandert, wohingegen dieser Bereich im Versuch 134 sich zum Hindernis hin bewegt hat. Eine Ursache dafür ist möglicherweise die relativ kurze Zeitspanne von ein bis zwei Minuten Zugzeit vor den verwendeten Aufnahmen, so dass das Feld noch nicht stationär war. Ein konkreter Vergleich der Simulationszeiten wird im nächsten Kapitel durchgeführt. Neben der gesamten Zeitspanne der Versuche spielt der Zeitraum, in dem Messungen durchgeführt werden konnten, eine Rolle. So zeigt die Variation der Rotorstärke im zeitlichen Verlauf, dass das zeitlichen Mittel stark vom betrachteten Mittelungsbereich abhängt. So läge beispielsweise im gezeigten Rotorversuch (Abschnitt 3.3.3, Abb. 3.12) die über 15 s gemittelte Rotorstärke je nach gewähltem Bereich der gesamten Zeitspanne zwischen 3 und  $5 \text{ cm s}^{-1}$ . Zwar wurde in der Auswertung der Experimente darauf geachtet, dass ein maximal möglicher Zeitraum ausgewertet wurde und in die zeitlichen Mittelungen einfluss, allerdings standen nicht in allen Experimenten ähnlich viele qualitativ ausreichende Daten zur Verfügung, so dass teilweise nur Zeiträume von 15 s in die Mittelung eingeflossen sind. Ein längerer Zeitraum hätte diese Unsicherheit reduzieren können. Zur Absicherung der Ergebnisse aus dem PIV-Prozess wurden die dort erhaltenen Daten stets mit den Aufnahmen aus den Videos und Bahnlinienfotos verglichen. Speziell die Videos lieferten in den meisten Fällen gute Visualisierungen der Strömung über einen längeren Zeitraum als die PIV-Daten.

Insgesamt zeigen die vorliegenden Daten dieses Kapitels sowie der im Anhang angefügten Publikation, dass eindeutige Zusammenhänge zwischen dem jeweils beobachtete Strömungsregime und den Schichtungs- und Strömungsbedingungen bestehen. Auch zeigen die gemittelten Felder gute Übereinstimmungen mit Beobachtungen und numerischen Simulationen, z. B. in der Rotorstärke oder im Feld der Vorticity. Die Werte der instantanen Felder, die für die Ermittlung der Rotorstärken und Vorticity der Subrotoren verwendet wurden, zeigen speziell im Vorticityfeld geringere Werte als dreidimensionale numerische Simulationen und unterschätzen möglicherweise die realen Bedingungen. Vergleichswerte sowohl aus Feldmessungen als auch aus numerischen Simulationen sind nur wenige bekannt, da bisher nur wenige hochaufgelöste Datensätze veröffentlicht wurden. Als Vorteil der hier gezeigten Daten sollte genannt werden, dass hier zwar ausschließlich zweidimensionale Felder detektiert wurden, diese allerdings als Schnitte der dreidimensionalen Strömung im Tank entnommen wurden. Somit entspricht die Physik der Strömung der Realität in der Natur. Es werden also keine Approximationen, wie beispielsweise bei zweidimen-

sionalen numerischen Simulationen, gemacht. Die angegebenen Daten sollten somit Anhaltspunkte liefern, die bei zukünftigen hochaufgelösten dreidimensionalen numerischen Simulationen verifiziert werden können. Im nächsten Kapitel wird ein erster Schritt in diese Richtung gemacht, wobei u. a. ein Rotorfall, der im Labor beobachtet wurde (Nr. 133 der Tab. 3.14), numerisch simuliert wird.

### 3.4 Analyse der Messunsicherheiten

Die bisherigen Angaben der in den Experimenten gemessenen Daten wurden ohne Unsicherheitsbereiche angegeben. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt eine kurze Angabe der möglichen Fehlerquellen und deren Auswirkungen auf die berechneten Daten gegeben. Dabei wird ausschließlich auf die messtechnischen Ungenauigkeiten als Grundlage der Analyse eingegangen. Nicht-quantifizierbare Einflüsse in den Messungen und den Experimenten selbst wie z. B. Ablesefehler oder physikalische Einflüsse der Tankwände oder des Bodens werden hier nicht berücksichtigt. Soweit möglich sind diese bereits Gegenstand der abschließenden Diskussion im letzten Abschnitt gewesen.

Die Unsicherheiten der einzelnen Größen, die in diesem Abschnitt angegeben werden, stellen den maximalen Bereich, in dem der wahre Wert einer Größe zu erwarten ist, dar. Das heißt sie geben die maximale Differenz zwischen dem unbekanntem tatsächlichen und dem gemessenen Wert an. Allgemein wird hier die Messunsicherheit einer beliebigen Variable  $\Phi$  als  $\alpha(\Phi)$  bezeichnet. In Tabelle 3.1 sind die direkt gemessenen Größen und ihre jeweiligen Unsicherheiten angegeben (PACI, 2008). Dabei sind neben der Zuggeschwindigkeit des Berges die aus der Dichteprofilmessung direkt hervorgehenden Daten der Dichte und ihrer zugehörigen Höhe angegeben. Die absolute Höhe in dieser Messung  $z_\rho$  hat eine größere Unsicherheit als Differenzen  $\Delta z_\rho$ . Letzteres ist beispielsweise bei der Berechnung der Inversionsschichtdicke relevant, während die absolute Höhe in die Inversionshöhe einfließt. Die angegebenen Unsicherheiten  $\pm\alpha(x)$  und  $\pm\alpha(x_s)$  stellen die Grundlage für die Berechnungen der Unsicherheiten aller aus dem PIV-Prozess erhaltenen Größen dar.  $x$  soll dabei repräsentativ für eine Länge in beliebige Richtung sein. Die angegebenen Werte stammen aus MEUNIER *et al.* (2004) und sind einmal für die Strömung mit niedrigen Geschwindigkeitsscherungen angegeben ( $x$ ) und einmal für Bereiche mit starken (maximal gemessenen) Scherungen ( $x_s$ ).

Gemessene Größen	Unsicherheiten
$\pm\alpha(U)$	$\pm 1\%$
$\pm\alpha(\rho(z))$	$\pm 1 \text{ kg m}^{-3}$
$\pm\alpha(z_\rho)$	$\pm 0,30 \text{ cm}$
$\pm\alpha(\Delta z_\rho)$	$\pm 0,01 \text{ cm}$
$\pm\alpha(x)$	$\pm 1\%$
$\pm\alpha(x_s)$	$\pm 2\%$

**Tabelle 3.1:** Übersichtstabelle der Unsicherheiten direkt gemessener Größen.

Alle weiteren Größen und ihre Unsicherheiten werden aus den in Tabelle 3.1 angegebenen Daten berechnet. Dabei gilt für die aus diesen berechnete Unsicherheit  $\beta(y)$  der Größe  $y$  das Fehlerfortpflanzungsgesetz (SCHÖNWIESE, 1985)

$$\pm \beta(y) = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \alpha^2(x_i)} . \quad (3.4)$$

Die Funktion  $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  der Ausgangsgrößen (z. B.  $u(x, z)$  und  $z_i$ ) steht in Abhängigkeit der Eingangsgrößen  $x_i$  aus Tabelle 3.1. Die entsprechenden Unsicherheiten sind in Tabelle 3.2 angegeben. Die mit  $\beta$  gekennzeichneten Werte sind direkt aus den oben angegebenen berechnet worden, wobei in  $\rho_0$ ,  $\Delta\rho$  und  $z_i$  jeweils noch eine zusätzliche Unsicherheit durch die Berechnung aus der Profilmessung der Dichte selbst hinzukommt. Die Abschätzung dieser zusätzlichen Unsicherheiten wurde über eine Näherung der gemessenen Profile an ein ideales Profil mit einem sprungartigen Übergang der neutralen Bodenschicht zur stabilen oberen Schicht erreicht. Die Hindernishöhe  $H$  ist mit einer Unsicherheit versehen worden, da das Bergmodell einige Millimeter über dem Tankboden bewegt wird. Die exakte Höhe kann also nicht angegeben werden. Das aus dem PIV-Prozess berechnete, zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld wird hier durch  $u$  und  $u_s$  repräsentiert. Es werden hier also keine Unterschiede zwischen horizontaler und vertikaler Geschwindigkeit gemacht, da für beide Richtungen dieselben Unsicherheiten gelten. Die für die Berechnung von  $u = \frac{\Delta x}{\Delta t}$  notwendige Zeitdifferenz  $\Delta t$  ist hier nicht zusätzlich berücksichtigt, da die Unsicherheit in dieser vernachlässigbar gegenüber dem oben angegebenen Wert  $\alpha(x)$  ist (PACI, 2008).

Berechnete Größen	Unsicherheiten
$\pm\beta(\rho_0)$	$\pm 2 \text{ kg m}^{-3}$
$\pm\beta(\Delta\rho)$	$\pm 3 \text{ kg m}^{-3}$
$\pm\beta(z_i)$	$\pm 0,6 \text{ cm}$
$\pm\beta(H)$	$\pm 0,2 \text{ cm}$
$\pm\beta(u)$	$\pm 0,2 \text{ cm s}^{-1}$
$\pm\beta(u_s)$	$\pm 0,4 \text{ cm s}^{-1}$
$\pm\gamma(\eta)$	$\pm 5 \%$
$\pm\gamma(H/z_i)$	$\pm 0,04$
$\pm\gamma(F_i)$	$\pm 0,04$

**Tabelle 3.2:** Übersichtstabelle der Unsicherheiten berechneter Größen, in die die Werte aus Tabelle 3.1 eingeflossen sind. Die mit  $\beta$  gekennzeichneten Größen wurden direkt aus den in Tabelle 3.1 angegebenen berechnet (teilweise mit zusätzlicher Unsicherheit, s. Text). Für die mit  $\gamma$  gekennzeichneten Größen sind sowohl die aus Tabelle 3.1 als auch die in dieser Tabelle mit  $\beta$  gekennzeichneten Daten verwendet worden.

Der Unsicherheitswert der Vorticity wurde für den stärksten instantan gemessenen, absoluten Wert in einem Rotor berechnet. Dabei wurde berücksichtigt, dass sich die Unsicherheit für Geschwindigkeitsfelder bei einer größeren Scherung in diesem vergrößert (MEUNIER *et al.*, 2004). Der Absolutwert beträgt etwa  $0,3 \text{ s}^{-1}$ . Die Vorticity

und die beiden anderen mit  $\gamma$  gekennzeichneten Größen, die Froude-Zahl und das Verhältnis Hindernis- zu Inversionshöhe, wurden unter Verwendung von Gleichung (3.4) aus den mit  $\alpha$  und  $\beta$  markierten Größen berechnet.

Die in Tabelle 3.2 dargestellten Unsicherheiten zeigen, dass die in diesem Kapitel diskutierten Daten der Diagramme (z. B. Strömungsregime-Diagramm), die ohne entsprechende Fehlerbalken dargestellt wurden, als repräsentativ für einen kleinen Bereich des Diagramms gesehen werden können. Alle angegebenen Bereiche, in denen die wahren Werte liegen, stellen im Rahmen der bisher gezeigten Auswertungen keine Einschränkungen der Ergebnisse dar. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, werden größere Abweichungen als die hier angegebenen Unsicherheitsbereiche zu numerischen Vergleichsstudien primär durch die Unterschiede der Untersuchungsmethoden selbst erhalten.



# 4 Grobstruktursimulationen von Gebirgsrotoren

Dieses Kapitel bildet den zweiten großen Teil der gezeigten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und beschäftigt sich mit Grobstruktursimulationen von Rotoren. Neben einer Vergleichssimulation zu einem von VOSPER (2004) dargestellten Rotor stellen Vergleichssimulationen zu einem ausgewählten Rotorfall, der in den Laborexperimenten beobachtet wurde, den Hauptteil der Ergebnisse dar. Die beiden Vergleichsstudien sollen zum einen die Machbarkeit der numerischen Simulationen von Leewellen und Rotoren mit dem Modell PALM aufzeigen. Zum anderen sollen weitere, detaillierte Informationen über die Strukturen von Rotoren gewonnen werden, die in den zweidimensionalen Simulationen von VOSPER (2004) und in den Laborexperimenten nicht erfasst werden konnten. Letztere unterliegen, bedingt durch den PIV-Auswerteprozess ebenfalls einer größeren räumlichen und zeitlichen Auflösung als es in den Grobstruktursimulationen möglich ist. Die explizite Auflösung der Turbulenz in den hier dargestellten numerischen Simulationen hingegen bietet die Möglichkeit die turbulenten Strukturen des Rotors sowohl instantan als auch im zeitlichen Verlauf genauer zu analysieren.

Die Parameter für die Grobstruktursimulationen und die theoretischen Grundlagen zu den numerischen Simulationen werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels behandelt (4.1). Es folgt eine kurze Einführung in das verwendete Modell PALM (4.2) sowie die jeweiligen Modellkonfigurationen im Abschnitt 4.3. Bevor die Ergebnisse der Vergleichssimulationen gezeigt werden, wird im Unterkapitel 4.4 zunächst der Einfluss der Auflösung und der Bergform im Modell auf die Rotorbildung untersucht. Die dort erhaltenen Ergebnisse sind für die Interpretation der Vergleichssimulationen relevant. Diese werden in den Abschnitten 4.5.1 bis 4.5.2 dargelegt. Am Ende dieses Kapitels werden die hochaufgelösten Daten der numerischen Simulation zur Analyse der Entstehung von Subrotoren und dem Vergleich mit aktuellen hochauflösenden Studien verwendet.

## 4.1 Theoretische Grundlagen zu den Simulationen

Die Ergebnisse von VOSPER (2004) bildeten die Grundlage für das gewählte „Setup“ der im Kapitel 3 gezeigten Laborexperimente zur Entstehung von Gebirgsrotoren. Aus diesem Grund wurde neben der numerischen Simulation eines Rotorfalls aus den Laborexperimenten eine Vergleichssimulation mit einer in VOSPER (2004) dargestellten Rotorsimulation durchgeführt. Dies dient in erster Linie der Verifizierung der Simulationen mit dem verwendeten Modell PALM. Ein weiterer Grund für die

Verwendung der Studien von VOSPER (2004) als Referenz ist die Idealisierung der vorgegebenen Parameter, wie z. B. die verwendete Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile (s. Kapitel 3) und die in Strömungsrichtung symmetrische Hindernisform. Hierdurch müssen nur wenige Veränderungen im Modellsetup gegenüber den Vergleichssimulationen der Experimente vorgenommen werden. Nachteile bringen die unterschiedlichen Modellansätze, auf die später genauer eingegangen wird, mit sich. Alleine die Erweiterung des Modells von einer zwei- auf eine dreidimensionale Lösung der Gleichungen hat bei DOYLE und DURRAN (2007) zu signifikanten Unterschieden geführt. So nahm dort die zeitlich gemittelte Rotorstärke von  $26 \text{ m s}^{-1}$  in den zweidimensionalen Simulationen auf  $7 \text{ m s}^{-1}$  in den dreidimensionalen Simulationen ab. Da allerdings erst wenige dreidimensionale Rotorsimulationen mit einem Grobstrukturmodell durchgeführt wurden, konnten diese nicht als Kriterium für die Vergleichsstudie herangezogen werden. Stattdessen wurde ein von VOSPER (2004) beschriebenes „Setup“ für die Simulation verwendet.

Neben den im Strömungsregime-Diagramm verwendeten dimensionslosen Parametern  $F_i$  und  $H/z_i$  müssen sich weitere dimensionslose Parameter decken, um eine möglichst exakte Übereinstimmung der Vergleichssimulationen zu erhalten. Würden nur die beiden genannten Parameter als Referenz dienen, so könnten geeignete Variationen der strömungsbeschreibenden Parameter  $U$ ,  $\Delta\theta$  und  $z_i$  eine gleichbleibende Froude-Zahl bedeuten. Bei den Laborexperimenten bestanden, bedingt durch die gegebenen Möglichkeiten der Einstellungen der Experimente, diese Unterschiede der Schichtungs- und Strömungsbeschreibenden Parameter zu den Simulationen von VOSPER (2004). Sie wurden als eine mögliche Ursache der Unterschiede in den Strömungsregime-Diagrammen betrachtet (s. Abschnitt A.2). Um diesen Einfluss auszuschließen wurden bei den Grobstruktur-Vergleichssimulationen zu VOSPER (2004) Hindernishöhe, Hindernisbreite, Inversionshöhe, Anströmgeschwindigkeit und Inversionsstärke exakt übernommen. Eine genaue Auflistung der verwendeten Parameter ist im Abschnitt 4.1.2 zu finden.

Da die Laborexperimente andere Größenskala haben, als das Modellgebiet der numerischen Simulationen, das der Größenordnung der realen Atmosphäre entspricht, können die Werte der Schichtung und der Strömung nicht direkt übernommen werden. Wie oben erwähnt reichen die Froude-Zahl und die dimensionslose Hindernishöhe nicht aus, um die atmosphärischen Gegebenheiten eindeutig zu beschreiben. Es müssen somit weitere dimensionslose Parameter zur Hilfe genommen werden, die eine genaue Übertragung der Strömungs- und Schichtungsparameter und somit eine Charakterisierung des physikalischen Phänomens Rotor ermöglichen.

Eine gute Möglichkeit, um die Steilheit des Gebirges abzuschätzen, bietet das Aspektverhältnis aus Hindernishöhe und -länge

$$S = \frac{H}{2L_0} . \quad (4.1)$$

Für die Schichtung im oberen, konstant stabil geschichteten Bereich, oberhalb der Inversion, wird der dimensionslose Parameter  $Z$  nach Gleichung 2.6 verwendet. Dieser beinhaltet, anders als  $F_i$ , die Brunt-Väisälä-Frequenz der stabilen oberen Schicht. Als weitere Beziehung kann das Verhältnis der Inversionsstärke  $\Delta\rho$  zur Dichte der

neutralen bodennahen Schicht  $\rho_0$  angegeben werden. Bei der Übertragung der Dichteprofile auf die in den numerischen Simulationen üblichen Temperaturprofile gilt

$$-\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta\theta}{\theta_0}. \quad (4.2)$$

Zusammen mit der Froude-Zahl nach Gleichung A.2 und der dimensionslosen Hindernishöhe  $H/z_i$  lassen sich mit den hier angegebenen Gleichungen die sieben relevanten Parameter  $H$ ,  $L$ ,  $z_i$ ,  $\theta_0$ ,  $\Delta\theta$ ,  $N$  und  $U$  exakt bestimmen. Dies wird in den folgenden zwei Abschnitten ausführlicher für die unterschiedlichen Vergleichssimulationen (Laborexperimente und Vosper) beschrieben, durchgeführt und aufgelistet.

### 4.1.1 Übersicht zum Vergleich mit Laborexperiment

In den Laborexperimenten wurden eine Reihe verschiedener Rotorfälle beobachtet, deren Unterschiede in Kapitel 3 herausgearbeitet wurden. Um die Machbarkeit der Simulationen von Rotoren mit dem LES-Modell PALM zu testen und zusätzlich einen detaillierten Einblick in die zeitlich und räumlich hochaufgelösten Strukturen zu bekommen, wurde ein ausgewählter Rotorfall mit dem Grobstruktursimulationsmodell PALM simuliert. Neben der feineren Auflösung bringen die vorliegenden dreidimensionalen Daten über einen wesentlich größeren Bereich der Strömung einen zusätzlichen Informationsgewinn über die gesamte Leeseitige Struktur des Leewelle-Rotor-Systems.

Zu den Auswahlkriterien für den zu simulierenden Rotorfall zählten zum einen die Qualität und Quantität der vorhandenen Datensätze aus den Laborexperimenten. Dies sind neben den PIV-Daten auch Bahnlinienbilder und Videos, die während der Versuche erstellt wurden. Zum anderen sollte sich der Rotor in einem möglichst eindeutigen Leewellensystem, aus an der Inversion geführter Wellen, befinden, wodurch die Rotoren mit sprungartigen Inversionsverlauf oder mit Wellenbrechen und sich stark aufsteilenden Stromlinien nicht in Betracht gezogen wurden. Nach der im Kapitel 3 vorgenommen Einteilung kommen so nur Rotoren des Leewellen-Typs, mit der „1“ als Kennzeichnung in Tabelle 3.14 in Frage. Die höchste Übereinstimmung mit diesen Kriterien erfüllt der im Kapitel A.2 beschriebene Rotorfall. Die dimensionslosen Parameter  $F_i$  und  $H/z_i$  liegen dort bei 0,9 bzw. 1,1. Als weitere dimensionslose Parameter, die ebenfalls für die numerischen Simulationen erhalten bleiben müssen, sind  $Z = 0,66$  und  $S = 0,11$  aus den Laborexperimenten berechnet worden. Diese Parameter und die daraus resultierenden physikalischen Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die Temperaturwerte für die neutrale Bodenschicht und Gesamtberghöhe sind frei, aber physikalisch sinnvoll, gewählt und orientieren sich an typischen atmosphärischen und orographischen Werten. Die Berghöhe repräsentiert mit 480 m ein Hindernis mittlerer Höhe, wie es auch bei VOSPER (2004) oder SHERIDAN und VOSPER (2006) verwendet wurde ( $H = 400$  m bzw.  $H = 600$  m). Ein vergleichbares reales Gebirge, das Gegenstand von Rotormessungen war (MOBBS *et al.*, 2005), befindet sich auf den Falkland Inseln ( $H \approx 600$  m).

Die Bergform ist entsprechend der im Labor gewählt (s. Abschnitt 3.2). Der einzige Unterschied besteht darin, dass in den meisten, in diesem Kapitel gezeigten Ergeb-

Physikalische Parameter	Labor	LES
Berghöhe $H$	13 cm	480 m
Gesamtlänge des Berges $L$	114 cm	4400 m
Inversionshöhe $z_i$	12 cm	436 m
Werte der bodennahen Schicht $\rho_0$ bzw. $\theta_0$	1121 kg m <sup>-3</sup>	300 K
Inversionsstärke $\Delta\rho$ bzw. $\Delta\theta$	31 kg m <sup>-3</sup>	8.3 K
Schichtung oberhalb von $z_i$ $N$	0,9 s <sup>-1</sup>	0,015 s <sup>-1</sup>
Anströmgeschwindigkeit $U$	16 cm s <sup>-1</sup>	9,69 m s <sup>-1</sup>
Dimensionslose Parameter		
$F_i$	0,89	0,89
$H/z_i$	1,1	1,1
$S$	0,11	0,11
$Z$	0,66	0,66

**Tabelle 4.1:** Steuernde Parameter der Vergleichsrotorfälle im Labor und in den Grobstruktursimulationen.

nissen, der zweidimensionale Teil des Berges (Breite  $W$ ) relativ zum Experiment in  $y$ -Richtung etwa doppelt so groß ist. Dort ist das Verhältnis  $\beta$  der Breite  $W$  zur Höhe  $H$  10,3. Auf den Maßstab des LES-Modells umgerechnet entspricht das einem Wert von 5 km. Die tatsächlich verwendete Breite wurde nach einigen Testläufen auf 10 km hochgesetzt, da die Corioliskraft und somit die Drehung des horizontalen Grenzschichtwindes ein nicht-senkrechtes, bodennahes Anströmen verursachen. Dieses schräge Anströmen führt zu einer seitlichen Störung der Grenzschichtströmung im Lee des Hindernisses, die es in den Experimenten in dieser Form nicht gab. Eine Möglichkeit, diese bodennahen Störungen zu reduzieren, ist die Drehung des geostrophischen Windes derart, dass der mittlere Grenzschichtwind senkrecht zum Hindernis weht. Hiervon wurde allerdings abgesehen, da der geostrophische Wind und seine Richtung entscheidend für die Bildung der Leewellen sind. Somit wurde dieser stets senkrecht zum Hindernis eingestellt. Auf den Einfluss der Hindernisbreite in  $y$ -Richtung wird im Abschnitt 4.4.2 genauer eingegangen.

#### 4.1.2 Übersicht zum Vergleich mit numerischer Simulation von Vosper (2004)

Für die von VOSPER (2004) detailliert dargelegten Ergebnisse einer Rotorsimulation wurden von diesem die dimensionslosen Parameter  $F_i = 0,6$  und  $H/z_i = 0,5$  angegeben. In diesem Bereich des Strömungsregime-Diagramms sind in den Laborexperimenten keine Rotoren beobachtet worden (s. Abschnitt A.15). Die Verwendung dieser Ergebnisse begründet sich darin, dass dies die einzigen detaillierten Ergebnisse eines Rotorfalls bei VOSPER (2004) sind, die für den Vergleich verwendet werden können. Auf der anderen Seite kann zusätzlich überprüft werden, ob in den Grobstruktursimulationen, ähnlich wie im Labor, bei Verwendung dieser Parameterwerte überhaupt Rotoren entstehen oder nur Leewellen zu sehen sind.

Physikalische Parameter	Vosper
Berghöhe $H$	400 m
Gesamtlänge des Berges $L$	10000 m
Inversionshöhe $z_i$	800 m
Werte der bodennahen Schicht $\rho_0$ bzw. $\theta_0$	288 K
Inversionsstärke $\Delta\rho$ bzw. $\Delta\theta$	6.5 K
Schichtung oberhalb von $z_i$ $N$	0,01 s <sup>-1</sup>
Anströmgeschwindigkeit $U$	8 m s <sup>-1</sup>
Dimensionslose Parameter	
$F_i$	0,60
$H/z_i$	0,50
$S$	0,04
$Z$	1,0

**Tabelle 4.2:** Steuernde Parameter des Rotorfalls von Vosper (2004), die in der Vergleichssimulation übernommen wurden.

In Tabelle 4.2 sind die aus VOSPER (2004) übernommenen Daten für die Simulation dargestellt. Die Hauptunterschiede zur Vergleichssimulation des Rotorfalls aus dem Laborexperiment sind die Inversionshöhe, die der zweifachen Berghöhe ( $H = 400$  m) entspricht und die Hindernislänge, die in Strömungsrichtung mit 10 km mehr als doppelt so lang ist. Ansonsten wurden ähnliche Werte für die nach demselben Prinzip idealisierten Profile von  $\theta$  und  $u$  angenommen. Die in Tabelle 4.2 gezeigten Daten wurden im Rahmen der Genauigkeit, die die Diskretisierung bei PALM zulässt, übernommen. Der Berg, der bei VOSPER (2004) überströmt wurde, hatte eine dem Modellberg im Experiment vergleichbare Gaußform. Allerdings ist das Verhältnis von Höhe zu Breite um den Faktor 2,75 kleiner. Die von Vosper verwendete Formel der Bergform in Strömungsrichtung lautet

$$h(x) = \begin{cases} 1 + \cos(kx))/2 & \text{für } |x| \leq \pi/k \\ 0 & \text{für } |x| > \pi/k \end{cases} \quad (4.3)$$

mit  $k = 2\pi/L$ . Der Berg ist im Mittel also flacher, als der bei den Vergleichssimulationen zum Laborexperiment.

## 4.2 Numerische Simulationen mit einem LES Modell

In diesem Unterkapitel wird das für die numerischen Simulationen verwendete Modell PALM (Parallelized Large-eddy simulation Model) beschrieben. Das Modell ist ein Grobstruktursimulationsmodell und basiert somit auf der Trennung der Turbulenzelemente größerer Skalen (Grobstruktur) von denen kleinerer Skalen (Feinstruktur). Das heißt es werden zwar einerseits Strukturen nicht aufgelöst, die bei

der direkten numerischen Simulation (DNS) aufgelöst würden, andererseits verringert sich der Rechenaufwand gegenüber der DNS erheblich bei gleichzeitigem Erhalt der Informationen größerer Strukturen. Letzteres ist der Hauptgrund, warum die in diesem Kapitel dargestellten Simulationen zur Zeit nicht mittels DNS berechnet werden können. Durch die konkrete Auflösung der Grobstruktur bringt die LES allerdings einen zusätzlichen Informationsgewinn gegenüber vergleichbaren Simulationen, die auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) basieren. Dies soll in erster Linie bei der Betrachtung der zeitlichen Fluktuationen, wie sie im Labor (s. Kapitel 3) beobachtet wurden, genutzt werden. Eine Reihe bisheriger numerischer Simulationen zur Rotorströmung konnte die Turbulenz der Strömung aufgrund der angewandten Mittelungen nicht auflösen, weshalb auch nur mittlere Werte für die Geschwindigkeiten im Rotor angegeben werden konnten. Eine tiefergehende Beschreibung der Einteilung der verschiedenen Modelltypen (DNS, LES, RANS) wird z. B. bei FRÖHLICH (2006) vorgenommen.

Der Ansatz der LES die großen Wirbel, die den Hauptteil des Energiespektrums abdecken, explizit zu simulieren, nicht aber die kleinskaligen und energiearmen Wirbel, fordert weiterhin die Modellierung dieses Bereichs des Wirbelspektrums. Der Einfluss der kleinen Wirbel wird mit Hilfe eines Subgridskalen-Modells parametrisiert. Zuvor findet eine Filterung statt, die entsprechend des vorgegebenen Prinzips die Bereiche der aufgelösten Skala von der Subgridskala trennt. Zu beachten ist, dass die in diesem Abschnitt erwähnten kleinskaligen Wirbel diejenigen sind, die sich im Dissipationsbereich des Energiespektrums befinden. Sie tragen nur geringfügig zur Gesamtenergie des Systems bei und werden nicht vom Modell aufgelöst. In der bisherigen Betrachtung der Laborexperimente wurde der Begriff „kleinskalige Wirbel“ oder „kleinskalige Strukturen“ für Subrotoren oder ähnliche, im zeitlichen Mittel nicht erfasste, aber dennoch aufgelöste und in instantanen Feldern sichtbare, Strukturen im Geschwindigkeits- oder Vorticityfeld verwendet. Diese Formulierung wird auch im Folgenden beibehalten und bezieht sich auf die kleinsten aufgelösten Skalen der numerischen Simulationen oder der Laborexperimente.

Für beide oben angesprochenen Prinzipien der LES können unterschiedliche Ansätze verwendet werden. Die in dem hier verwendeten Modell PALM werden zusammen mit weiteren relevanten Aspekten des Modells im folgenden Abschnitt näher erläutert. Vertiefende Informationen zur LES im Allgemeinen werden u. a. bei FRÖHLICH (2006) oder SAGAUT (2006) gegeben.

### 4.2.1 Das LES Model PALM

Das LES Modell PALM wurde in den 90er Jahren am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Leibniz Universität Hannover entwickelt (RAASCH und ETLING, 1998; RAASCH und SCHRÖTER, 2001) und seitdem für Untersuchungen sowohl der atmosphärischen als auch ozeanischen Grenzschicht eingesetzt. Das Modell ist in Fortran95 geschrieben und seit 1997 parallelisiert (RAASCH und SCHRÖTER, 2001). Hier sollen nur die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften und Möglichkeiten des Modells näher betrachtet werden, weshalb z. B. keine Feuchteprozesse berücksichtigt werden. Für detaillierte Informationen zum Modell und zu einigen hier nicht

verwendeten Möglichkeiten der Nutzung sei auf tiefergehende Literatur, wie z. B. SCHRÖTER (2003), LETZEL (2007) oder GRYSCHKA (2010), verwiesen.

Basierend auf den Navier-Stokes-Gleichungen, die aus den Erhaltungsgleichungen für Impuls und Masse bestehen sowie den Erhaltungsgleichungen für Energie und beliebige Skalare, kann eine Strömung vollständig beschrieben werden. Um das Auftreten von Schallwellen und den damit einhergehenden größeren Rechenaufwand zu verhindern, werden die Gleichungen in der Boussinesq-approximierten Form verwendet. Diese basiert u. a. auf der Annahme, dass die Strömung inkompressibel ist, Dichteunterschiede für den Auftrieb allerdings berücksichtigt werden.

Die Filterung zur Trennung der Skalen geschieht mit der Kontrollvolumenmethode nach SCHUMANN (1975). Dabei werden die inkompressiblen Gleichungen über diskrete Gittervolumen gemittelt. Die so erhaltenen grundlegenden Modellgleichungen ergeben sich zu:

Impulsbilanzgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}_k \bar{u}_i)}{\partial x_k} - \epsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k + \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g} + \frac{\bar{\theta}^*}{\theta_0} g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k}, \quad (4.4)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.5)$$

Erster Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}_i \bar{\theta})}{\partial x_i} - \frac{\partial(\overline{u'_i \theta'})}{\partial x_i}. \quad (4.6)$$

Dabei kennzeichnet  $u_i$  die drei Komponenten des Windvektors mit  $i = 1, 2, 3$ . Der geostrophische Wind wird durch  $u_{k_g}$  repräsentiert.  $x_i$  sind die kartesischen Koordinaten,  $f_i = (0, 2\Omega \cos \phi, 2\Omega \sin \phi)$  der Coriolisparameter mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$  und  $\phi$  als geographische Breite.  $\theta^*$  und  $p^*$  sind die Schwankungsgrößen der potenziellen Temperatur und des Drucks und  $\theta_0$  der Grundzustand der potenziellen Temperatur aus der Boussinesq-Approximation.  $\tau_{ki} = \overline{u'_k u'_i}$  kennzeichnet den subskaligen Stresstensor. Die Operatoren  $\epsilon_{ijk}$  und  $\delta_{i3}$  sind der alternierende Einheitstensor und das Kroneker-Symbol. Die Symbole mit Querstrich repräsentieren die gefilterten aufgelösten Größen, während die gestrichenen Symbole die subgridskaligen darstellen. Diese müssen mit Hilfe des Subgridkalenmodells parametrisiert werden. Zum einen ist das der Stresstensor und zum anderen der Temperaturfluss. Um das Schließungsproblem zu lösen, wird in PALM ein Ansatz nach DEARDORFF (1980) verwendet. Dieser sieht einen turbulenten Energietransport analog zur molekularen Diffusion vor und wird wie folgt mittels Gradientansatz ausgedrückt

$$\tau_{ki} = -K_m \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.7)$$

$$\overline{u'_i \theta'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i}. \quad (4.8)$$

Dabei sind  $K_m$  und  $K_h$  die turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls und Wärme, die mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie (TKE)  $e$  und der Mischungsweglänge  $l$  parametrisiert werden zu

$$K_m = 0,1l\sqrt{e} \quad , \quad (4.9)$$

$$K_h = \left(1 + 2\frac{l}{\Delta}\right) K_m \quad . \quad (4.10)$$

$\Delta = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z}$  beschreibt die charakteristische Gitterweite. Die Parameter  $e$  und  $l$  werden über die folgenden Beziehungen berechnet

$$e = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \quad , \quad (4.11)$$

$$l = \begin{cases} \min\left(\Delta, 0,7d, 0,76\sqrt{e}\left(\frac{g}{\theta_0}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\right)^{-\frac{1}{2}}\right) & \text{für } \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} > 0 \\ \min(\Delta, 0,7d) & \text{für } \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \leq 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

Die turbulente kinetische Energie, deren Herleitung und genauere Erklärung beispielsweise bei ETLING (2002) zu finden ist, wird über die prognostische Gleichung

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{u'_j e} + \overline{u'_j e} + \frac{1}{\rho_0} \overline{u'_j p'} \right) - \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} \overline{u'_3 \theta'} - \epsilon \quad (4.13)$$

gelöst. Die in Gleichung (4.13) enthaltenen Unbekannten sind der Dissipationsterm  $\epsilon$ , der turbulente vertikale Wärmefluss  $\overline{u'_3 \theta'}$  sowie die turbulenten Flüsse der Turbulenzenergie  $\overline{u'_j e}$  und der Druckschwankungen  $\overline{u'_j p'}$ , die wie folgt parametrisiert sind

$$\epsilon = \left(0,19 + 0,74\frac{l}{\Delta}\right) \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l} \quad , \quad (4.14)$$

$$\overline{u'_3 \theta'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_3} \quad , \quad (4.15)$$

$$\overline{u'_j e} + \overline{u'_j p'} = -2K_m \frac{\partial e}{\partial x_j} \quad . \quad (4.16)$$

Das mit den angegebenen Gleichungen (4.4)-(4.6) und (4.13) geschlossene Gleichungssystem muss noch räumlich und zeitlich diskretisiert werden, um es auf numerischem Wege lösen zu können. Dies geschieht räumlich mittels Finite-Differenzen-Verfahren, wobei das entsprechende Gitter einem rechtwinkligen versetzten ARAKAWA C Typ entspricht (ARAKAWA und LAMB, 1977). Die einzelnen Gittervolumen werden durch die Seiten mit den Längen  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  und  $\Delta z$  aufgespannt. Die horizontalen Gitterweiten sind über das gesamte Modellgebiet äquidistant, während in der Vertikalen ab einer definierten Höhe eine Streckung des Gitters um den Faktor 1,08 erfolgen kann. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt mit einem Runge-Kutta Verfahren 3. Ordnung (DURRAN, 1999). Der Zeitschritt ist dabei variabel, erfüllt aber sowohl das Courant-Friedrichs-Lewy-Kriterium (CFL-Kriterium) als auch das



Diffusionskriterium mit einem zusätzlichen Sicherheitsfaktor von 0,9. Der nichtlineare Advektionsterm wird mit Hilfe des Advektionsverfahrens nach PIACSEK und WILLIAMS (1970) approximiert. Um die Divergenzfreiheit zu gewährleisten, wird ein Drucklöser nach dem Prädiktor-Korrektor-Verfahren verwendet (CHORIN, 1968; PATRINOS und KISTLER, 1977; FRÖHLICH, 2006).

An den lateralen Rändern werden zyklische Randbedingungen angenommen. Am oberen Rand werden für die Geschwindigkeitsfelder und den Stördruck Dirichlet-Randbedingungen verwendet. Für die turbulente kinetische Energie und die potenzielle Temperatur werden Neumann-Randbedingungen angenommen. Die physikalischen Ränder, also der Unterrand des Modellgebietes, der den festen Erdboden repräsentiert und somit strömungsundurchlässig ist, sind Dirichlet-Randbedingungen für die Vertikalgeschwindigkeit und Neumann-Randbedingungen für die skalaren Variablen des Stördrucks, der potenziellen Temperatur und der TKE gegeben. Die Horizontalgeschwindigkeit unterliegt einer Haftreibung, so dass sie am Erdboden verschwindet. Durch das versetzte Gitter wird die letztgenannte Bedingung durch eine Spiegelung der untersten beiden Gitterebenen erreicht.

Der Einfluss der festen Oberflächen auf die Strömung wird mit Hilfe eines Wandmodells, das auf der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie basiert, umgesetzt. Sowohl an horizontalen als auch vertikalen Flächen gilt dabei die Annahme einer Prandtl-Schicht mit der Dicke einer halben Gitterweite. Die zugrunde liegende Theorie wird z. B. bei STULL (1988) und ETLING (2002) erläutert. Die Implementierung vertikaler Wände, wie sie bei dem in dieser Arbeit verwendeten Hindernis vorkommen, geschieht über eine Maskierungsmethode des kartesischen numerischen Gitters (LETZEL, 2007). Dieses bewirkt, dass außerhalb des maskierten Bereichs der gewöhnliche Modellcode angewandt wird, innerhalb des Bereichs liegende Gitterpunkte nicht berechnet werden und im Übergangsbereich das Wandmodell Verwendung findet. Eine Validierung der Modellergebnisse wurde für die Umströmung eines Einzelwürfels von LETZEL (2007) durchgeführt.

Für die Simulation mit einem Gebirge bedeutet das, dass hier nicht, wie in vielen Modellen üblich, ein geländefolgendes Modellgitter verwendet wird, sondern der Berg in das vorgegebene Gitter eingepasst ist. Neben der angesprochenen Validierung wurde die Methode bereits bei Simulationen komplexer Gebäudeumströmung angewendet (LETZEL, 2007). Zudem ist das Verfahren bei HEINZE (2009) bereits für die Untersuchung orographisch ausgelöster Kármánscher Wirbelstraßen zum Einsatz gekommen. Zur Initialisierung der Modellläufe werden mit Hilfe eines eindimensionalen Vorlaufs die Daten der höhenabhängigen Windprofile gewonnen und an das dreidimensionale Feld übergeben.

Informationen zu weiteren Möglichkeiten mit PALM, die hier nicht behandelt wurden und zur Umsetzung der Parallelisierung werden u. a. in den Arbeiten von SCHRÖTER (2003), LETZEL (2007) oder GRYSCHKA (2010) gegeben.

### 4.3 Modellkonfigurationen

In diesem Abschnitt wird die Umsetzung der im Unterkapitel 4.1 geforderten Einstellungen der atmosphärischen Gegebenheiten im Modell PALM beschrieben. Da sich die Vergleichssimulationen des Laborexperimentes und der Simulation von VOSPER (2004) primär in den bereits oben beschriebenen Parametern unterscheiden, wird hier exemplarisch der Laborfall genauer beschrieben und lediglich auf Unterschiede zur Simulation des Vosper-Falls hingewiesen.

Die für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modellkonfigurationen sind in ähnlicher Weise bereits bei der Simulation von Kármánnischen Wirbelstraßen zur Anwendung gekommen (HEINZE, 2009) und mussten deshalb nur in geringem Maße an die hier geforderten Gegebenheiten angepasst werden. Die Schichtung beinhaltete dort ebenfalls eine Inversion, die oberhalb einer neutralen Schicht lag. Die Höhe der Inversion liegt bei dem dort betrachteten Phänomen allerdings unterhalb der Höhe des Berges, der eine rotationssymmetrische, einer Insel nachempfundenen, Form hat.

Das Modellgebiet ist in allen in dieser Arbeit gezeigten Simulationen rechteckig mit der längsten Seite in Strömungsrichtung. Diese hat eine Länge  $L_x$  von 144 km. Die Maße der anderen beiden Seitenlängen betragen  $L_y = 30,4$  km und  $L_z = 27,7$  km. Die Einstellung der verwendeten Modellgebietslängen basierte in erster Linie auf den zyklischen Randbedingungen und wurde derart gewählt, dass hierdurch sowohl in  $x$ -Richtung als auch in  $y$ -Richtung keine modellbedingten Wellen in dem betrachteten Gebiet auftreten. Dies sind in Strömungsrichtung sich horizontal ausbreitende (geführte) Leewellen, die innerhalb der Gesamtsimulationszeit maximal bis an den Rand des Modellgebietes gelangen sollen. Senkrecht zur Strömungsrichtung treten bei den quasi-zweidimensionalen Hindernissen dreidimensionale Strukturen auf, die durch die lateralen Ränder transportiert werden. Die Breite  $L_y$  wurde entsprechend so gewählt, dass diese Strukturen die Leeströmung erst in einem nicht mehr betrachteten Bereich die Ränder erreichen. Dieser Effekt wird in Abschnitt 4.4.2 genauer betrachtet. Die relativ hohe vertikale Erstreckung ermöglicht zunächst das störungsfreie Ausbreiten der Schwerewellen, welches durch eine Rayleigh-Dämpfung ab einer Höhe von 20 km derart reduziert wird, dass am Oberrand des Modellgebietes der Grundzustand aller Variablen erreicht wird.

Bei den verwendeten Gitterweiten von 60 m, 50 m, 30 m, und 15 m werden die in Tabelle 4.3 angegebenen Gittergrößen erhalten. Dabei geben  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  die Anzahl der Gitterpunkte in die jeweilige Richtung an.

$\Delta x, \Delta y, \Delta z_{min}$	$\Delta z_{max}$	$N_x \times N_y \times N_z$
60 m	1915 m	2400 x 512 x 83
50 m	1862 m	2880 x 608 x 93
30 m	1914 m	4800 x 1024 x 130
15 m	1913 m	9600 x 2048 x 214

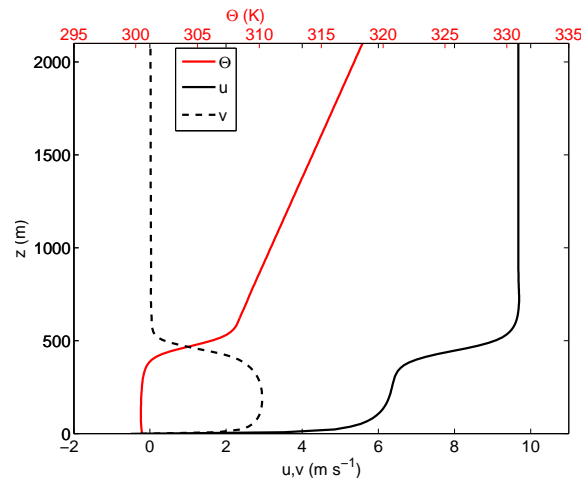
**Tabelle 4.3:** Modellgebietsparameter der numerischen Simulationen.

In horizontaler Richtung ist das Gitter isotrop. Vertikal wird es ab einer Höhe von 2250 m um den Faktor 1.08 gestreckt (s. hierzu Kapitel 4.2.1), so dass maximale Gitterweiten von knapp 2 km erreicht werden. Die vertikalen Gitterpunkte der ersten Gitterebene über dem Boden haben die Höhe der halben Gitterweite, diese liegen je nach Auflösung also bei 7,5 m, 15 m, 25 m oder 30 m.

Der Bergmittelpunkt in Strömungsrichtung befindet sich bei  $x = 20$  km, so dass der Hauptteil (etwa 85%) des Modellgebietes im Lee des Gebirges liegt. Die Bergform in  $x$ -Richtung entspricht jeweils der in den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.2 angegebenen Gleichungen (der bei der Vosper-Simulation verwendete Berg ist etwa doppelt so breit wie der der Laborexperimente). Die exakte Länge des Berges hängt von der Gitterweite ab, da das Hindernis durch die Diskretisierung an den untersten Gitterpunkten „abgeschnitten“ wird. In  $y$ -Richtung sind insgesamt drei verschiedene Bergformen verwendet worden. Neben reinen zweidimensionalen Gebirgen (Vergleichssimulationen zu VOSPER, 2004 und zu den Laborexperimenten), deren Form sich entlang der  $y$ -Achse nicht ändert, sind in den Vergleichssimulationen der Laborexperimente zusätzlich zwei verschiedene quasi-zweidimensionale Hindernisse verwendet worden. Dabei variierte der rein zweidimensionale Teil des Hindernisses, die Breite  $W$ , zwischen 5 km und 10 km. Erstere Form entspricht genau der Form des Bergmodells, das in den Laborexperimenten eingesetzt wurde. Genauere Erläuterungen und Ergebnisse der unterschiedlichen Bergformen sind im Abschnitt 4.4.2 zu finden.

Der im Modell für die Berechnung der Corioliskraft notwendige Parameter  $f$  (Coriolis-Parameter) ist in der Vergleichssimulation zu VOSPER (2004) auf einen Wert von  $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  gesetzt worden. Das entspricht der geographischen Breite  $\varphi$  von  $44^\circ$  und dem bei VOSPER (2004) verwendeten Wert. Bei den Simulationen der Laborexperimente wurde der in PALM voreingestellte Wert für die geographische Breite von  $55^\circ$  verwendet. Die Corioliskraft und die Bodenreibung bewirken, dass die Windprofile in den numerischen Simulationen nicht exakt dem Anströmprofil im Wassertank entsprechen, da im Labor einerseits in keiner Höhe eine Grundströmung parallel zum Berg vorhanden war und andererseits keine reibungsbedingte Grenzschicht vor dem Hindernis entstehen konnte. In Abbildung 4.1 ist die bodennahe Winddrehung innerhalb der Grenzschicht zu sehen. Dabei nimmt die  $v$ -Komponente des Windes (schwarz gestrichelt) reibungsbedingt zunächst in der Grenzschicht zu und in der Inversionsschicht auf Null ab (effektiv bewirkt die Reibung eine Drehung in der Grenzschicht). Oberhalb der Inversion entspricht der geostrophische Wind  $(u_g, v_g) = (9,69, 0) \text{ m s}^{-1}$  der Anströmgeschwindigkeit bzw. Zuggeschwindigkeit des Berges im Labor. Es gilt hier also  $u_g = U$ .

Neben dem Windprofil ist das Profil der potenziellen Temperatur (rot) dargestellt. Die Inversion in den Laborexperimenten erstreckte sich, bedingt durch Durchmischungsprozesse beim Einfüllen und bei den durchgeführten Experimenten, über einige Zentimeter (s. Kapitel 3). In den numerischen Simulationen wurde eine Inversionsdicke von etwa 100 m (je nach Gitterweite leicht variabel) im Initialprofil eingestellt. Die zunächst scharfen Übergänge (in Abb. 4.1 nicht zu sehen) werden mit der Zeit durch Diffusionsprozesse geglättet, so dass die Inversion keine eindeutige Grenzen aufweist. Die Übergänge in dem hier gezeigten Temperaturprofil nach drei Stunden Simulationszeit sind, ähnlich wie im Experiment, bereits leicht



**Abbildung 4.1:** Beispielprofile der Vergleichssimulationen des Laborfalls nach 3 h Simulationszeit. Neben den Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $v$  (schwarze Linien) ist die potenzielle Temperatur (rot) dargestellt.

vermischt. Der Zeitpunkt von drei Stunden wurde hier gewählt, da dies der Simulationszeit entspricht, nach der ein quasi-stationärer Zustand erreicht wird und somit auch die Daten für die Auswertungen von diesem Zeitpunkt bzw. aus dem Zeitraum zwischen drei und vier Stunden Simulationszeit stammen (mehr dazu in den nächsten Abschnitten). Oberhalb der hier bei etwa 2000 m endenden Darstellung verlaufen die Profile der Geschwindigkeitskomponenten weiter konstant mit den Werten  $(u_g, v_g) = (9,69, 0) \text{ m s}^{-1}$  und die potenzielle Temperatur nimmt mit demselben Gradienten wie oberhalb der Inversionsschicht zu.

Die Reibung am Boden wird in den Simulationen des Laborfalls durch die in PALM standardmäßige Rauheitslänge von 0,1 m vermittelt. In der Vergleichssimulation zu VOSPER (2004) beträgt sie 0,05 m.

## 4.4 Sensitivitätsstudien

Bevor in den nächsten Unterkapiteln Vergleiche der Grobstruktursimulationen mit den numerischen Simulationen von VOSPER (2004) und den Laborexperimenten durchgeführt werden, wird an dieser Stelle zunächst auf die Abhängigkeiten des Welle-Rotor-Systems von der Modellgebietsauflösung und der Bergform eingegangen. Alle in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse wurden aus den Simulationsdaten des oben vorgestellten LES-Modell PALM erstellt. Die dabei verwendeten Gitterweiten sind 60 m, 50 m, 30 m und 15 m. In der 50-m-Auflösung wurden zusätzlich die Simulationen für die Bergformabhängigkeit durchgeführt. Weitere Testsimulationen von Rotorströmungen, auf die teilweise hingewiesen wird, wurden ebenfalls mit einer Gitterweite von 50 m gerechnet.

### 4.4.1 Einfluss der Auflösung auf das Leewelle-Rotor-System

Bisherige numerische Simulationen basierten oft auf zweidimensionalen, mesoskaligen Modellcodes mit horizontalen Gitterweiten von 100 m und mehr (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004; HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005; HERTENSTEIN, 2009). In der Vertikalen wurden dabei gestreckte Gitter mit der kleinsten bodennahen Gitterweite von einigen Metern und einer maximalen Gitterweite von einigen hundert Metern am Oberrand des Modellgebietes benutzt. Aktuellere Studien verwendeten feinere Gitter von etwa 50 m bis 60 m horizontaler Auflösung und 50 m minimaler vertikaler Auflösung (ohne Berücksichtigung der Gitterverfeinerung am Boden, z. B. DOYLE und DURRAN, 2007, DOYLE *et al.*, 2009). Die dem Autor bisher bekannte höchste Auflösung bei der numerischen Simulation von Gebirgsrotoren verwendete SMITH und SKYLLINGSTAD (2009). Die dort durchgeführten Grobstruktursimulationen hatten eine Gitterweite von 10 m in alle Richtungen bis zu einer Höhe von 1,5 km.

Basierend auf diesen Daten wurden für die Sensitivitätsstudie in diesem Abschnitt Simulationen mit Gitterweiten von 60 m, 50 m, 30 m und 15 m durchgeführt. Vor allem kleinskalige Strukturen, wie z. B. Subrotoren, wurden nur bei den oben aufgelisteten Simulationen mit kleineren Gitterweiten aufgelöst. Das bedeutet, dass gerade die Analyse solcher Strukturen, die auch in den weiteren Abschnitten erfolgt, mit höheren Auflösungen praktikabler erscheint. In welchem Maße die Unterschiede sowohl in der aufgelösten Feinstruktur und dem Mittel der Rotoren als auch in den Eigenschaften der übergeordneten Wellenströmung zu finden sind, wird im Folgenden beschrieben.

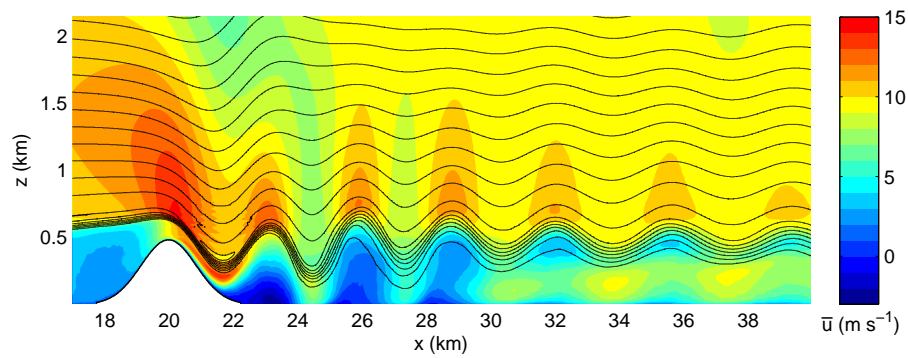
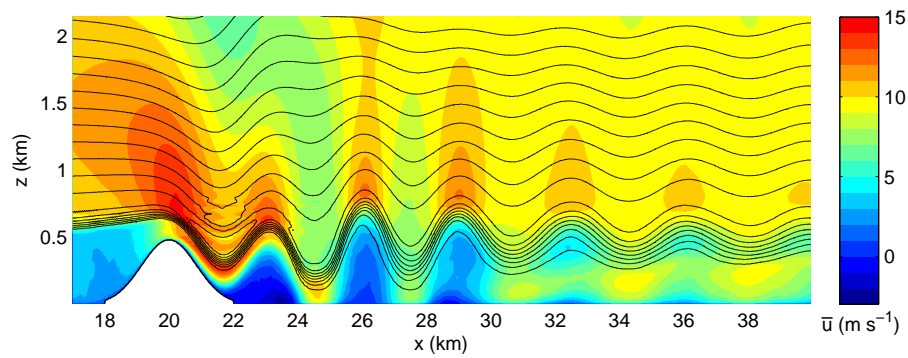
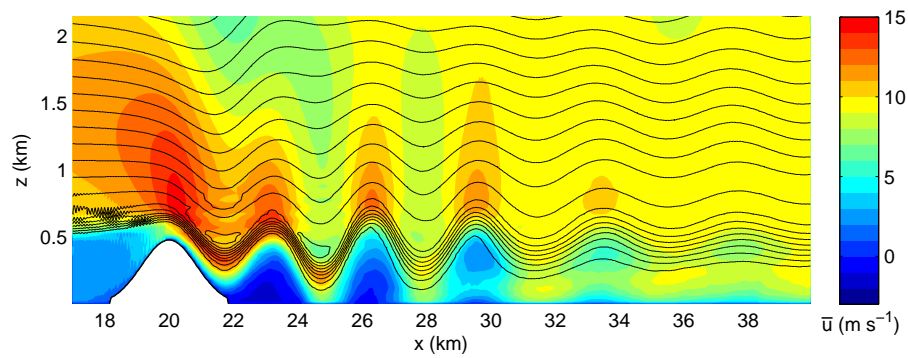
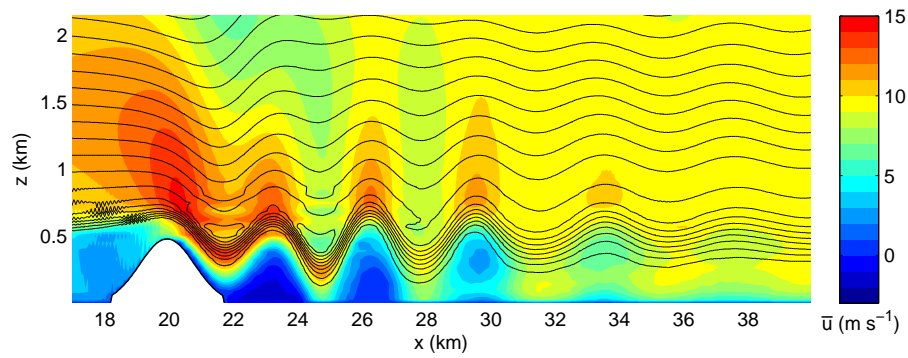
Bei den Simulationen der vier unterschiedlichen Auflösungen wurde ein quasi-stationärer Zustand der Strömung nach etwa drei Stunden Simulationszeit erreicht. Die verwendeten Daten der hier gezeigten Ergebnisse stammen aus dem Zeitraum zwischen drei und vier Stunden Simulationszeit. Dieser Zeitraum wurde auch in etlichen anderen Rotorsimulationen ausgewählt, bei denen ein quasi-stationärer Zustand erreicht wurde (z. B. DOYLE und DURRAN, 2007, SMITH und SKYLLINGSTAD, 2009). Für die Vergleiche mit den in den Experimenten beobachteten Rotoren wurde in den numerischen Simulationen ebenfalls eine Querschnittsfläche in Strömungsrichtung etwa in der Mitte des Berges gelegt, auf der die instantanen Felder der verschiedenen Parameter in dem oben genannten Zeitraum zu verschiedenen Zeitpunkten abgespeichert wurden. Somit sind sowohl bei instantanen Schnitten als auch bei zeitlichen Mittelungen keine horizontalen Mittelungen in  $y$ -Richtung durchgeführt worden. Dies entspricht also der Datengewinnung in den Laborexperimenten. Genaue Vergleiche der gewählten Zeitpunkte bzw. Zeitschritte zwischen den entnommenen Feldern im Labor und in den numerischen Simulationen werden später gezeigt. Für diesen Abschnitt ist von Bedeutung, dass die Datengewinnung auf die gleiche Weise geschah und dass im Zeitraum zwischen drei und vier Stunden Simulationszeit zwei Datenreihen mit  $x$ - $z$ -Schnitten alle 60 s bzw. 10 s erstellt worden sind. In diesem Abschnitt stammen, wenn nicht anders erwähnt, die zeitlich gemittelten Daten aus den 360 Einzelschnitten der höher frequentierten Datenreihe. Allerdings sind die Unterschiede, wie die Ergebnisse zeigen, der zeitlich gemittelten Felder nicht signifikant,

da bereits bei 60 Einzelschnitte eine hinreichende statistische Genauigkeit erreicht wird.

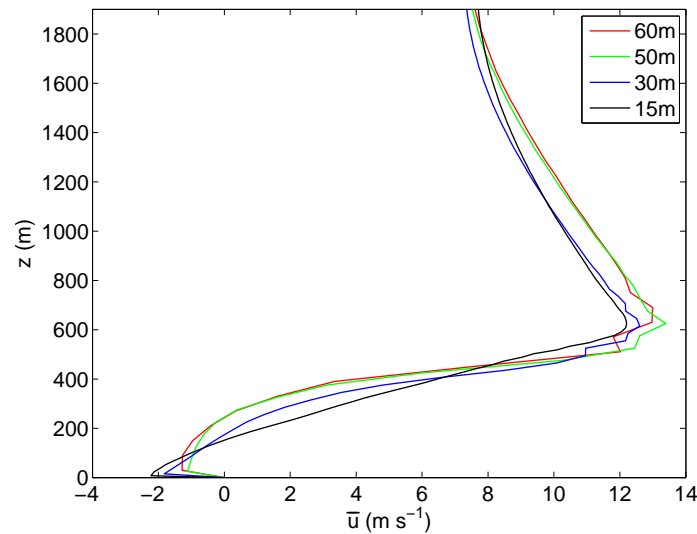
Abbildung 4.2 zeigt die zeitlich gemittelten Querschnitte der Simulationen mit den verschiedenen Auflösungen. Die Farbskalen, die die Horizontalgeschwindigkeit senkrecht zum Hindernis repräsentieren, sind in allen vier Darstellung gleich. Die durchgezogenen schwarzen Linien markieren die Isentropen im Abstand von 1 K. Insgesamt haben alle Darstellungen eine große Ähnlichkeit. Die Maximalgeschwindigkeiten über dem Berg erreichen überall Werte zwischen  $14 \text{ m s}^{-1}$  und  $15 \text{ m s}^{-1}$  (kleiner dunkelroter Bereich über den Bergen). Bis etwa zum dritten Leewellenberg sind in den Wellen kaum Veränderungen hinsichtlich der Amplitude festzustellen. Mit einem Rückströmbereich zum Berg unterhalb des ersten Wellenberges und verringerten Windgeschwindigkeiten unterhalb der beiden folgenden Wellenberge entsprechen die Ergebnisse denen zweidimensionaler numerischer Simulationen z. B. von DOYLE und DURRAN (2002). Stromabwärts hinter dem dritten Wellenberg nimmt sowohl die Amplitude als auch die bodennahe Geschwindigkeitsreduktion stark ab. Im Gegensatz zu fünf Wellenbergen bei der 60 m Auflösung sind in Abbildung 4.2 (d) bei der höchsten Auflösung fast sechs Wellenberge im selben dargestellten Bereich sichtbar. Das heißt die Wellenlänge scheint eine leichte Abhängigkeit von der Auflösung zu haben. Auffällig ist noch, dass unterhalb des dritten Wellenberges geringere Horizontalgeschwindigkeiten in größeren Höhen, direkt unterhalb der Inversion (erkennbar an der Isentropendrängung), auftreten. Dieser Effekt sowie das Abschwächen der Amplitude werden in zweidimensionalen Simulationen nicht beobachtet (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004). Beide Effekte beruhen auf der Dreidimensionalität des Hindernisses und werden im nächsten Abschnitt dieses Unterkapitels genauer behandelt.

Eine in dieser Arbeit oft verwendete Größe zur Beschreibung der Strömung ist die Rotorstärke  $\bar{u}_r$  des Rotors unterhalb des ersten Wellenberges. Sie beträgt bei den gröbereren Auflösungen (60 m und 50 m) etwa  $1\text{-}2 \text{ m s}^{-1}$  und bei den beiden feineren Auflösungen  $2\text{-}3 \text{ m s}^{-1}$ . Bei letzteren ist jeweils in Bodennähe ein kleiner Bereich des dunkelsten Blautons zu erkennen, wobei die Verteilung der Rückströmung in der 30 m Simulation nicht symmetrisch zu einer senkrechten Achse durch das Wellenbergmaximum ist. Das erwähnte Maximum liegt eher am hinteren Rand des Wellenberges.

Etwas genauer können diese Werte der Abbildung 4.3 entnommen werden. Dort sind die  $\bar{u}$ -Profile der vier verschiedenen Simulationen im ersten Wellenberg dargestellt. Vergleichbar mit dem „ $x$ -Bereich“ der Laborexperimente wurde hier ein 1000 m breiter Bereich um die Senkrechte durch das Wellenbergmaximum räumlich gemittelt. Die angesprochenen Asymmetrien der Rotorströmung und ihre Einflüsse können somit fast komplett eliminiert werden. Eine leichte Beeinflussung durch die Lage des maximalen Rückströmbereichs bleibt dennoch erhalten. Zunächst sind in den vier Kurven jeweils gute Übereinstimmungen der 50 m und 60 m Auflösung (grün und rot) sowie der 15 m und 30 m Auflösung (schwarz und blau) zu erkennen. Dieser Eindruck setzt sich auch in den noch folgenden Analysen fort. In der laminaren Strömung der Leewelle oberhalb von etwa 500 m sind die maximalen Geschwindigkeitsunterschiede der höchsten Auflösungen zu den geringeren Auflösungen gering. Mit etwa  $1 \text{ m s}^{-1}$



**Abbildung 4.2:** Zeitlich gemittelte  $x$ - $z$ -Schnitte der Horizontalgeschwindigkeit senkrecht zum Hindernis in der Mitte des Modellgebietes (in  $y$ -Richtung). Der Mittelungszeitraum beträgt 1 h, beginnend ab 3 h Simulationszeit. Die Linien der potentiellen Temperatur sind im Abstand von 1 K dargestellt. Die unterste Isentrope entspricht 302 K. Die Gitterweiten sind: (a) 60 m, (b) 50 m, (c) 30 m, (d) 15 m.



**Abbildung 4.3:** Vertikalprofile der  $u$ -Komponente im Rotor. Räumlich wurde über einen Bereich von 1000 m um den Rotormittelpunkt in  $x$ -Richtung gemittelt. Die zeitliche Mittelung entspricht der aus Abb. 4.2.

maximaler Differenz, was weniger als 9% entspricht, stimmen die Profile dort wesentlich besser überein als in Bodennähe. Dort werden gleiche Geschwindigkeiten in stark unterschiedlichen Höhen erreicht. Der Nulldurchgang beispielsweise, als Rotorhöhe  $H_r$  bezeichnet, hat in den Simulationen eine Höhendifferenz von etwa 100 m. Die Rotorstärke ist in der 15 m-Auflösung mit  $2,2 \text{ m s}^{-1}$  doppelt so groß wie in der 60 m-Auflösung mit  $1,1 \text{ m s}^{-1}$ . Ersteres Profil, wie auch das der 30 m-Simulation haben im Rotorbereich einen stärker ausgeprägten, bodennahen Peak als die anderen beiden Simulationen.

Neben diesen hier gezeigten zeitlich und räumlich gemittelten Profilen wurden weitere zeitlich gemittelte und instantane Profile ausgewertet um eine möglichst genaue Analyse der Rotorstärken  $\bar{u}_r$  bzw.  $u_r$  und deren Höhen,  $z(\bar{u}_r)$  bzw.  $z(u_r)$  zu erstellen. Zusätzlich sind für die Beschreibung der Leewellen selbst ihre Längen  $\lambda$  und Amplituden  $A$  bestimmt worden. Die Datengewinnung und die Berechnung der verwendeten Größen ist dabei analog zu der im letzten Kapitel geschehen (s. Abschnitt 3.2.2). Es wird zwischen zeitlich gemittelten und instantanen Daten unterschieden, die jeweils aus einer Zeitreihe stammen. Die Einzelprofile wurden im Maximum des Wellenberges entnommen und die Profile des „ $x$ -Bereichs“ stammen aus den Daten, die innerhalb eines 1000 m breiten Teils der Strömung um das Einzelprofil räumlich gemittelt wurden.

In Abbildung 4.4 sind neben den Leewellen beschreibenden Größen  $\lambda$  und  $A$  die Rotor beschreibenden Größen  $\bar{u}_r$  bzw.  $u_r$ ,  $z(\bar{u}_r)$  bzw.  $z(u_r)$  und  $H_r$  dargestellt. In 4.4 (a) und (b) sind nur zeitlich gemittelte Daten eingeflossen. In Abbildung 4.4 (c) und (d) werden sowohl zeitliche gemittelte als auch instantane Werte verglichen. Die verwendeten Farben und Stricharten sind nicht in allen Graphen auf dieselben Größen zurückführbar. In (c) und (d) wurde aber auf eine analoge Verwendung der Darstellungen geachtet, so dass die Höhenangaben in 4.4 (d) zu den maxima-

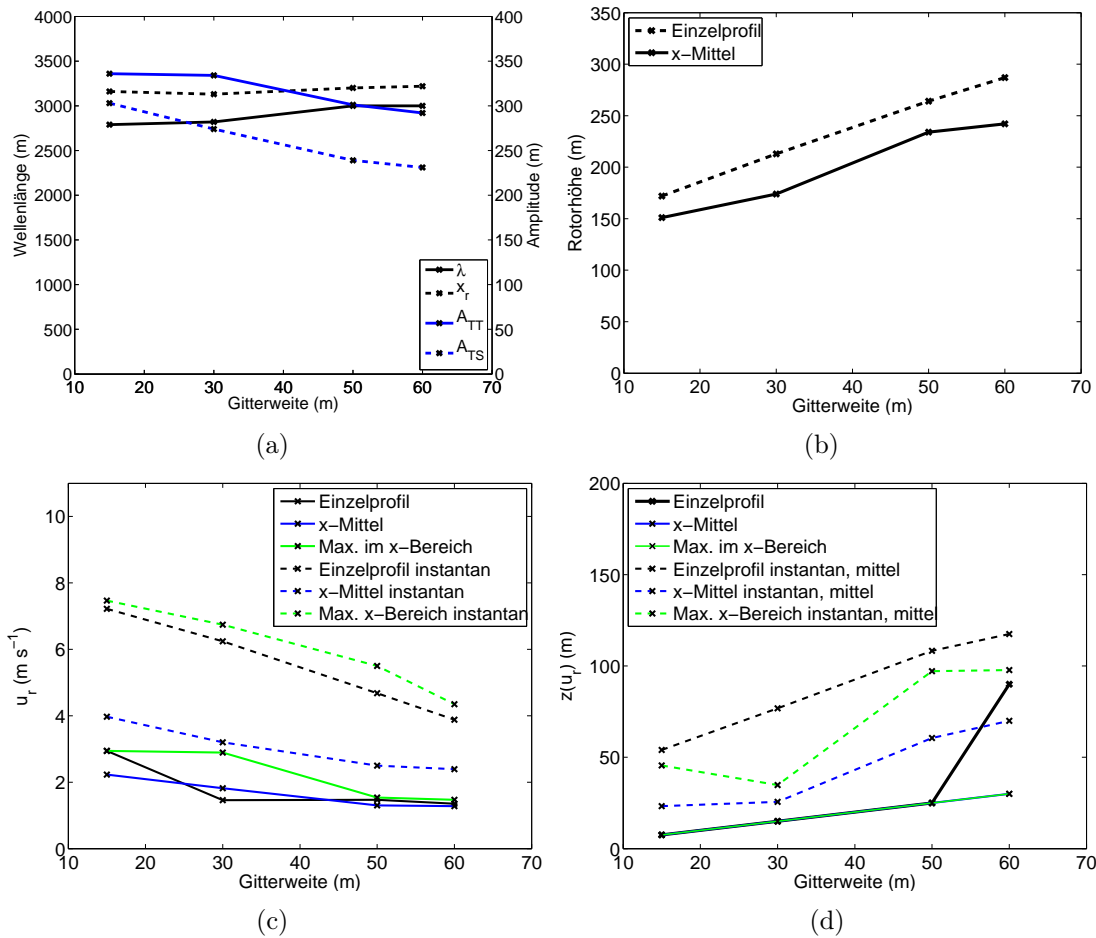


len Rückströmwerten in 4.4 (c) gehören. Die Abbildung oben links gibt Aufschluss über die Wellenbildung der Strömung. So ist eine leichte Abnahme der Wellenlänge (schwarze durchgezogene Linie) bei abnehmender Gitterweite erkennbar. Die Werte liegen bei 3 km und haben eine Differenz von etwa 200 m zwischen dem kleinsten (15 m Auflösung) und dem größten (60 m Auflösung) gemessenen Wert. Einen vergleichbaren Verlauf, allerdings etwas weniger steil, ist in der Variation des ersten Wellenbergmaximums relativ zum Berggipfel zu sehen (schwarz gestrichelt). Den größten Sprung vollziehen die beiden Kurven zwischen der 30 m und 50 m Auflösung. Ähnlich verlaufen die Werte der Amplituden (blaue Kurven in 4.4 a). Die mittlere Gesamtamplitude  $A_{TT}$  beträgt bei den beiden höheren Auflösungen etwa 335 m und reduziert sich bei den niedrigeren Auflösungen auf etwa 300 m. Bei dem gemessenen Höhenunterschied Tal-Spitze des ersten Wellenberges ist zwischen der 30 m und der 15 m Auflösung ebenfalls ein Sprung von 30 m zu sehen (blau gestrichelt).

Die Eigenschaften der Rotorströmung unterhalb des ersten Wellenberges werden in den Abbildungen 4.4 (b)-(d) verglichen. In 4.4 (b) ist aus den zeitlich gemittelten Feldern die Rotorhöhe, genauer gesagt, die Höhe des Rotormittelpunktes berechnet worden. Diese stammt aus den jeweiligen Profilen der Einzelmessungen im Leewellenmaximum und aus den über den 1000 m breiten  $x$ -Bereich gemittelten Profilen. Es ist eine eindeutige Zunahme der Werte mit der Reduktion der Auflösung zu erkennen. Die Tendenz stimmt sowohl für die Daten aus den Einzelprofilen, als auch für die Daten der räumlich gemittelten Profile, überein. Für das räumliche Mittel ist wie in (a) der größte Sprung zwischen 30 m und 50 m Gitterweite erkennbar. Dort reduziert sich die Höhe von 234 m um 60 m auf 174 m. Die Höhendifferenzen zu der jeweils niedrigeren bzw. höheren Auflösung betragen etwa 10 m bzw. 20 m. Die durchgehend größeren Werte der gestrichelten Kurve aus den Einzelprofilen lassen sich mit dem Abflachen des Rückströmbereichs zu den Seiten hin erklären. Die Profilmessungen, die diese geringeren Rotorhöhen enthalten, reduzieren die Werte des räumlichen Mittels gegenüber dem jeweiligen Einzelprofilwert.

Die Höhenangaben in Abbildung 4.4 (d), die zu den maximalen instantanen Rotorströmungen in 4.4 (c) gehören, sind nicht direkt mit den Angaben in 4.4 (b) vergleichbar. Hier wurde jeweils der  $z$ -Wert der gemessenen maximalen Rotorstärken dargestellt, der stets unterhalb der Rotorhöhe  $H_r$  liegt. In beiden Graphen wird dennoch eine deutliche Abhängigkeit aller dargestellten Größen von der Gitterweite ersichtlich.

Die durchgezogenen Linien der Abbildung 4.4 (c), die aus den zeitlich gemittelten Feldern stammen, sind den Querschnitten aus Abbildung 4.2 zuzuordnen. Die ersten Abschätzungen von oben, die anhand der Geschwindigkeitsfelder in Abbildung 4.2 vorgenommen wurden, werden dabei in der Form bestätigt, dass das absolute Maximum der gesamten Rückströmung (im  $x$ -Bereich) ebenfalls zwischen 30 m und 50 m die größte Differenz aufweist (grüne durchgezogene Linie). Die Werte steigen dabei von  $1,5 \text{ ms}^{-1}$  in den beiden niedrigeren Auflösungen, auf  $2,9 \text{ ms}^{-1}$  in den höheren Auflösungen an. Die über den betrachteten  $x$ -Bereich gemittelten Daten zeigen zwischen 30 m und 15 m Auflösung einen leichten Anstieg der Rotorstärke (blaue durchgezogene Linie), was daran liegt, dass ein Teil der Rotorströmung in der 30 m-Simulation, in dem die höchsten Werte erreicht werden, außerhalb des



**Abbildung 4.4:** Abhängigkeiten der Leewellen- und Rotoreigenschaften von unterschiedlichen Gitterweiten. (a) Wellenlänge und Amplitude, (b) Höhe des Rotormittelpunktes ( $z(u = 0)$ ), (c) Maximale Rückströmgeschwindigkeit (Rotorstärke), (d) Höhe der maximalen Rückströmgeschwindigkeit. Die einzelnen Abkürzungen der Legenden werden im Text erklärt.

Mittelungsbereichs liegt. Wie bereits in Abbildung 4.2 (c) zu sehen war, ist der bodennahe Rückströmbereich nicht symmetrisch zur senkrechten Achse, die durch das Wellenbergmaximum verläuft. Dies wirkt sich auf den Verlauf der Einzelprofile noch stärker aus, so dass dort die größte Differenz zwischen den beiden höchsten Auflösungen zu finden ist (schwarze Linie). Die zu diesen zeitlich gemittelten Rotorstärken gehörenden Höhen  $z(\bar{u}_r)$  sind direkt an die jeweils verwendete Auflösung gekoppelt (Abb. 4.4 d). So wird das maximale Rückströmen stets am untersten Gitterpunkt oberhalb des Bodens, dies entspricht der halben Gitterweite, erreicht (die durchgezogenen Linien liegen übereinander). Eine Ausnahme bildet lediglich die im Einzelprofil der 60 m-Simulation erhaltene Höhe, die am zweiten Gitterpunkt oberhalb des Erdbodens gemessen wurde (schwarze Linie in Abb. 4.4 d).

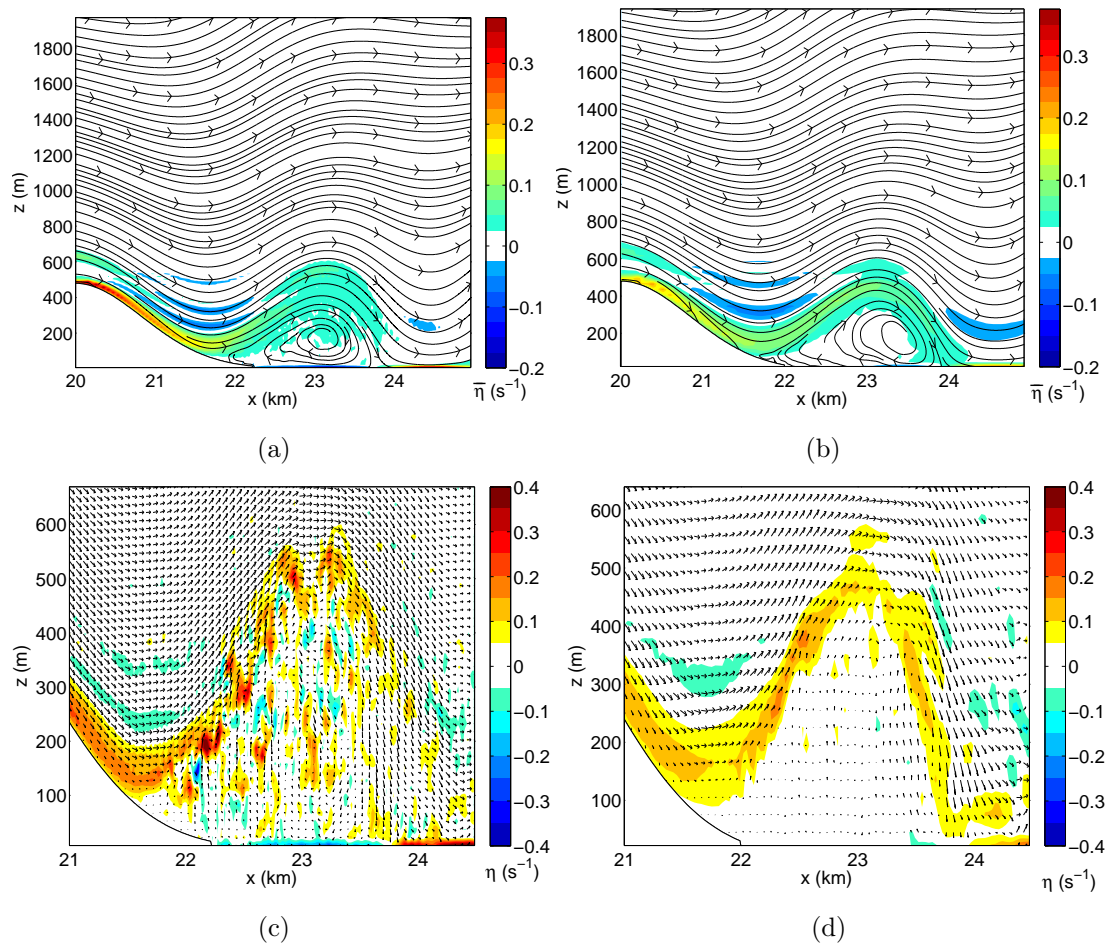
Die Tendenzen und die Relationen der Werte aus den in dem Zeitraum gemessenen maximalen Rotorstärken aus den instantanen Feldern verhalten sich ähnlich, wie die zugehörigen, zeitlich gemittelten Kurven (gestrichelte Kurven). Das absolute Maximum im 1000 m- $x$ -Bereich verdoppelt sich fast von  $4,3 \text{ m s}^{-1}$  bei 60 m Auflösung auf  $7,5 \text{ m s}^{-1}$  bei 15 m Auflösung (grün gestrichelte Kurve). Nur leicht unterhalb dieser Kurve verläuft die schwarze Kurve aus den Einzelprofilen. Hier ist in beiden Verläufen eine Erhöhung der Geschwindigkeitswerte bei Verringerung der Gitterweite erkennbar. Ein deutlicher Sprung von  $1,2 \text{ m s}^{-1}$  ist bereits bei der Gitterverfeinerung um 10 m von 60 m auf 50 m zu erkennen (grün gestrichelte Linie). In den zeitlich gemittelten Daten liegen diese beiden Kurven stets dicht beieinander und haben eine maximale Differenz von  $0,1 \text{ m s}^{-1}$ . Der Anstieg der blau gestrichelten Kurve ist ähnlich dem der durchgezogenen blauen Kurve. Der Unterschied ist hier, dass die Daten zuerst räumlich gemittelt wurden und dann das Maximum aller Zeitpunkte berechnet wurde (blau gestrichelt), während bei der durchgezogenen Linie räumlich und zeitlich gemittelt wurde. Im Gegensatz zu den maximalen, instantanen Rotorstärken lassen sich aus den direkt zugehörigen  $z$ -Werten keine eindeutigen Schlussfolgerungen ziehen, da diese sehr stark im gesamten Höhenbereich des Rotors schwanken. Die Einzelwerte zeigen daher keine Tendenzen hinsichtlich der verwendeten Auflösung. Um dennoch eine repräsentative Aussage treffen zu können und einen Eindruck des turbulenten Rückströmens zu vermitteln, sind die Höhen, in denen instantan die stärksten Rückströmgeschwindigkeiten gemessen wurden, ebenfalls über die Zeit gemittelt worden. Durch diese Vorgehensweise wird, anders als beim Wert  $z(\bar{u}_r)$  des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldes, berücksichtigt, dass die instantanen Werte  $z(u_r)$  nicht immer am bodennahsten Gitterpunkt zu finden sind. Dies macht der Verlauf der gestrichelten Linien in Abbildung 4.4 (d), die etwa 1-2 Gitterweiten oberhalb der durchgezogenen Linien derselben Abbildung verlaufen, deutlich. Dennoch ist auch hier klar die Tendenz zu höheren Werten bei niedrigerer Auflösung sichtbar.

Insgesamt können aus den dargestellten Kurven folgende Schlussfolgerungen gezogen werden: Das Leewellensystem wird in allen verwendeten Auflösungen mit geringeren relativen Differenzen wiedergegeben als die Rotorströmung. Die Wellenlängen unterscheiden sich um maximal nur etwa 7% voneinander. Die maximale Differenz in der mittleren Amplitude beträgt etwa 12%, allerdings sind diese Differenzen in der Größenordnung der Gitterweite selbst. Diese Unterschiede sind geringer als die,

die in den Rotorströmungen festgestellt wurden. Sowohl in den aus zeitlich gemittelten Feldern als auch in den aus instantanen Feldern errechneten Maximalwerten der Rotorströmung, wobei hier die Höhe und die Geschwindigkeit des Rückströmens betrachtet wurde, ist eine starke Abhängigkeit von der Auflösung erkennbar. Die Rotorstärke erhöht sich beispielsweise bei Erhöhung der Auflösung von 60 m auf 15 m um etwa Faktor zwei sowohl bei gemittelten als auch bei nicht gemittelten Daten. Dabei wird tendenziell auch die Höhe dieser Rückströmbereiche niedriger, so dass im zeitlichen Mittel das Maximum der horizontalen Rückströmgeschwindigkeit fast immer am untersten Gitterpunkt zu finden ist.

Die verwendeten Auflösungen konnten aufgrund des hohen Rechenaufwands nicht weiter erhöht werden, um eine eindeutige Konvergenz, die auf eine Unabhängigkeit des Phänomens von der Gitterweite deuten würde, festzustellen. So zeigen die Ergebnisse, dass die Unterschiede zwischen der ersten Halbierung der Gitterweite von 60 m auf 30 m wesentlich stärker ausgeprägt sind, als bei einer weiteren Halbierung von 30 m auf 15 m Gitterweite. Allerdings sind die Differenzen der beiden höchsten Auflösungen immer noch so groß, dass damit zu rechnen ist, dass eine weitere Erhöhung der Auflösung zu einer Änderung der Ergebnisse führen würde. Außerdem kann anhand der bisher gezeigten Ergebnisse nicht direkt auf die Richtigkeit der Daten, seien es die höherer oder niedrigerer Auflösung, geschlossen werden, auch wenn es naheliegend ist, dass durch das konkrete Auflösen kleinskaligerer, turbulenter Wirbel bei kleineren Gitterweiten bessere Ergebnisse mit der LES erzielt werden. Dies liegt daran, dass ein größerer Teil des Turbulenzspektrums bei einer höheren Auflösung vom Modell aufgelöst und nicht parametrisiert wird, was zur Verringerung der Einflüsse, der bei der Parametrisierung gemachten Annahmen, auf das gesamte Turbulenzspektrum führt. Durch die turbulenten Eigenschaften der Rotorströmung sind diese Überlegungen gerade bei den Berechnungen der Rotorstärke relevant und führen, wie in den Ergebnissen gezeigt wurde bzw. noch gezeigt wird zu signifikanten Unterschieden.

Um die Qualität der Daten und deren Aussagekraft dennoch sinnvoll einordnen zu können, sind in Abbildung 4.5 die zeitlich gemittelte und die instantane Vorticity zu einem beliebigen Zeitpunkt zwischen drei und vier Stunden Simulationszeit dargestellt. Die Bilder 4.5 (a) und (c) stammen aus den Daten der 15 m Simulation, 4.5 (b) und 4.5 (d) aus der 30 m-Simulation. An dieser Stelle wird darauf verzichtet die niedrigeren Auflösungen ebenfalls zu zeigen, da sie große Ähnlichkeiten mit der 30 m-Gitterweitenrechnung aufweisen und daher für die Schlussfolgerungen keine zusätzlichen Informationen bringen. Die oberen beiden Abbildungen 4.5 (a) und (b) der zeitlich gemittelten Daten zeigen bereits einen Unterschied der reibungsbedingten Entstehung der Vorticity am Berghang. Die Vorticity in der 15 m Auflösung erreicht Werte von über  $0,35 \text{ s}^{-1}$ . In 4.5 (b) sind die Werte von  $\bar{\eta}$  über dem Hang nicht größer als  $0,25 \text{ s}^{-1}$ . Die Ablösepunkte, also die Bereiche der Strömung, an dem die Vorticity angehoben wird, sind an der gleichen Stelle zu finden. Sie liegen etwa 1,7 km leeseitig der maximalen Berghöhe. Oberhalb der Bereiche positiver Vorticity sind negative Werte von  $\bar{\eta}$  zu finden, die in den zyklonal gekrümmten Stromlinien liegen. Innerhalb der Leewellen-Rotor-Strömung sind zwei deutliche Unterscheidungen zu finden, die direkt mit der Rotorströmung zusammen hängen. Der erste ist



**Abbildung 4.5:** Zeitlich gemittelte Vorticityfelder mit Stromlinien (a), (b) und instantane Vorticityfelder nach 3,1 h Simulationszeit mit Vektorpfeilen eines kleineren Ausschnitts der Strömung (c),(d). Dargestellt sind die in Abb. 4.2 gezeigten Rotorströmungen mit der Gitterweite von 15 m (a), (c) und 30 m (b), (d). In (a) und (b) wurden leicht unterschiedliche Farbskalen als in (c) und (d) verwendet.

an der Grenzfläche Rotor-Leewelle sichtbar, an der speziell in Abbildung 4.5 (b) die größten Vorticitywerte erreicht werden. Im aufsteigenden Ast des schmalen Streifens positiver Vorticity erreicht diese eine Stärke von etwa  $0,15 \text{ s}^{-1}$ . Die vergleichbaren Werte in der 15 m-Simulation liegen bei unter  $0,10 \text{ s}^{-1}$ . Dieser Unterschied setzt sich auch stromabwärts fort. Dort erreichen die mit dem Grundstrom transportierten bodennahen Wirbelstärken Werte von über  $0,05 \text{ s}^{-1}$  in Abbildung 4.5 (b), wohingegen in Abbildung 4.5 (a) Werte unter  $0,025 \text{ s}^{-1}$  an gleicher Stelle durch die weißen Bereiche dargestellt sind. Der zweite deutliche Unterschied ist im Bereich des Rotors selbst, also unterhalb der eben angesprochenen Grenzfläche des Rotors und der umliegenden Strömung zu verzeichnen. Dort sind in der Simulation mit der niedrigeren Auflösung keine farblichen Markierungen und somit keine Wirbelstärken größer als  $0,025 \text{ s}^{-1}$  vorzufinden. An gleicher Stelle in der höheren Auflösung erreicht die Vorticity Werte zwischen  $0,025 \text{ s}^{-1}$  und  $0,050 \text{ s}^{-1}$ . Erst unterhalb des Rotormittelpunktes sind größere weiße Flächen mit  $-0,025 < \bar{\eta} < 0,025$  zu sehen.

Insgesamt scheint also die am Hang generierte Vorticity in Abbildung 4.5 (a), bedingt durch die konkrete Auflösung kleinerer Wirbel im Modell, über einen größeren vertikalen Bereich des Rotors verteilt zu werden. Dadurch sind die Maximalwerte zwar geringer, aber die Gebiete, in denen höhere Wirbelstärken vorkommen weiter ausgedehnt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass der Transport der Vorticity entlang der Grenzfläche Rotor-Leewelle der 30 m-Simulation große Ähnlichkeiten mit den Abbildungen der zweidimensionalen numerischen Simulationen von DOYLE und DURRAN (2004) und DOYLE und DURRAN (2007) hat, wohingegen die 15 m Simulation größere Ähnlichkeiten mit der dreidimensionalen Simulation von DOYLE und DURRAN (2007) aufweist. Bei letzterer wurden in den zwei- und dreidimensionalen Simulationen gleiche Gitterweiten verwendet und der Effekt wird auf die unterschiedlichen Einflüsse der Entstehungsmechanismen der Vorticity bei dreidimensionaler und zweidimensionaler Berechnung zurückgeführt. Hier spielen also offensichtlich andere Gründe eine Rolle. Dieses sind die Unterschiede in den kleinskaligen, aufgelösten Strukturen, die bedingt durch die unterschiedlichen Gitterweiten Differenzen aufweisen. Diese können anhand der Abbildungen 4.5 (c) und (d) deutlich gemacht werden, in denen Großaufnahmen der oben dargestellten Strömungen gezeigt werden. Statt der Stromlinien sind die Geschwindigkeiten als Vektoren dargestellt um noch einmal den Unterschied in der Auflösung zu verdeutlichen. Es ist darauf zu achten, dass in der horizontalen nur jeder vierte (4.5 c) bzw. jeder zweite (4.5 d) Vektor eines Gitterpunktes dargestellt ist. In der Vertikalen wird jeder Gitterpunkt durch einen Vektor repräsentiert.

In der farblich dargestellten Vorticity in Abbildung 4.5 (c) und (d) (verschiedene Skalen als in 4.5 c, d) sind bereits beim ersten Blick eindeutige strukturelle Unterschiede zu sehen. So weist die Form, der durch das Leewellen-Rotor-System transportieren Vorticity in Abbildung 4.5 (d) Ähnlichkeiten mit der Abbildung der zeitlich gemittelten Vorticity in (b) auf. Die Werte über dem Hang und in dem Grenzflächenbereich sind annähernd gleich und im Rotor selbst sind kaum Strukturen zu erkennen. In 4.5 (c) hingegen sind über den gesamten Bereich der Rotorströmung kleine Wirbel verteilt. Diese haben sowohl positive als auch negative Drehrichtungen, wobei die Anzahl starker Wirbel (hier:  $\eta \geq |0,2|$ ) mit positiven Vorzeichen überwiegt. Der stärkste Wirbel mit negativen Werten, der im Bereich des Ablösepunktes zu sehen ist, erreicht dennoch einen vergleichbaren Maximalbetrag wie die intensivsten positiven Wirbel. Die vertikale Erstreckung der Wirbel beträgt zwischen 15 m und 50 m, was anhand der dargestellten Vektoren abgelesen werden kann. Dies zeigt auch, warum diese in keiner Darstellung der niedrigeren Auflösungen zu finden sind. Sie sind zu klein für die verwendeten Gitterweiten von 30 m und mehr.

Die in der Simulation mit der kleinsten Gitterweite aufgelösten kleinen Strukturen sind ähnlich der bei DOYLE und DURRAN (2007) simulierten Subrotoren und werden im Folgenden auch als solche bezeichnet. Eine genauere Definition und Vergleiche dieser mit anderen numerischen Simulationen, den Laborexperimenten und aktuellen Feldkampagnen werden in den nächsten Unterkapiteln vorgenommen, weshalb hier nicht weiter auf die Quantität der Wirbel eingegangen wird. An dieser Stelle sollte primär gezeigt werden, dass die hier verwendete kleinste Gitterweite von 15 m ausreichend ist um Subrotoren aufzulösen.

Das Auflösen der kleinskaligen Strukturen bzw. Subrotoren ist auch der Grund, warum die Gitterweite von 15 m als ausreichend für die weiteren Untersuchungen angesehen wird. Zwar konnte, wie bereits weiter oben erwähnt, keine eindeutige Konvergenz in den Parametern, die die Rotorströmung beschreiben ( $u_r$ ,  $z(u_r)$ ,  $\bar{u}_r$ ,  $z(\bar{u}_r)$  und  $H_r$ ) festgestellt werden. Allerdings wäre aktuell der Mehraufwand kleinerer Gitterweiten nicht zu rechtfertigen und bleibt zukünftigen Simulationen vorbehalten.

#### 4.4.2 Einfluss der Bergform auf das Leewelle-Rotor-System

Die bisher gezeigten Ergebnisse basieren auf Simulationen, die mit der Bergform mit einer Breite  $W$  von 10 km durchgeführt wurden. Dies entspricht, wie oben erwähnt, dem doppelten Wert relativ zum im Labor verwendeten Hindernis. Um den Einfluss dieser Veränderung auf die Leewellen und die Rotorströmung im Detail zu erfassen, wurden zusätzliche Simulationen mit den in Unterkapitel 4.1.1 beschriebenen Einstellungen für die Schichtung und Strömung erstellt. Die dabei verwendete Auflösung von 50 m ist zwar nicht hoch genug, um die Turbulenz im Rotor so gut aufzulösen, wie mit der 15 m-Auflösung (s. Abschnitt 4.4.1). Sie wird für den Zweck in diesem Abschnitt aber als ausreichend angesehen. Die beiden erwähnten Hindernisbreiten  $W = 5$  km ( $W_5$ ) und  $W = 10$  km ( $W_{10}$ ) werden zusätzlich mit einem rein zweidimensionalen Berg ( $W_{2D}$ ) derselben Form in Strömungsrichtung verglichen. Dieser erstreckt sich in  $y$ -Richtung über das gesamte Modellgebiet und kann durch die zyklischen Randbedingungen als unendlich breit angesehen werden.

In Abbildung 4.6 ist ein  $x$ - $z$ -Schnitt der Horizontalgeschwindigkeit wie in Abbildung 4.2 dargestellt. Hier sind die Simulationen mit den Bergformen  $W_5$  (a),  $W_{10}$  (b) und  $W_{2D}$  (c) zu sehen. Die Darstellung mit der mittleren Bergbreite wurde bereits in 4.2 (b) bei der beim Vergleich der Simulationsergebnisse unterschiedlicher Gitterweiten verwendet. Der Hauptunterschied der drei hier analysierten Simulationen wird anhand der Isentropen deutlich, die sich im zweidimensionalen Fall entlang des gesamten dargestellten  $x$ -Bereichs wellenförmig im Lee des Hindernisses ausbreiten. In der  $W_{10}$ -Simulation sind die Leewellen etwa ab dem vierten bis fünften Wellenberg gegenüber den ersten Wellenbergen deutlich schwächer ausgeprägt. Dies betrifft sowohl die Amplitude, die sich verringert, als auch die Drängung der Isentropen. Letztere nimmt bei den stromabwärts liegenden Wellenbergen ab. Ähnlich verhält es sich auch bei der Simulation mit der Bergbreite  $W_5$ . Hier ist das Abschwächen der Wellenbewegung allerdings bereits ab dem dritten Wellenberg deutlich zu sehen.

Ein weiterer Unterschied ist in den Horizontalgeschwindigkeiten erkennbar. Die höchsten Windgeschwindigkeiten, die über dem Leehang erreicht werden, sind im 2D-Fall etwa  $2 \text{ m s}^{-1}$  höher als in den Simulationen mit einer seitlich abgeflachten Bergform. Zu beachten ist dabei, dass die Farbskala in Abbildung 4.6 (c) den höheren Geschwindigkeiten angepasst ist und somit die Farben nicht exakt mit denen der anderen beiden Abbildungen übereinstimmen. Die Ursache dieser stärkeren Hangwinde liegt im Blockieren der Strömung durch das sich über den gesamten Bereich quer zur Strömung erstreckende Hindernis. Während sich bei den schmaleren Bergen die Strömung auch bodennah um den Berg bewegen kann, wird sie beim reinen zweidi-

mensionalen Hindernis blockiert bzw. zum Überströmen gezwungen und durch den kleineren Querschnitt stärker beschleunigt. Das dadurch erfolgte Anheben der Luftmassen ist auch anhand der leicht höher liegenden Inversion (gedrängte Isentropen) über dem Berg zu erkennen (s. Abb. 4.6, c).

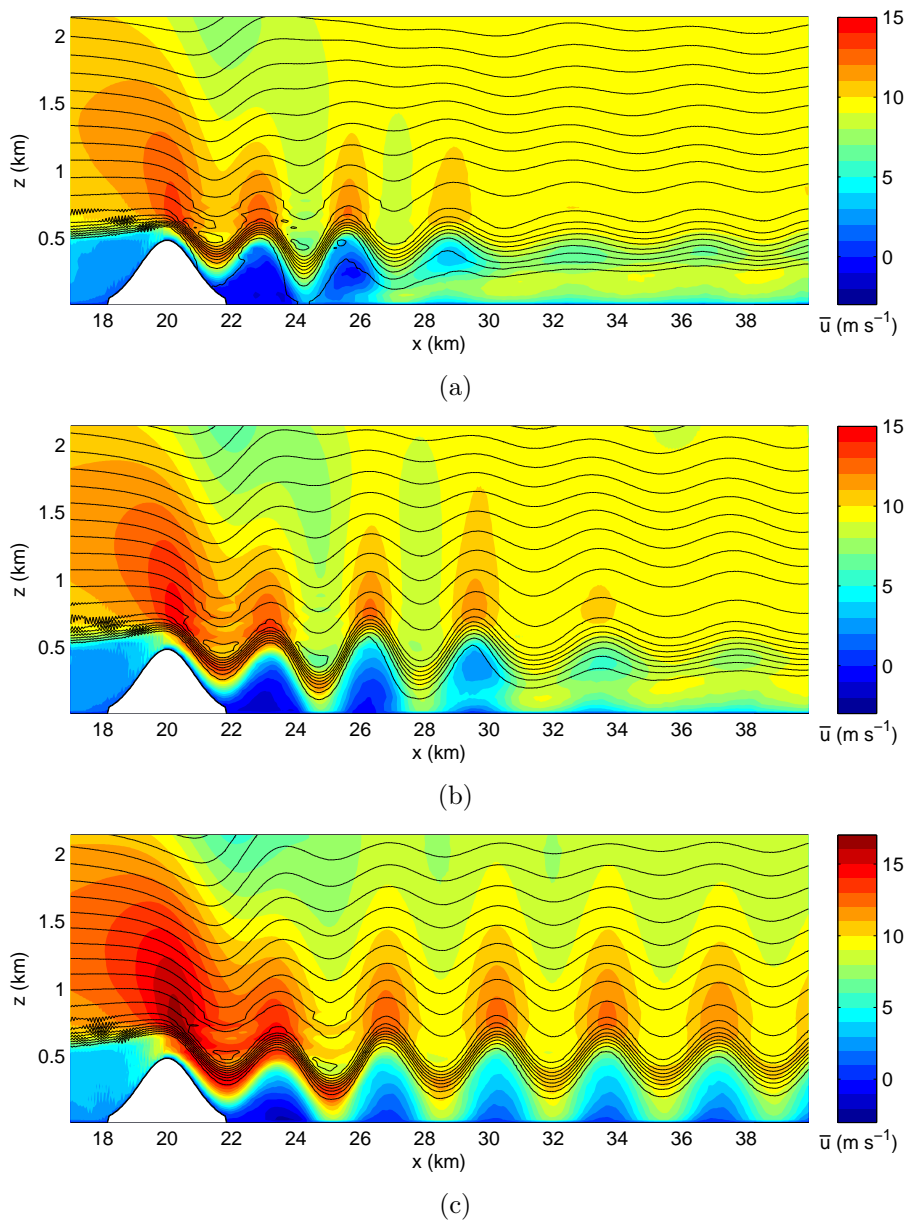
Die Rotorströmungen unterhalb des ersten Wellenberges werden später in Abbildung 4.7 noch genauer betrachtet. In Abbildung 4.6 (c) ist allerdings bereits ein stärkeres Rückströmen unter dem ersten Wellenberg im Vergleich zu 4.6 (a) und 4.6 (b) erkennbar. Das Maximum ist, ähnlich wie bei den höher aufgelösten Simulationen im vorherigen Abschnitt, bodennah über eine geringe Höhe konzentriert. Unter den nachfolgenden Wellenbergen befinden sich ebenfalls Rotoren, die eine geringere Stärke haben als der erste Rotor. Dies zeigte sich auch in Ergebnissen zweidimensionaler numerischer Simulationen (u. a. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004).

Die Analysen der Rotorstärken in Abbildung 4.7 wurden analog zum vorherigen Unterkapitel durchgeführt. Das heißt, es wurden keine räumlichen Mittelungen in  $y$ -Richtung durchgeführt. Alle Ergebnisse stammen aus  $x$ - $z$ -Schnitten durch die Mitte des Berges (quer zur Strömung), die entweder zeitlich gemittelt oder instantan ausgewertet wurden. Die in Abbildung 4.6 bereits erkennbare, geringere Rotorhöhe spiegelt sich ebenfalls in Abbildung 4.7 (b) und (d) wider. Die aus dem zeitlich gemittelten Feld berechnete Rotorhöhe nimmt mit zunehmender Breite des Berges ab (durchgezogene Linie in 4.7 a). Der Knick in der gestrichelten Kurve ist damit zu begründen, dass der Rückströmbereich nicht symmetrisch unterhalb des Wellenmaximums liegt und somit vom Einzelprofil nicht das Maximum erfasst wird. Die Wellenlänge (durchgezogene schwarze Linie in 4.7 a) nimmt mit zunehmender Hindernisbreite von 2700 m ( $W_5$ ) auf 3100 m ( $W_{2D}$ ) zu. Dies ist sowohl in der Wellenlänge selber als auch in der Lage des ersten Wellenmaximums relativ zum Bergmaximum zu sehen (schwarze gestrichelte Linie). Bei der Amplitude ist dagegen keine eindeutige Tendenz erkennbar. Lediglich beim Verbreitern des Berges von  $W_5$  auf  $W_{10}$  ist jeweils eine Zunahme der Amplitude in beiden Kurven feststellbar (blaue Linien).

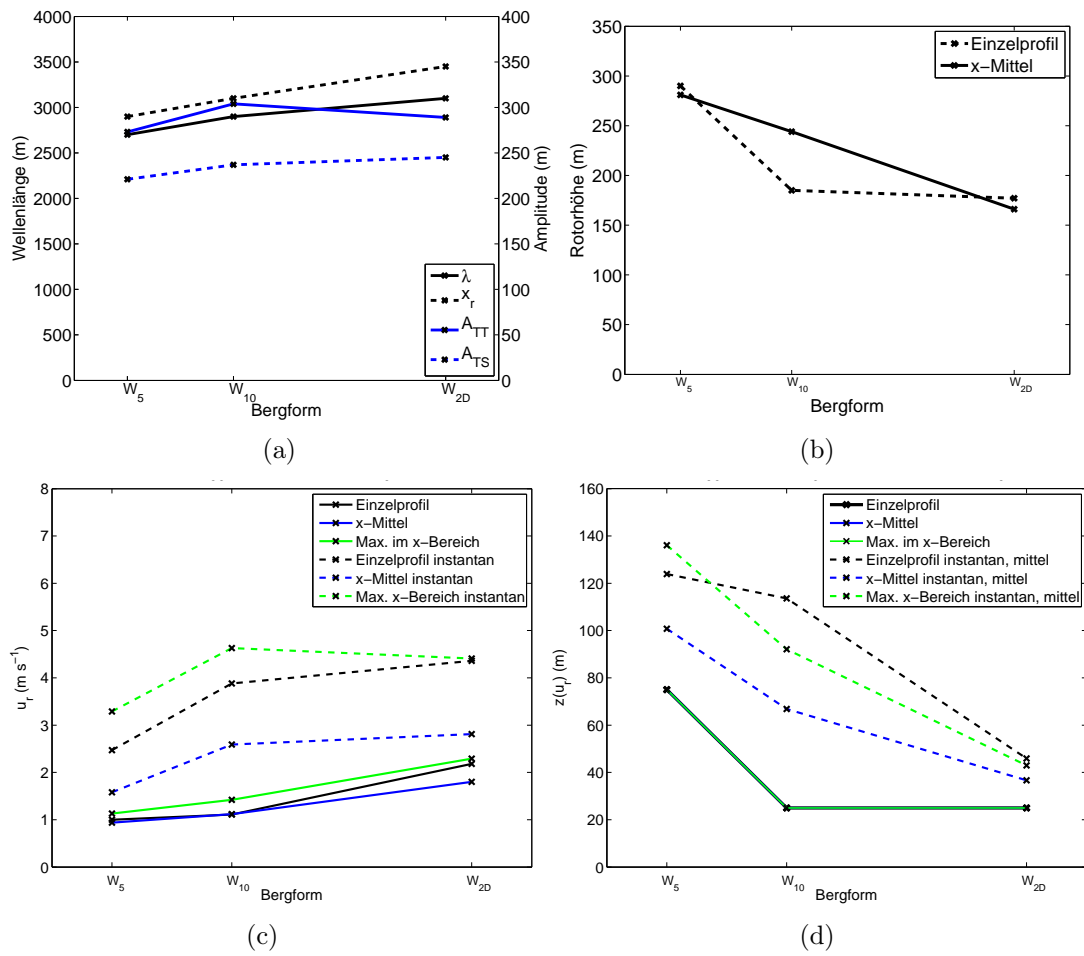
Die Rotorstärken und ihre jeweiligen Höhen (Abb. 4.7 c und d) verhalten sich wie folgt: Aus den zeitlich gemittelten Daten ist eine Zunahme der Rotorstärke bei gleichzeitiger Verbreiterung des Hindernisses feststellbar (durchgezogene Linien). Dieses maximale Rückströmen befindet sich an beiden breiter geformten Bergen am untersten Gitterpunkt bei 25 m und steigt am schmalsten Berg auf 75 m an. Die instantanen Rotorstärken haben bereits beim  $W_{10}$ -Berg jeweils ein Maximum erreicht, das bei der Verbreiterung des Hindernisses auf  $W_{2D}$  konstant bleibt (gestrichelte Kurven). Beim schmalen Hindernis nimmt sie dagegen deutlich ab. Die zu den Werten maximalen, instantanen Rückströmens gehörenden (gemittelten) Höhen weisen dieselbe Tendenz wie die Rotorhöhen der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder auf. Bei abnehmender Hindernisbreite werden die Bereiche maximalen Rückströmens in größeren Höhen erreicht.

Die Ursache für die beschriebenen Unterschiede liegt in dem weiter oben bereits angesprochenen Umströmen des Hindernisses. Zum einen verringert dies, in den beiden Fällen mit seitlich abgeflachter Bergform, die Überströmungsgeschwindigkeit des Berges, was einen direkten Einfluss auf die Wellenlänge hat. Zum anderen be-





**Abbildung 4.6:** Wie Abb. 4.2, aber mit unterschiedlichen Bergbreiten: (a)  $W_5$ , (b)  $W_{10}$  und (c)  $W_{2D}$ .



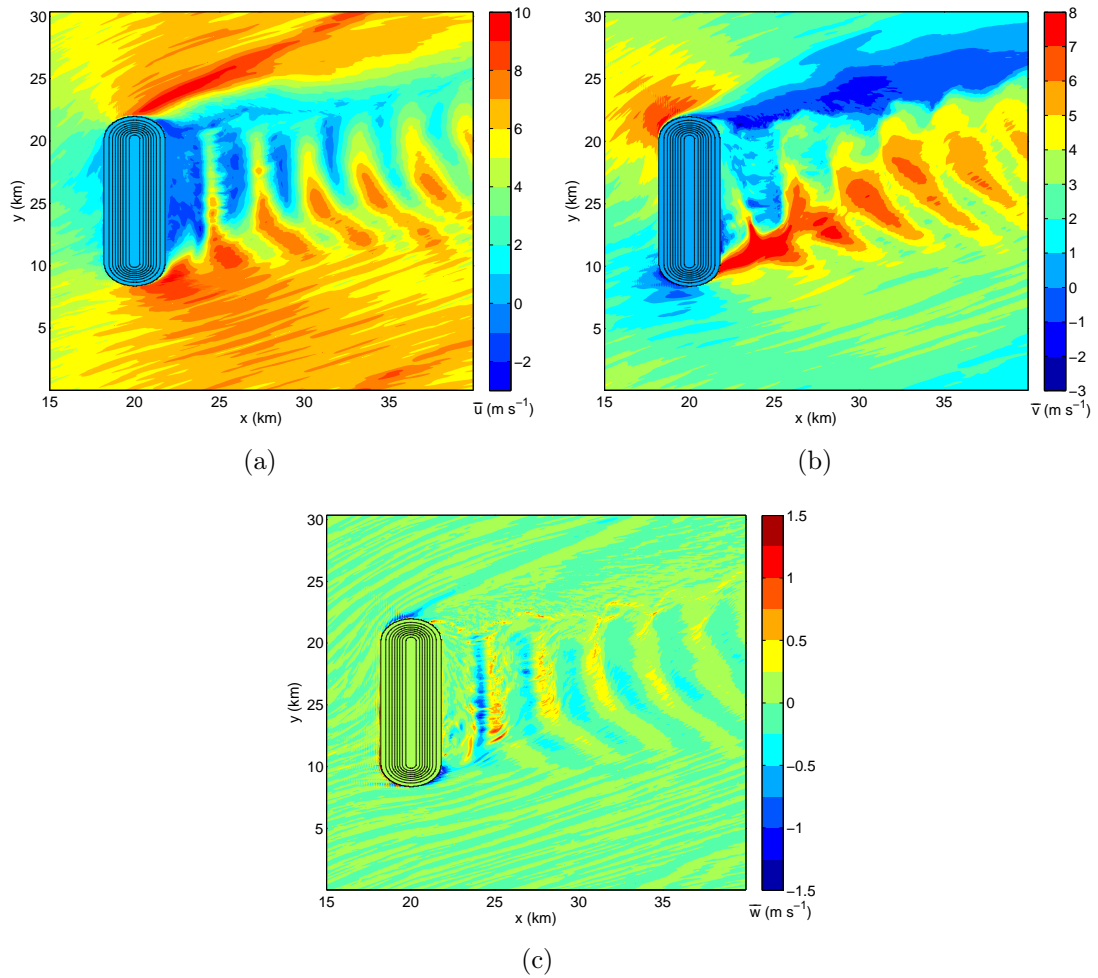
**Abbildung 4.7:** Abhängigkeiten der Leewellen- und Rotoreigenschaften für unterschiedliche Bergformen. Die einzelnen Abbildungen zeigen (a) die Wellenlänge und Amplitude, (b) die Höhe des Rotormittelpunktes ( $u(z) = 0$ ), (c) die maximale Rückströmgeschwindigkeit (Rotorstärke) und (d) die Höhe der maximalen Rückströmgeschwindigkeit.

einflusst das Umströmen des Berges signifikant die bodennahe Strömung im Lee des Hindernisses. Dieser Effekt wird zusätzlich von der Winddrehung in der Grenzschicht verstärkt, so dass insbesondere im unteren Bereich ein starkes Einströmen entlang der  $y$ -Achse stattfindet. Dies wirkt sich umso stärker auf die Strömung in der Mitte des Berges aus, je schmaler dieser ist und somit der Bereich zwischen der Bergmitte und dem Bergrand abnimmt. Ein guter Eindruck der unterschiedlichen, bodennahen lateralen Strömungen und deren Einflüsse auf das Strömungsmuster im Lee des Berges wird in den Abbildungen 4.8 (a)-(c) vermittelt. Hier sind die beiden horizontalen Windkomponenten der bodennahsten Gitterfläche bei  $z = 25$  m abgebildet (Abb. 4.8 a, b). Zusätzlich ist in 4.8 (c) die Vertikalkomponente in einer Höhe von 50 m dargestellt. Die Differenz des gezeigten Höhenniveaus zu den Horizontalkomponenten ergibt sich aus dem verwendeten versetzten Gitter im Simulationsmodell PALM. Beide angegebenen Werte für  $z$  entsprechen dem jeweils ersten Gitterpunkt über dem Boden. Der Berg ist in den Abbildungen 4.8 (a)-(c) komplett enthalten und durch Höhenlinien im Abstand von 50 m dargestellt. Im Luv des Hindernisses wird die bodennahe Strömung zunächst abgebremst (s. Abb. 4.8 a, mittig vor dem Berg) und dann um das Hindernis herumgeführt (s. Abb. 4.8 b, an den Seiten des Berges erkennbar). Im Lee findet bedingt durch den Druckunterschied ein Einströmen auf beiden Seiten statt. Durch den positiven Wert der  $v$ -Komponente des bodennahen Grundstroms ist der Effekt an der unteren Kante (im Folgenden auch als südlicher Bergrand bezeichnet) stärker ausgeprägt als an der nördlichen. Im Süden erreichen die Maximalwerte der  $v$ -Komponente Werte bis  $8 \text{ m s}^{-1}$  (s. Abb. 4.8 b), während die Luftmassen am nördlichen Rand mit  $-3 \text{ m s}^{-1}$  einströmen. Die eigentliche Rotorströmung, also das Rückströmen zum Berg hin wird hiervon signifikant beeinflusst und erstreckt sich nicht über die gesamte Breite des Berges. Die negativen Werte der  $u$ -Komponente gehen im südlichen Bereich des Hindernisses etwa 1 km nördlich des endenden reinen zweidimensionalen Teils des Berges in positive Werte über (s. Abb. 4.8 a). Dieser Übergangsbereich verlagert sich unter den nachfolgenden Leewellen etwas weiter in positive  $y$ -Richtung, wobei sich die Intensität des Rückströmens abschwächt. Am nördlichen Rand des Hindernisses befindet sich der Übergangsbereich der Rotorströmung etwa auf Höhe des Bergrandes. Dieser bleibt auch in den folgenden Wellenbergen bei ähnlichen  $y$ -Werten. Im Gegensatz zum südlichen Einströmbereich zeigt sich hier allerdings keine eindeutige Struktur der Wellenbewegung, was an den fehlenden Vertikalbewegungen in größeren Schichten liegt, die die bodennahen Strömungen beeinflussen. Auf die Vertikalstruktur wird in Abbildung 4.9 genauer eingegangen. Im Vertikalwindfeld von Abbildung 4.8 (c) wird die asymmetrische Form des bodennahen Strömungsfeldes (in Bezug auf eine in Strömungsrichtung durch die Bergmitte verlaufende Achse) ebenfalls deutlich. Die einzelnen Wellenberge sind anhand der Auf- bzw. Abwindgebiete zu erkennen, wobei das Gebiet mit den hier maximal und minimal erreichten Windgeschwindigkeiten von  $\pm 1,5 \text{ m s}^{-1}$  den Übergang vom ersten zum zweiten Wellenberg markiert. Die vertikale Struktur der Leeströmung soll anhand der Abbildungen 4.9 (a)-(f) verdeutlicht werden. Dort sind die drei Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  im oberen Bereich des Berges (Abb. 4.9 a, c, e) und in zweifacher Berghöhe (Abb. 4.9 b, d, f) dargestellt. Die Farbskalen wurden an die jeweils darzustellenden Ge-

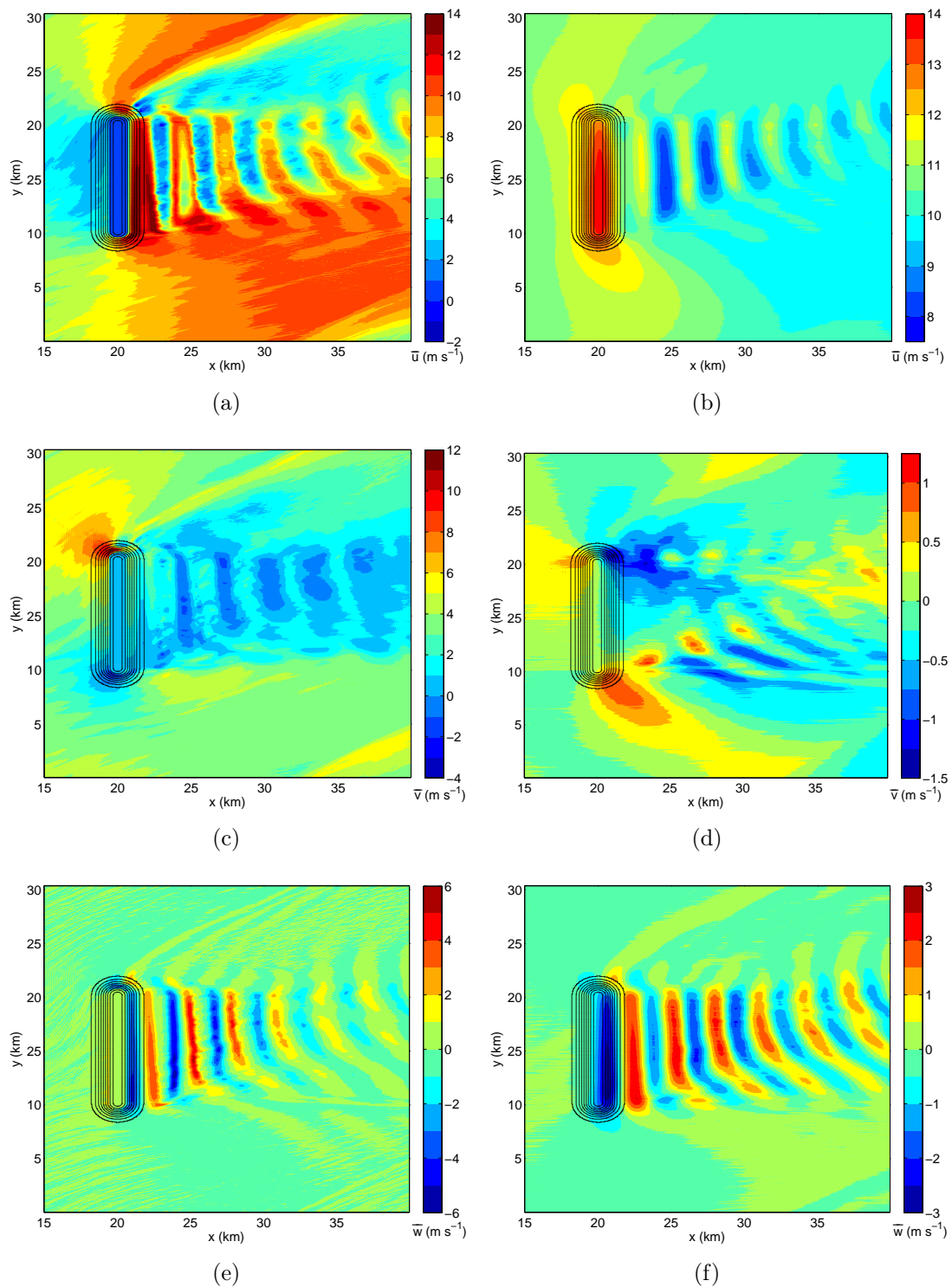
schwindigkeitsbereiche angepasst. Es wird deutlich, dass sich zwar die Einflüsse des lateralen Einströmens im Lee des Berges reduzieren, wodurch die Wellenstruktur weniger starke Asymmetrien aufweist, aber dennoch auch oberhalb des Berges die vom seitlichen Einströmen aufgeprägten Strömungsmuster noch teilweise in den Windfeldern erkennbar sind. Die Intensität des Einströmens im Lee des Berges wird anhand der in Abbildungen 4.9 (c) und (d) dargestellten  $v$ -Komponente verdeutlicht. Die Maxima und Minima erreichen in der zweifachen Berghöhe Werte von  $1,3 \text{ m s}^{-1}$  bzw.  $-1,5 \text{ m s}^{-1}$  und sind im Vergleich zu den oben angegebenen bodennahen Werten stark reduziert. Auch die im bodennahen Feld der  $u$ -Komponente sichtbaren Unterschiede an den beiden seitlichen Rändern des Hindernisses, die oben beschrieben wurden, reduzieren sich mit der Höhe. So ist im oberen Bereich des Gebirges zwar noch eine große Ähnlichkeit mit dem bodennahen Windfeld erkennbar (vergl. Abb. 4.9, a und 4.8 a), allerdings ist vor allem die Geschwindigkeitsreduzierung am nördlichen Bergrand und den nördlichen Bereichen der Wellenberge nicht mehr zu erkennen. Lediglich das „Abknicken“ der südlichen Kante der Wellenberge ist in allen Höhen sichtbar. Dies wird in den Feldern der Vertikalgeschwindigkeit noch deutlicher, wo in allen drei gezeigten Höhenniveaus die Wellenstruktur in diesem Bereich ähnlich aussieht. Im nördlichen Teil der Leewellen deutet sich das „Abknicken“ der Wellen ebenfalls an, auch wenn es nicht so ausgeprägt ist wie am südlichen Ende der Wellen (s. Abb. 4.9 e und f). Die leicht u-förmige Struktur der Leewellen konnte auch in den Experimenten leeseitig des quasi-zweidimensionalen Hindernisses beobachtet werden. Abbildung A.1 im Anhang zeigt ein Foto eines Experiments im kleinen Tank, auf dem dies zu sehen ist.

Anhand der Abbildungen 4.8 und 4.9 wird auch deutlich, warum sich die Leewellen und speziell die Rotoren in Bodennähe in den  $x$ - $z$ -Schnitten in der Mitte des Berges bereits nach nur wenigen Wellenbergen abschwächen. Zwar sind die wellenförmigen Strukturen in Abbildung 4.8 (a)-(c) über den gesamten dargestellten Bereich bis  $x = 40 \text{ km}$  zu sehen (etwa sechs Wellenberge), allerdings sind diese derart in Strömungsrichtung des bodennahen Windes verlagert, dass sie in den  $x$ - $z$ -Schnitten der Bergmitte nicht mehr sehr stark ausgeprägt sichtbar sind. Da das Verlagern am Boden stärker ausgeprägt ist als in größeren Höhen, wird ersichtlich warum z.B in Abbildung 4.6 (a) der Rotor unter dem zweiten Wellenberg deutlich vom Boden abgehoben ist.

Die zu Abbildung 4.8 (a) analoge Darstellung der Simulation mit dem rein zweidimensionalen Hindernis (s. Abb. A.4 im Anhang) zeigt eine über die gesamte Breite des Modellgebietes zweidimensionale Strömungsstruktur vergleichbar mit dem Ausschnitt direkt hinter dem zweidimensionalen Teil des Berges in der  $W_{10}$ -Darstellung. Die Bereiche des Rückströmens erstrecken sich dabei über die gesamte Modellgebietsbreite und reduzieren sich in ihrer Intensität vom ersten zum zweiten Wellenberg auf Werte um  $0 \text{ m s}^{-1}$ . Unter den folgenden Wellenbergen nehmen die Geschwindigkeiten weiter langsam zu. Es werden dabei keine negativen Werte mehr erreicht (vergl. auch Abb. 4.6). Die zweidimensionale Struktur der Wellenströmung bleibt über die gesamte dargestellte Modellgebietsbreite erhalten. Auf die Darstellung der anderen Geschwindigkeitskomponenten und weiterer Höhenniveaus wird aufgrund der Ähnlichkeit zu der in Abbildung A.4 gezeigten zweidimensionalen Strukturen



**Abbildung 4.8:** Horizontalschnitt der drei Komponenten der Windgeschwindigkeit bei (a, b)  $z = 25$  m bzw. (c)  $z = 50$  m nach 3,5 Stunden Simulationszeit. Es wurde über 10 min zeitlich gemittelt. (a)  $u$ -Komponente (b)  $v$ -Komponente (c)  $w$ -Komponente.



**Abbildung 4.9:** Wie Abb. 4.8, aber für (a, c)  $z = 375$  m bzw. (e)  $z = 400$  m und (b, d)  $z = 975$  m bzw. (f)  $z = 1000$  m.

verzichtet. Der schmalste verwendete Berg hat bzgl. des Umströmens im Prinzip den gleichen Einfluss auf die Strömung wie der etwas breitere. Der Unterschied im Lee ist, dass der zweidimensionale Bereich der Strömung um etwa die Größe verringert ist wie die Bergform verkleinert wurde.

Neben den beschriebenen strukturellen Unterschieden zeigen die Felder des höchsten dargestellten Niveaus in Abbildung 4.9 (b, d, f) eine deutlich glattere Form, was mit dem eher laminaren Strömungsverhalten in dieser Höhe zu begründen ist. Des Weiteren muss bei der Interpretation der vorliegenden Abbildungen 4.8 und 4.9 berücksichtigt werden, dass die zyklischen Randbedingungen des Modells beeinflussend auf das Leewellenfeld wirken. In Strömungsrichtung wurde das Modellgebiet so lang gewählt, dass die generierten Leewellen in dem simulierten Zeitraum nicht am Einströmrand ankommen. Bei der Wahl der Modellgebietsabmessungen in  $y$ -Richtung konnte eine komplette Vernachlässigung der durch die zyklischen Randbedingungen verursachten Strömungseinflüsse nicht erreicht werden. So sind in den gezeigten Ausschnitten der Abbildungen 4.8 und 4.9 speziell in der unteren rechten Ecke Strömungsmuster zu beobachten, die ihren Ursprung an der gegenüber liegenden Seite des Gebirges haben. Auch aus diesem Grund wurden hier nur die ersten Wellenberge gezeigt und wird im Weiteren der Fokus auf die ersten Wellenberge bzw. im Vergleich mit den Tankexperimenten auf den ersten Wellenberg gelegt.

Aus den Ergebnissen der beiden Sensitivitätsstudien ergeben sich die folgende Schlussfolgerungen für die Vergleichssimulationen mit dem ausgewählten Rotorfall aus dem Laborexperiment: Die Gesamtstruktur des Leewellensystems wird bei den verwendeten Auflösungen weniger stark von der Gitterweite beeinflusst als die turbulente Rotorströmung und kann auch mit niedrigeren Auflösungen gut erfasst werden. Die Turbulenz im Rotor, die anhand von instantanen Werten verglichen wurde, zeigt allerdings eine starke Abhängigkeit der verwendeten Auflösung. Somit wird in den folgenden Abschnitten auf die Daten der höchsten Auflösung von 15 m zurückgegriffen, um der Realität möglichst nahe zu kommen. Eine Simulation mit einer höheren Auflösung, die kleinere Wirbel erfassen würde und möglicherweise noch höhere instantane Geschwindigkeiten enthalten würde, konnte aufgrund des zu hohen Bedarfs an Rechnerkapazität nicht durchgeführt werden.

Der Einfluss der Bergform, der im Zusammenspiel mit der bodennahen Winddrehung zu einer asymmetrischen Struktur der Geschwindigkeitsfelder im Lee des Berges führt, wurde in den Vergleichssimulationen zum Laborexperiment derart berücksichtigt, dass der quasi-zweidimensionale Berg gegenüber dem des Experiments verbreitert wurde. Der zweidimensionale Teil des Berges entspricht in den Abschnitten 4.5.2 und 4.6 der gezeigten  $W_{10}$ -Bergform. Zwar sind in den Laborexperimenten ebenfalls dreidimensionale Wellenformen im Lee des Hindernisses beobachtet worden (s. Abb. A.1 im Anhang), allerdings sind diese durch die fehlende hangparallele Windkomponente nicht asymmetrisch wie in den Simulationen. So wird angenommen, dass mit der Verringerung dieses Einflusses die Ähnlichkeit der Strömungen größer ist, als bei exakt gleicher Bergform und den daraus resultierenden Einflüssen auf die Rotorströmung.

Die Ursache der oben gezeigten Asymmetrien in den leeseitigen Windfeldern der quasi-zweidimensionalen Hindernisse ist die Corioliskraft und die daraus resultie-

rende bodennahe Winddrehung in der Ekman-Spirale. Diese führt speziell an den Bergrändern zu einem sehr komplexen Strömungsmuster, dessen Auswirkungen auch noch oberhalb des Berges sichtbar sind. Neben der Bodenreibung im Luv des Hindernisses stellt dies einen weiteren Unterschied zu den Laborexperimenten, der speziell die Grenzschicht betrifft, dar. Die Anströmung des Hindernisses erfolgt in den numerischen Simulationen oberhalb der Grenzschicht senkrecht, so dass bodennah eine positive  $v$ -Komponente des Windes erreicht wird. Eine weitere Möglichkeit zur Variation der Anströmung besteht darin, den mittleren Wind der Grenzschicht senkrecht zum Hindernis strömen zu lassen und dafür den geostrophischen Wind mit einer gebirgsparallelen Komponente zu versehen. Dies wurde in zusätzlichen numerischen Simulationen getestet. Dabei sind ebenfalls Rotoren entstanden, allerdings breitete sich das übergeordnete Leewellenfeld, das zur Bildung der Rotoren beiträgt, entlang des mittleren geostrophischen Windes aus. Da die Rotoren ein Resultat der Leewellen sind, wurde für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse die Variante mit einer zum Hindernis senkrechten geostrophischen Strömung verwendet. Des Weiteren sind bisherige numerische Simulationen ebenfalls mit zum Gebirge senkrechter geostrophischer Strömung durchgeführt worden (z. B. VOSPER, 2004), wodurch sich bessere Vergleichsmöglichkeiten mit diesen ergeben. Da sich der Einfluss der bodennahen Winddrehung, wie oben gezeigt wurde, vor allem in den Geschwindigkeitsfeldern stromabwärts des ersten Wellenberges und Rotors bemerkbar macht und da in den Laborexperimenten nur der erste Wellenberg erfasst wurde, wird nur dieser Teil der Strömung in Abschnitt 4.5.2 quantitativ verglichen.

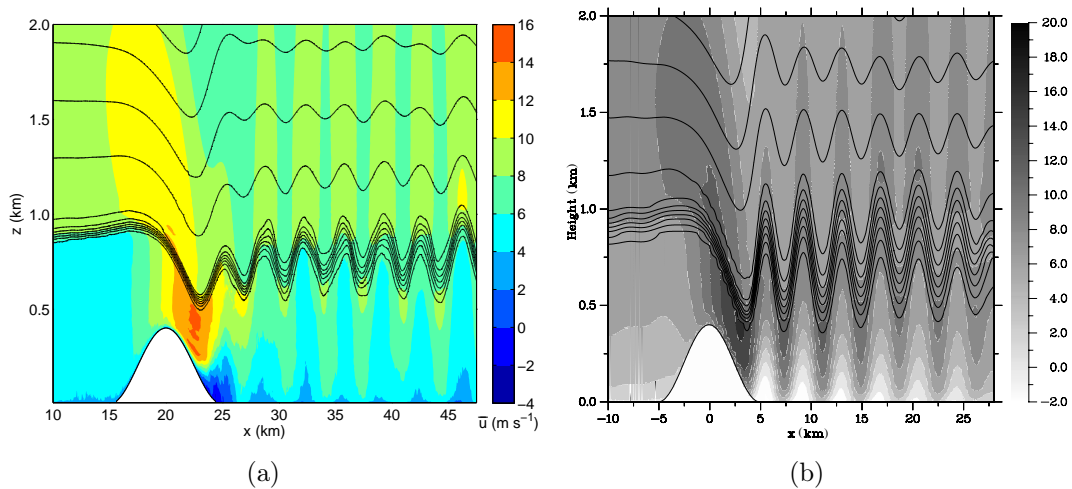
## 4.5 Ergebnisse der Vergleichssimulationen

Die in Kapitel 3 gezeigten Ergebnisse der Laborexperimente basieren auf einem „Setup“, das anhand der von VOSPER (2004) veröffentlichten Daten eingestellt wurde. Aus diesem Grund wurden neben den Vergleichssimulationen zu den durchgeführten Laborexperimenten, die im Abschnitte 4.5.2 dargelegt werden, Vergleichssimulationen zu einem in VOSPER (2004) gezeigten Rotorfall erstellt. Es soll herausgearbeitet werden, inwieweit Übereinstimmungen in den Ergebnissen der Simulationen mit dem LES-Modell PALM zu den zweidimensionalen numerischen Simulationen von VOSPER (2004) zu finden sind. Auch sollen die Unterschiede, die speziell durch die grundlegend verschiedenen Methoden der beiden verwendeten Modelle zu erwarten sind, herausgearbeitet und analysiert werden. Die strömungsbestimmenden atmosphärischen Parameter der beiden in diesem Unterkapitel dargestellten Vergleichssimulationen wurden, wie in Unterkapitel 4.1 und 4.3 erläutert, eingestellt.

### 4.5.1 Vergleich mit numerischer Simulation von Vosper (2004)

Die von VOSPER (2004) dargelegten Ergebnisse numerischer Simulationen wurden mit einem anderen Modelltyp, als der in Abschnitt 4.2 beschriebene und für diese Arbeit verwendete, durchgeführt. Neben den unterschiedlichen Ansätzen der Filterung





**Abbildung 4.10:**  $x$ - $z$ -Schnitte der Horizontalgeschwindigkeit in  $\text{m s}^{-1}$  senkrecht zum Hindernis. Die schwarzen Linien stellen die Isentropen im Abstand von 1 K dar. (a) LES (b) Vosper (2004).

der Gleichungen, Vosper nutzte die RANS-Methode, sind zusätzliche Differenzen in den räumlichen Dimensionen der Modellgebiete zu finden. Bei VOSPER (2004) wurde eine reine zweidimensionale Strömung simuliert, während die Gleichungen der dieser Arbeit zugrunde liegenden LES auf einem dreidimensionalen Gitter gelöst wurden. Der hier verwendete Berg erstreckt sich über das gesamte Modellgebiet quer zur Anströmrichtung. Er ist also, anders als bei den Vergleichssimulationen zu den Laborexperimenten, rein zweidimensional.

Abbildung 4.10 zeigt zwei vergleichbare Darstellungen der Horizontalgeschwindigkeit senkrecht zum Hindernis (farblich bzw. schwarz-weiß) und die Linien gleicher potentieller Temperatur im Abstand von 1 K. Abbildung 4.10 (b) stammt aus VOSPER (2004), in 4.10 (a) sind die Ergebnisse der entsprechenden Grobstruktursimulation aufgeführt. Beide Abbildungen wurden aus Feldern der mittleren Strömung erstellt, wobei dies in 4.10 (a) durch zeitliche Mittelung über 10 min geschieht und in 4.10 (b) durch das verwendete Simulationsmodell das statistische Mittel der Strömung berechnet wurde. Da die Geschwindigkeitsskala in 4.10 (b) gleitende Übergänge hat, lässt sich eine exakte Zuordnung der Farbtöne zu bestimmten Wertebereichen von  $\bar{u}$  nicht vornehmen. Die Extremwerte der Geschwindigkeiten, die durch schwarze und weiße Bereiche in der nebenstehenden Abbildung dargestellt sind, lassen sich dennoch gut erkennen. Sie reichen von  $-2 \text{ m s}^{-1}$  bis  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Die Skalierungen der  $x$ - und  $z$ -Achsen in Abbildung 4.10 (a) wurden so gewählt, dass der dargestellte Bereich der Strömung in beiden Bildern etwa gleich groß ist.

Beim Vergleich der Gesamtstruktur ist zunächst eine relativ große Übereinstimmung feststellbar. Der Bereich der schießenden Strömung über dem Hang des Berges und der Verlauf höherer Geschwindigkeiten mit der Höhe stimmen gut überein. In beiden Simulationen breiten sich die Leewellen entlang der Inversion (erkennbar an der Drängung der Isentropen) aus und regen die darüber liegenden, stabilen Schichten zum Schwingen an (Isentropenverlauf mit der Höhe). Unterhalb der Wellenberge sind Geschwindigkeitsminima zu sehen, die teilweise im negativen Bereich liegen, al-

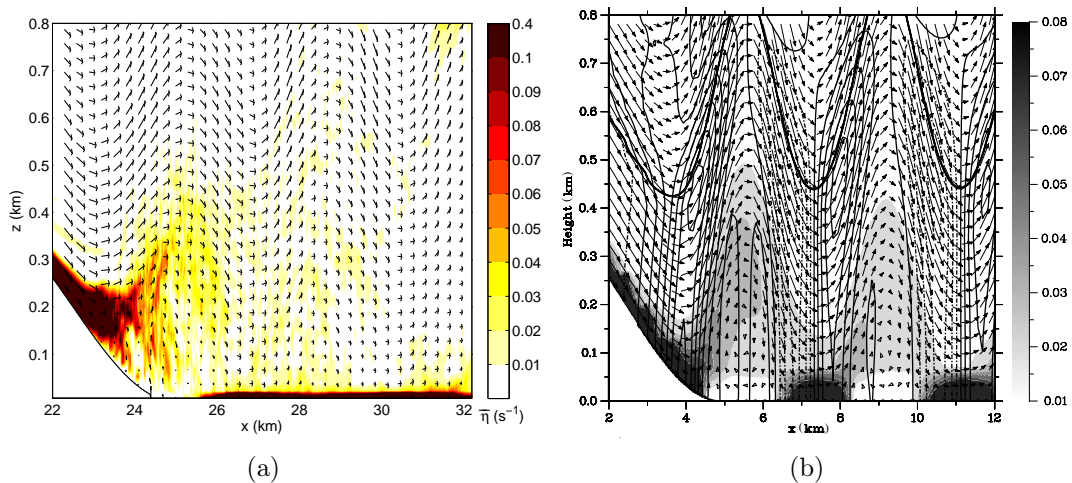
so ein Rückströmen repräsentieren. Bei einer detaillierten Betrachtung fallen sowohl in der Wellenform als auch im Geschwindigkeitsfeld Unterschiede auf. So erstrecken sich bei VOSPER (2004) die einzelnen Isentropen der Inversion über einen Höhenbereich von etwa 400 m bis 500 m. In Abbildung 4.10 (a) hingegen beträgt dieser Wert nur etwa 200 m bis 300 m. Eine mögliche Ursache dieser geringeren Amplitude in der LES könnten die geringeren Windgeschwindigkeiten am Hang sein, wodurch auch ein früheres Ablösen der Strömung am Berg resultiert. Die Maximalgeschwindigkeiten über dem Leehang erreichen bei VOSPER (2004) Werte von etwa  $20 \text{ m s}^{-1}$  und reichen etwa bis zum Fuß des Berges. Zwischen 4 km und 5 km leeseitig des Bergmittelpunktes wird die schießende Strömung durch den ersten Rotor abgelöst. In Abbildung 4.10 (a) findet das Ablösen der Strömung bereits bei etwa 3 km relativ zum Bergmittelpunkt statt, so dass der erste Wellenberg näher am Hang liegt und eine kleinere Amplitude aufweist (s. hierzu auch Abb. 4.11).

Eine weitere mögliche Ursache für die geringere Amplitude der Leewellen in der LES könnte die hochliegende Inversion ( $z_i = 2H$ ) im Zusammenspiel mit der im Modell aufgelösten Turbulenz sein. Dabei hat auch die Gitterweite bei diesen atmosphärischen Bedingungen einen größeren Einfluss auf die Leewellen als das bei der direkt auf dem Berg aufliegenden Inversion der Fall war (s. Abschnitt 4.4.1). Bei den Simulationen des Vosper-Falls mit geringerer Auflösung, speziell bei einer Auflösung von  $\Delta = 60 \text{ m}$ , konnten die Leewellen nicht mehr realistisch vom Grobstrukturmodell wiedergegeben werden, so dass sich kein gleichmäßiges Leewellenfeld ausgebildet hat, welches auch keinen stationären Zustand erreichte.

Ein weiterer Unterschied stellt sich in den Rotorströmungen unterhalb der Wellenberge heraus. In Abbildung 4.10 (b) ist ein relativ einheitliches Rückströmen unter allen Wellenbergen zu sehen, wobei der Betrag der Rückströmung, also die Rotorstärke, kontinuierlich stromabwärts abnimmt. Das Minimum im ersten Rotor beträgt etwa  $-2 \text{ m s}^{-1}$ . In 4.10 (a) sind die Konturen im Geschwindigkeitsfeld, bedingt durch die Turbulenz, nicht so glatt. Ein Rückströmen zum Berg findet nur unter dem ersten Wellenberg statt. Unter den folgenden Wellenbergen reduziert sich die Geschwindigkeit lediglich auf Werte nahe Null mit positivem Vorzeichen. Die Rotorstärke des ersten Rotors stimmt hingegen relativ gut mit der in 4.10 (b) überein. So liegt diese bei etwa  $-2 \text{ m s}^{-1}$ . An wenigen, hier nicht oder kaum sichtbaren Gitterpunkten, werden Werte unter  $-2 \text{ m s}^{-1}$  erreicht (Minimum:  $-2,2 \text{ m s}^{-1}$ ).

Zwar lassen sich Differenzen in den Amplituden der Wellen in 4.10 (a) und (b) finden, allerdings sind die Wellenlängen in den dargestellten Simulationen ähnlich groß. In beiden Abbildungen von 4.10 sind annähernd sieben Wellenberge zu sehen, wobei der siebte Wellenberg in 4.10 (a) fast komplett im Darstellungsbereich enthalten ist, in 4.10 (b) dagegen nur etwa zur Hälfte. Dieser Unterschied ist auf das frühere Ablösen am Hang zurückzuführen, wodurch das gesamte Wellenfeld der LES relativ zu VOSPER (2004) leicht in Richtung des Berges versetzt ist. Die mit Hilfe der linearen Theorie aus Gleichung (3.3) berechnete Wellenlänge von 3780 m stimmt ebenfalls gut mit der in der Inversion gemessenen Länge von 3840 m überein (erster Wellenberg in der LES). Der Wert wurde analog zu der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Methode zur Wellenlängenberechnung erhalten.

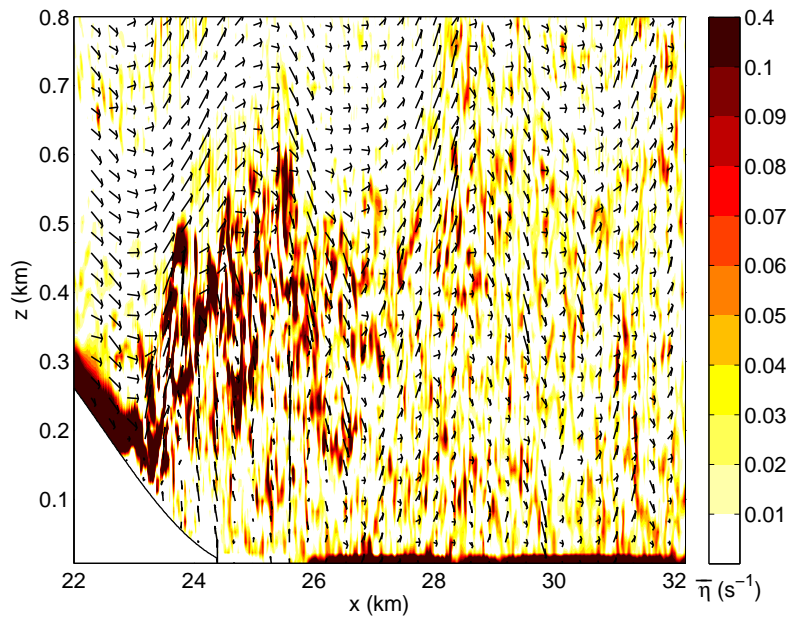
Der oben angesprochene Ablösepunkt am Hang des Berges ist in Abbildung 4.11



**Abbildung 4.11:** Nahaufnahme von Abb. 4.10 mit der Vorticity farblich bzw. schwarz-weiß und den das Geschwindigkeitsfeld repräsentierenden Vektorpfeilen. (a) LES (b) Vosper (2004).

(a) und (b) noch einmal genauer zu erkennen. Hier sind jeweils kleinere Ausschnitte der obigen Darstellung gewählt, wobei die Bereiche von 4.11 (a) und 4.11 (b) übereinstimmen. Das Geschwindigkeitsfeld ist durch Vektorpfeile sichtbar gemacht, während die farblichen Bereiche bzw. Schattierungen die horizontale Vorticity  $\eta$  repräsentieren. Die Daten zu Abbildung 4.11 (a) wurden wie in Abbildung 4.10 (a) über 10 min. zeitlich gemittelt und zeigen einen quasi-stationären mittleren Zustand der Strömung, wie es auch in 4.10 (b) der Fall ist. Die Vektorpfeile in 4.11 (a) dienen primär der groben Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes und der Lokalisierung der einzelnen Wellenberge. Um die Abbildung 4.11 (a) übersichtlich zu halten ist in horizontaler Richtung nur jeder 20. Gitterpunkt und in vertikaler Richtung jeder zweite Gitterpunkt dargestellt. Bei der Farbskala ist zu beachten, dass Werte von  $\bar{\eta}$  zwischen  $0,1 \text{ s}^{-1}$  und  $0,4 \text{ s}^{-1}$  durch den dunkelsten Farbton repräsentiert werden. Für kleinere Werte wurde eine feinere Unterteilung gewählt. Analog zu VOSPER (2004) werden in Abbildung 4.11 (a) ebenfalls nur die positiven Werte von  $\bar{\eta} \geq 0,01$  berücksichtigt. In beiden Darstellungen von Abbildung 4.11 sind im 10 km langen Bereich der Strömung im Lee des Berges die ersten zwei Wellenberge und die Aufwindseite des dritten Wellenberges zu sehen. Die Vorticity, die reibungsbedingt am Hang im Bereich der schießenden Strömung entsteht, wird in 4.11 (a) weiter hangaufwärts in die Rotorströmung angehoben als bei 4.11 (b). Dies konnte bereits in Abbildung 4.10 im Geschwindigkeitsfeld erkannt werden.

Auffällig ist, dass in den Maximalwerten der Vorticity große Unterschiede zu sehen sind. In Abbildung 4.11 (a) erreicht die Vorticity  $0,4 \text{ s}^{-1}$ , während sie in 4.11 (b) kleiner als  $0,1 \text{ s}^{-1}$  bleibt. Diese Differenzen können zum einen auf die unterschiedlichen Modellansätze, zum anderen auf die unterschiedliche Auflösung zurückgeführt werden. Die letztere Ursache scheint zu überwiegen. So sind, wie schon oben in Abbildung 4.5 gezeigt, bei höherer Auflösung größere Vorticitywerte am Hang zu beobachten. Bei der gleichen Simulation wie in 4.11 (a) mit 60 m-Gitterweite wurden oberhalb des Hanges Werte knapp über  $0,1 \text{ s}^{-1}$  erreicht. Dieser Wert und auch



**Abbildung 4.12:** Wie Abb. 4.11 (a), aber instantan zum Zeitpunkt  $t = 3,5$  h.

die Auflösung sind ähnlich wie bei VOSPER (2004). Die Bereiche, in die die Vorticity transportiert wird, stimmen im ersten Wellenberg qualitativ und quantitativ relativ gut überein. So reduzieren sich die hohen Werte von  $\bar{\eta}$  im Aufwindbereich des ersten Wellenberges auf um  $0,05 \text{ s}^{-1}$  und schwächen sich im Abwindbereich noch weiter auf Werte etwa  $0,01 \text{ s}^{-1}$  ab. Die Höhe, in die die Vorticity ( $\eta > 0,01 \text{ s}^{-1}$ ) transportiert wird, ist mit etwa 500 m identisch.

Im Gegensatz zu den glatten Strukturen in 4.11 (b) sind in 4.11 (a) die Strukturen wesentlich feiner und spiegeln die aufgelöste Turbulenz im Modell wider. Dies scheint auch der Grund für den ungeordneten Verlauf der Vorticity in 4.11 (a) im zweiten Wellenberg zu sein. Hinzu kommt, dass dort im zeitlichen Mittel kein Rückströmen vorhanden ist, wodurch die am Boden generierte Vorticity hier keine Lücken mit geringen negativen oder positiven Werten mehr aufweist, wie in 4.11 (b). Diese Beobachtung stimmt mit Ergebnissen aus Studien überein, die zwei- und dreidimensionale Simulationen vergleichen, wobei die zeitlich gemittelten dreidimensionalen Simulationen ein schwächeres Rückströmen im Rotor und somit auch keine bodennahe negative Vorticity aufweisen (DOYLE und DURRAN, 2007).

Die bei DOYLE und DURRAN (2007) anhand der Vorticity gezeigte (aufgelöste) Feinstruktur der instantanen Rotorströmung zeigt im Vergleich zur zeitlich gemittelten Simulation um Faktor vier stärkere kleinskalige Wirbel (Subrotoren). Dies ist in den hier durchgeführten Grobstruktursimulationen ebenfalls der Fall. In Abbildung 4.12 ist insgesamt eine wesentlich stärkere Wirbelhaftigkeit auf kleinräumige Strukturen verteilt als in 4.11 (a). Der in Abbildung 4.11 (a) und (b) erkennbare Trend stromabwärts abnehmender Vorticity ist auch hier sichtbar. Die Maximalwerte in 4.12 erreichen dagegen im Aufwindbereich des ersten Wellenberges etwa  $0,25 \text{ s}^{-1}$ . Auch im zweiten Wellenberg werden Werte von etwa  $0,1 \text{ s}^{-1}$  erreicht. Mit  $z_i U^{-1}$  normiert, entsprechen die Werte von  $\eta$  im ersten Rotor 25. Dies ist wesentlich größer als die

aus den gemittelten Feldern von etwa 3-5 bei einer Vorticity im Bereich von  $0,4\text{ s}^{-1}$  bis  $0,5\text{ s}^{-1}$  (vergl. dazu auch Abschnitt A.2). Diese um Faktor fünf höheren Werte in den dreidimensionalen, instantanen Vorticityfeldern der Simulationen stimmen mit denen aus den Vergleichssimulationen zum Laborexperiment (s. Unterkapitel 4.4 und 4.5.2) und den Simulationen von DOYLE und DURRAN (2007) überein. Genauere Analysen des Ablöseprozesses der Strömung am Hang und der Vorticity im zeitlichen Verlauf werden im Unterkapitel 4.6 anhand der Simulationen zum Laborexperiment dargelegt.

Insgesamt kann für die Vergleichssimulation des in VOSPER (2004) dargestellten Rotors festgehalten werden, dass die Ergebnisse der Grobstruktursimulationen mit denen von VOSPER (2004) relativ gute Übereinstimmungen haben. Speziell die Wellenlängen und die zeitlich gemittelte Rotorstärke des ersten Rotors, die auch in den Laborexperimenten (vorheriges Kapitel) und in den in weiteren Abschnitten dieses Kapitels gezeigten Vergleichssimulationen betrachtet werden, stimmen gut überein. Unterschiede in der Wellenamplitude und der Feinstruktur des Vorticityfeldes können auf die unterschiedlichen Modelle zurückgeführt werden, in denen die Auflösung, die Filterung des zugrunde liegenden Gleichungssystems und die Parametrisierung der Turbulenz auf unterschiedliche Wege vorgenommen werden. Dies beeinflusst u. a. die vom Modell berechnete Grenzschicht, die sich auf die Rotorströmung auswirkt. Ein deutlicher Hinweis auf den Einfluss der Gitterweite wurde im letzten Unterkapitel bereits aufgezeigt. So haben die zeitlich gemittelten Felder der Vorticity der niedrigeren Auflösungen (s. Abb. 4.5) eine größere Ähnlichkeit zu der von VOSPER (2004) gezeigten Vorticity als die hier gezeigte höchste Auflösung.

Da Rotoren und die damit verbundene Ablösung der Grenzschicht ein stark turbulentes Phänomen darstellen, scheint der Einfluss dieser auf das gesamte Leewellensystem hier nicht vernachlässigbar zu sein. Die Bedeutung der Grenzschicht wurde u. a. von DOYLE und DURRAN (2002) untersucht, wobei dort ebenfalls die Amplitude der Leewellen und der Ablösepunkt betrachtet wurden. Die Unterschiede in der Grenzschicht wurden durch verschiedene Randbedingungen am Boden simuliert. Bei reibungsbehafteter Strömung („No-slip“) reduziert sich die Amplitude gegenüber „Free-slip“-Bedingungen signifikant und der Ablösepunkt rückt näher zum Berg. Auch in der Wellenlänge ist dort eine Reduzierung (um 9%) beobachtet worden. Letztgenannter Effekt konnte beim Vergleich der hier gezeigten Grobstruktursimulation mit VOSPER (2004) bei der Betrachtung des gesamten Wellenzuges in geringem Maße ebenfalls erkannt werden. Als Grund für die Unterschiede der Simulationen von DOYLE und DURRAN (2002) sind die stärkeren Abwinde am Leehang des Berges bei den reibungsfreien Berechnungen angegeben. Die Strömung wird im „Free-slip“-Fall nicht am Hang abgebremst und erreicht somit höhere Maximalgeschwindigkeiten als im reibungsbehafteten Fall. Der Effekt der geringeren Hangabwindgeschwindigkeiten der LES gegenüber der Simulation von VOSPER (2004) konnte hier in Abbildung 4.10 ebenfalls beobachtet werden und scheint sich signifikant auf die Leeströmung auszuwirken. Die Ursache dieser Unterschiede in der Geschwindigkeit sind hier zwar nicht durch die Reibung an sich bzw. durch die Rauigkeitslänge zu erklären, da diese in beiden Simulationen 0,05 m betrug. Allerdings deuten die Parallelen zu den erwähnten Untersuchungen von DOYLE und DURRAN (2002) auf die Unterschiede

in der Grenzschicht als Ursache für die beobachteten Differenzen hin, welche wie bereits oben erwähnt aus den verschiedenen Modellierungsansätzen resultieren. Aktuellere Untersuchungen von JIANG *et al.* (2006) und JIANG *et al.* (2007) stützen diese Vermutung und zeigen ebenfalls den Einfluss der Grenzschicht speziell auf die Amplitude der geführten Leewellen. So wurde festgestellt, dass die Grenzschicht die Wellenenergie absorbiert, was eine Abnahme der Amplitude der Wellen an der Inversion zur Folge hat. Dabei wurde die Grenzschicht zunächst unabhängig von den möglichen Ursachen für die unterschiedlichen Absorptionsmechanismen betrachtet. Als weiterer Unterschied der hier gezeigten LES zur Simulation von VOSPER (2004) wurde die turbulente Feinstruktur (z. B. Subrotoren) genannt, die speziell im Feld der Vorticity sichtbar wurde. Bei der Generation von  $\eta$  spielen dreidimensionale Effekte eine wichtige Rolle, die in den zweidimensionalen Simulationen nicht berücksichtigt werden (z. B. DOYLE und DURRAN, 2007; DOYLE *et al.*, 2009). Vergleiche zwei- und dreidimensionaler Untersuchungen der Rotorströmung sind in DOYLE und DURRAN (2007) zu finden. Dort sind in den Feldern der Vorticity Unterschiede in der Häufigkeit der Subrotoren und deren zeitlichen Verlaufs festgestellt worden. In der zweidimensionalen Simulation führt die Dissipation der Subrotoren zur Verstärkung des übergeordneten Hauptrotors, während in der dreidimensionalen Simulation eine Vielzahl an kleinskaligen Wirbeln stromabwärts transportiert wird und kein systematischer Transfer zwischen diesen und dem Hauptrotor stattfindet (DOYLE und DURRAN, 2007). Auf den zeitlichen Verlauf der Subrotoren in der LES wird in Unterkapitel 4.6 noch einmal genauer eingegangen. Die Ergebnisse bei DOYLE und DURRAN (2007) wurden trotz gleicher Gitterweiten der zwei- und dreidimensionalen Simulationen erhalten. Die Grobstruktursimulation der hier gezeigten Ergebnisse wurde mit einer anderen Gitterweite als die Simulation von VOSPER (2004) durchgeführt. Die im Abschnitt 4.4.1 dargelegte Sensitivitätsstudie zur Modellgebietsauflösung zeigt eine deutliche Abhängigkeit der kleinsten Wirbel von der Auflösung in den Grobstruktursimulationen. So sind bei Gitterweiten größer als 15 m, wie es auch bei VOSPER (2004) der Fall ist, keine Subrotoren im aufgelösten Bereich der LES zu sehen gewesen. Dafür ist dort entlang des Grenzbereichs des Rotors zur Leewelle ein deutlicher, abgegrenzter Vorticityast zu sehen, der sich bis zum Boden fortsetzt. Konkrete Untersuchungen, die die Einflüsse des Modelltyps beispielsweise auf die Hangwindgeschwindigkeit quantifizieren, könnten einige der offenen Fragen klären, wurden aber im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die hier gezeigten Ergebnisse der Simulationen mit PALM und deren Übereinstimmungen mit den Ergebnissen von VOSPER (2004) sind bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Modellansätze ausreichend für tiefergehende Untersuchungen mit dem LES-Modell, wie sie in den folgenden Abschnitten vorgenommen werden.

### 4.5.2 Vergleich mit Laborexperiment

In diesem Abschnitt werden die numerischen Simulationen zu einem ausgewählten Rotorfall, der in den Laborexperimenten beobachtet wurde, dargestellt. Die in der Simulation verwendeten Parameter sind, wie im Abschnitt 4.1.1 beschrieben, eingestellt worden. Die Bergform wurde den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.4.2 folgend,

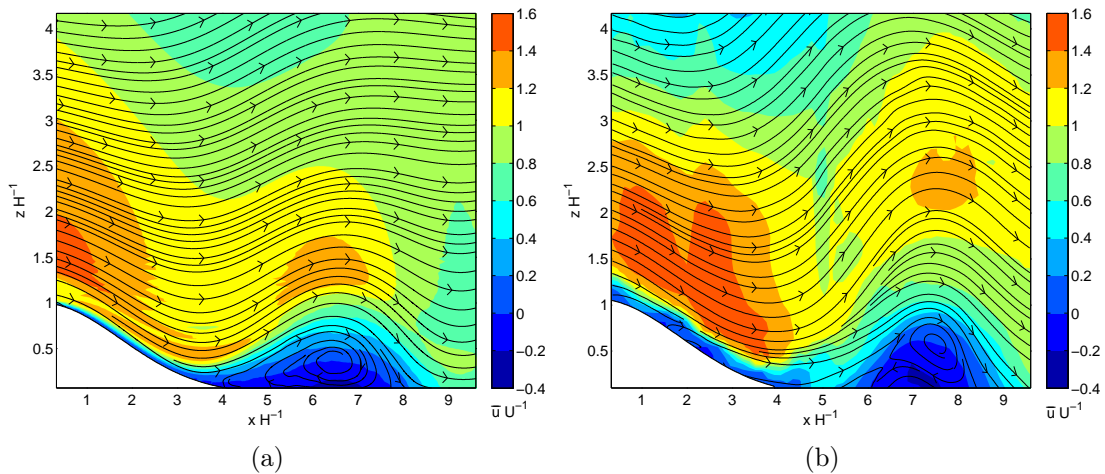
relativ zum Laborhindernis verbreitert (Breite  $W_{10}$ ). Die zwei in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten, die Strömung beschreibenden Parameter sind  $F_i = 0,89$  und  $H/z_i = 1,1$ . Anhand dieser Vergleichssimulationen sollen zum einen die im Laborexperiment erhaltenen Daten verifiziert werden, und zum anderen weitere Analysen vorgenommen werden, um ein detaillierteres Verständnis von Rotoren zu erlangen. Letzteres wird im nächsten Abschnitt separat durchgeführt.

Da die Untersuchungsmethoden, LES und Laborexperimente, unterschiedlichen Maßstabs sind, werden in diesem Abschnitt die Daten normiert dargestellt und angegeben. Die dabei am häufigsten verwendeten Normierungsparameter sind die Anströmgeschwindigkeit  $U$  für Geschwindigkeiten und die Berghöhe  $H$  für Längen. Es wird sich hier primär auf den Bereich der ersten Leewelle und des ersten Rotors konzentriert, da dies auch dem in den Laborexperimenten erfassten Ausschnitt der Strömung entspricht. Außerdem werden, analog zu den Laborexperimenten, nur zweidimensionale Daten der  $x$ - $z$ -Ebene verwendet. Um dabei eine möglichst genaue Übereinstimmung der Datengewinnung zu gewährleisten, wurden in den numerischen Simulationen im Zeitraum zwischen drei und vier Stunden Simulationszeit  $x$ - $z$ -Schnitte entnommen, deren zeitlicher Abstand dem der einzelnen „Bursts“ im Laborexperiment entspricht ( $\Delta t_{Lab} = 1$  s). Die verwendete Zeitdifferenz  $\Delta t_{LES}$  von einer Minute in der numerischen Simulationen entspricht der dimensionslosen Zeitspanne  $\Delta t^* = 1,2$  und stimmt mit dem normierten Wert aus dem Laborexperiment überein. Für die Vergleiche wird, wie im vorigen Unterkapitel, die Simulation mit der höchsten Auflösung von 15 m verwendet. Diese hat sich im Abschnitt 4.4.1 als diejenige, die die Realität am besten wiedergibt, herausgestellt. Unstimmigkeiten, deren Ursache in der unterschiedlich großen Gitterweite liegt, werden dabei bewusst in Kauf genommen, bei der Interpretation der Ergebnisse aber berücksichtigt.

### Rotoreigenschaften in zeitlich gemittelten Feldern

Eine Übersicht über das gesamte Geschwindigkeitsfeld der numerischen Simulation wurde bereits in Abschnitt 4.4 gegeben (s. Abb. 4.2). Der maximal mögliche darstellbare Bereich, der bei beiden Untersuchungsmethoden erfasst wurde, ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Abbildungen zeigen einen Querschnitt der Horizontalgeschwindigkeit der Strömungen zusammen mit den dazugehörigen Stromlinien. Die Daten des Laborversuches wurden vor der Darstellung gespiegelt, so dass hier die Anströmung in beiden Fällen von links erfolgt.

Zunächst kann festgestellt werden, dass eine große qualitative und quantitative Übereinstimmung der Geschwindigkeitsfelder vorhanden ist. Die schießende Strömung über den Berghängen erreicht etwa gleiche Maximalwerte  $\bar{u}U^{-1}$  von 1,4 bis 1,6. Die Geschwindigkeitsreduktion im Aufwindbereich, also an der Vorderseite der Leewelle und das lokale Maximum im Wellenberg (orange), werden ebenfalls mit gleichen Werten wiedergegeben. Lediglich die vertikale Lage des Maximums unterscheidet sich um etwa eine Berghöhe. Dies hängt offensichtlich auch mit dem stärkeren Aufsteilen der Stromlinien im Laborrotor zusammen, wodurch dort die horizontalen Geschwindigkeitsgradienten im oberen Bereich größer sind. Ein Ursache für die ausgeprägteren Wellenerscheinungen und Amplituden in größeren Höhen ist möglicherweise die zwei-



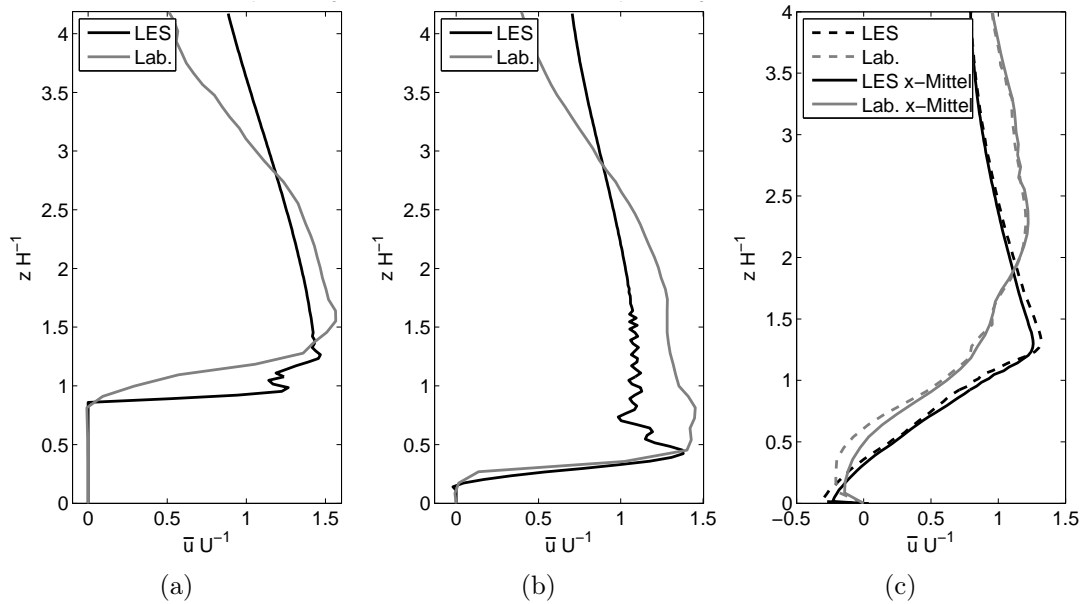
**Abbildung 4.13:** Horizontale Geschwindigkeitsfelder und Stromlinien. Ergebnisse aus (a) LES und (b) Laborexperiment.

te Grenzfläche, die die freie Wasseroberfläche im Tank bildet. Diese trägt mit an ihr reflektierten Wellen zum Modifizieren der Leewellen bei. Hingegen können sich die Störungen in der numerischen Simulation ungehindert über wesentlich größere vertikale Bereiche fortpflanzen. Das Wasser im Labor hatte etwa eine Tiefe von 90 cm, was einer normierten Grenzflächenhöhe von 6,9 entspricht.

Der Bereich der Rotorströmung befindet sich mit seinem Zentrum, das durch die Mittelpunkte der geschlossenen Stromlinien repräsentiert wird, auf der  $x$ -Achse zwischen 6 und 7 in 4.13 (a) und zwischen 7 und 8 in 4.13 (b). Dies spiegelt sich auch in den berechneten Wellenlängen wider (s. dazu Kapitel 3 bzw. 4.4.1). Mit  $H$  normiert beträgt sie in der numerischen Simulation 5,9. Im Laborfall beträgt sie 6,3. Letzterer Wert konnte nicht exakt berechnet werden, da die Welle nicht komplett im Bildbereich enthalten ist. Wird nur der linke Teil, also das erste Minimum, in den Stromlinien und das Maximum der Welle herangezogen, ergeben die Werte 6,2 und 6,6 für die Wellenlänge aus der numerischen Simulation bzw. dem Laborexperiment. Die mit  $H$  normierte Amplitude, die ebenfalls aus den Stromlinien bzw. der potenziellen Temperatur in der Inversion berechnet wurde (s. Abschnitt 3.2.2), ist mit 0,6 für beide Rotorfälle identisch.

In beiden Darstellungen der Abbildung 4.13 wird das maximale Rückströmen im Rotor bodennah und zentral unter dem Wellenberg erreicht. Die Werte liegen hier zwischen -0,2 und -0,4. Genauer können die Rotorstärken den Geschwindigkeitsprofilen der Abbildung 4.14 entnommen werden. Hier sind in allen Graphen Profile von  $\bar{u}U^{-1}$  aus dem Labor grau und aus der numerischen Simulation schwarz dargestellt. In 4.14 (c) sind die im Mittelpunkt des Rotors entnommenen Werte (gestrichelt) bei  $xH^{-1} = 7,4$  (LES) bzw.  $xH^{-1} = 6,6$  (Labor) zusammen mit den über den  $x$ -Bereich der Breite  $xH^{-1} = 2$  gemittelten Profile dargestellt. Hier wird anhand des bodennahen Geschwindigkeitsminimums deutlich, dass der Rotor in den numerischen Simulationen zum einen stärker ist als der im Labor gemessene, und zum anderen liegt das Maximum um 0,07 tiefer. Die genauen Werte des maximalen Rückströmens im gesamten Rotor (Maximum im  $x$ -Bereich) sind 0,29 (LES) und 0,21 (Labor). Die





**Abbildung 4.14:** Profile der Horizontalgeschwindigkeit in LES und Laborexperiment an verschiedenen  $x$ -Positionen. (a)  $x = 0,9$ , (b)  $x = 3,5$  und (c) jeweils im Rotormittelpunkt (normierte  $x$ -Werte).

Werte der Rotorstärke in den Einzelprofilen sind in beiden Fällen etwa 0,6 kleiner als die Maxima der Profile im  $x$ -Bereich. Das höher liegende Maximum und die geringeren Rückströmwerte im Laborfall sind durch zwei Ursachen begründbar. Zum einen befindet sich, durch das Ziehen des Berges im Wassertank, kein mit der LES vergleichbarer Untergrund im Lee des Berges. Relativ zum Hindernis bewegt sich dieser mit der Geschwindigkeit der mittleren Strömung  $U$  von diesem weg und verursacht Reibungskräfte, die weg vom Hindernis beschleunigend auf die bodennahen Wasserschichten wirken. Zum anderen liegen die Daten aus dem Labor in einer niedrigeren Auflösung vor. Der bodennahste Messpunkt befindet sich bei  $z = 1,2$  cm, was einer dimensionslosen Höhe von 0,09 entspricht. Der unterste Messpunkt (Gitterpunkt) in den Simulationen der hier gezeigten 15 m Auflösung liegt bei 0,02, also etwa bei 1/4 des entsprechenden Laborwertes. Eine mögliche höhere bodennahe Geschwindigkeit in den Laborexperimenten konnte dementsprechend mit der verwendeten Messmethode nicht erfasst werden. In der Höhe, in der das maximale Rückströmen im Labor gemessen wurde ( $zH^{-1} = 0,09$ ), hat sich auch die Rückströmung der numerischen Simulation auf Werte um 0,25 reduziert.

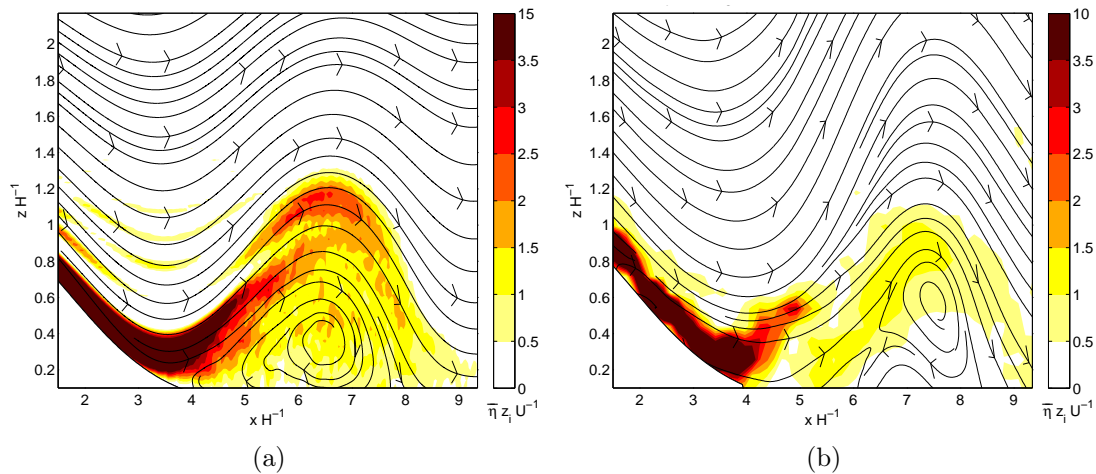
Im Höhenverlauf weisen alle Profile von Abbildung 4.14 (c) zwischen  $0,3 H$  und  $1,3 H$  eine ähnliche Steigung auf. Die Werte gleicher Geschwindigkeiten werden dabei in den Profilen der Labormessungen in größeren Höhen als in der LES erreicht. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit wird in dem LES-Profil (schwarz) bei  $zH^{-1} = 1,3$  und in den grauen Kurven bei  $zH^{-1} = 2,3$  erreicht und unterscheidet sich dementsprechend um den Wert  $H$ . Die in diesen Höhen gemessenen Werte der Geschwindigkeit  $\bar{u}U^{-1}$  stimmen mit jeweils 1,3 überein. Im weiteren Höhenverlauf der Profile in 4.14 (c) sind im Labor stets höhere Geschwindigkeiten als in der numerischen

Simulation gemessen worden. Die möglichen Ursachen dafür wurden bereits weiter oben diskutiert.

Die Profile der Geschwindigkeit an zwei weiteren Punkten auf der  $x$ -Achse sind in 4.14 (a) und (b) dargestellt. In 4.14 (a) sind die Profile knapp unterhalb des Bergrückens ( $xH^{-1} \approx 0,9$ ) entnommen worden, während die in 4.14 (b) gezeigten Profile vom Fuß des Berges ( $xH^{-1} \approx 3,5$ ) stammen. Das Ungefähr-gleich-Zeichen ist damit zu begründen, dass durch die unterschiedlichen Gitter keine exakte Übereinstimmung der gewählten Orte möglich ist. Die Differenzen liegen aber im Bereich der Auflösung der LES und sind somit vernachlässigbar.

In beiden Graphen (Abb. 4.14 a und b) zeigt sich im oberen Bereich der bereits weiter oben angesprochene, stärkere horizontale Gradient der Horizontalgeschwindigkeit im Laborexperiment. Während dort in der Welle oberhalb vom Rotor relativ hohe Werte erreicht werden (graue Kurven in c), sind in derselben Höhe über dem Hang geringere Werte als in der numerischen Simulation zu sehen (graue Kurven in a und b). Gerade die Differenz am oberen Ende der beiden Kurven von 4.14 (a), die fast der halben Anströmgeschwindigkeit entspricht, ist relativ groß. Dabei wird auch deutlich, dass sich das Strömungsverhalten bereits beim Überqueren des Hindernisses unterscheidet und die Unterschiede nicht nur im Profil der Rotorströmung selbst zum Vorschein kommen. Ansonsten stimmen die Verläufe der Kurven in 4.14 (a) bis in die Höhe  $2,8 H$  relativ gut überein. Lediglich die Maximalwerte der Geschwindigkeit liegen in den Labormessungen leicht über denen der numerischen Simulation. In Abbildung 4.14 (b) ist das etwas stärkere Herabschießen der Strömung bis zum Fuß des Berges im Labor zu sehen, das auch schon in Abbildung 4.13 erkannt werden konnte. Der zackige Verlauf des Profils der numerischen Simulation zwischen dem ersten Gitterpunkt über dem Berghang bei  $zH^{-1} \approx 0,5$  und der Höhe  $zH^{-1} \approx 1,5$  ist im Profil aus dem Labor nicht zu sehen und wahrscheinlich auf modellphysikalische Effekte zurückzuführen. So ist zu vermuten, dass die Form des diskretisierten Berges kleine Störungen im Geschwindigkeitsfeld aufprägt. Da diese Störungen aber nur direkt am Hang auftreten und relativ zu den absoluten Geschwindigkeitswerten und auch zu den später gezeigten Geschwindigkeitsfluktuationen sehr gering sind, werden sie als vernachlässigbar angesehen.

Neben den Geschwindigkeitsfeldern wird oft die Vorticity als beschreibende Größe für Rotoren und deren Entstehung herangezogen (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004; DOYLE und DURRAN, 2007). Vor allem das Ablösen der am Berghang generierten, scherungsbedingten Vorticity gibt Aufschlüsse über das Zusammenspiel der Wellenbildung und der damit einhergehenden, übergeordneten, laminaren Strömung mit der turbulenten Strömung im Rotor. Auch die Grenzfläche dieser beiden, mit unterschiedlichen Eigenschaften behafteten Fluidbewegungen, ist durch die Darstellung der horizontalen Vorticity  $\bar{\eta}$  erkennbar. Abbildung 4.15 zeigt die zeitlich gemittelten Felder von  $\bar{\eta}$  normiert mit dem Faktor  $z_i U^{-1}$ . Abbildung 4.15 (a) ist ähnlich der im Abschnitt 4.4 bereits dargestellten Abbildung 4.5. Hier wurde allerdings der abgebildete Bereich auf die relevanten positiven Werte von  $\bar{\eta}$  beschränkt. Negative Vorticitywerte traten in Abbildung 4.5 nur bodennah im Rotor, bedingt durch das Rückströmen, und in den zyklonal gekrümmten Stromlinien oberhalb des Astes positiver Vorticity über dem Hang auf. Beide Bereiche sind von



**Abbildung 4.15:** Vorticityfelder und Stromlinien. Ergebnisse aus (a) LES und (b) Laborexperiment.

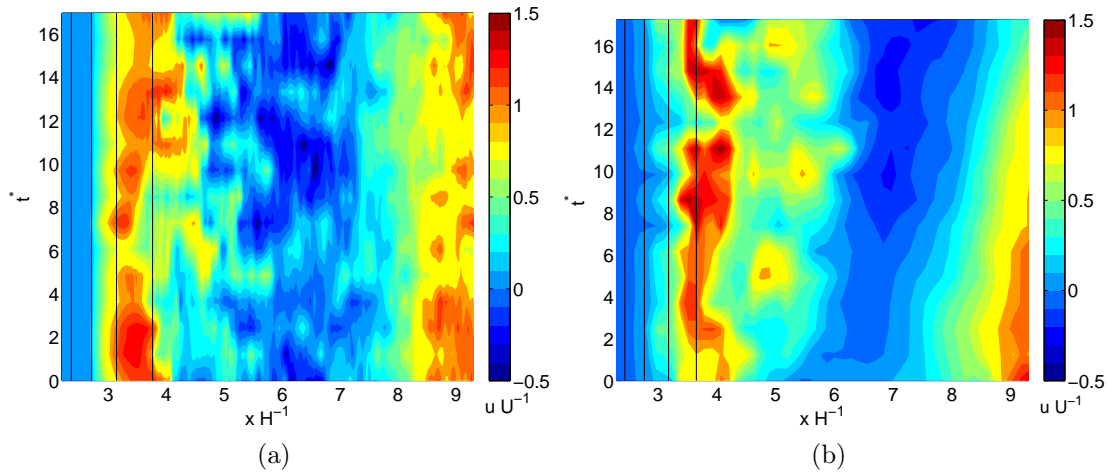
geringerer Bedeutung, weshalb hier auf deren Darstellung verzichtet wurde. Die in Abbildung 4.15 gezeigten Ausschnitte wurden gegenüber denen aus Abbildung 4.13 in der Vertikalen etwa halbiert und in der Horizontalen wurde auf einen Teil des Berges und der darüberliegenden Strömung verzichtet. In diesen Teilen der Strömung sind keine Werte im hier farblich dargestellten Bereich beobachtet worden. Die Farbskalen unterscheiden sich nur insoweit, dass die über dem Berghang erreichten Maximalwerte zwischen  $\bar{\eta}z_iU^{-1} = 3,5$  und  $\bar{\eta}z_iU^{-1} = 15$  in Abbildung 4.15 (a) und zwischen 3,5 und 10 in Abbildung 4.15 (b) durch den dunkelsten Brauntönen repräsentiert werden. Dieses „Stauch“ der Skala dient der besseren Darstellung der relevanten kleineren Vorticitywerte im Rotorbereich und wird auch in einigen weiteren Abbildungen angewendet. Es zeigen sich hier die bereits weiter oben diskutierten Unterschiede der Lage der Rotoren relativ zum Berg und die unterschiedlich großen Amplituden im Verlauf der Stromlinien. Die Werte der normierten Vorticity in der numerischen Simulation, die bereits auf dem Hang größer sind (15 gegenüber 10 im Labor), sind im Rotor selbst etwa doppelt so groß wie in den Labormessungen. So betragen die Maximalwerte, die im oberen Bereich des Rotors erreicht werden, zwischen 3,0 und 3,5 in der LES und bis 1,5 im Labor. Die grobe Struktur des gesamten Vorticityastes, d. h. die Bereiche, in denen normierte Vorticitywerte größer als 0,5 auftreten, stimmen relativ gut überein. Auch der Ablösepunkt am Hang liegt in beiden Fällen bei  $xH^{-1} \approx 4,0$ . In beiden Abbildungen wird die über dem Hang generierte Vorticity in einem schmalen Ast angehoben und über fast den gesamten Bereich der Rotorströmung transportiert. Dabei nehmen die Maximalwerte über kurze Distanzen ab. Unterschiede sind noch in der feineren Struktur der Vorticityverteilung in der numerischen Simulation (rote Flecken) und in den bodennahen, positiven Werten über 0,5 (gelber Bereich) zu sehen. Beides kann mit der niedrigeren Auflösung der Messungen im Laborexperiment und dem damit einhergehenden Datenverlust begründet werden. Genauer wird dies im nächsten Absatz diskutiert, in dem die Feinstruktur anhand instantaner Daten betrachtet wird.

## Zeitliche Fluktuationen der Rotoreigenschaften

Die bisherigen Ergebnisse der numerischen Simulation und des Laborexperiments zu Rotoren in diesem Abschnitt stammten aus zeitlich gemittelten Daten der beiden Untersuchungsmethoden. Da allerdings sowohl die Laborexperimente also auch die Grobstruktursimulationen einen Einblick in den zeitlichen Verlauf und die Fluktuationen der Strömungsfelder ermöglichen und somit Erkenntnisse zum turbulenten Verhalten bringen, werden diese im Folgenden betrachtet. Abbildung 4.16 zeigt den zeitlichen Verlauf der Horizontalströmung in der Höhe  $z = 1/3 H$ . Dafür wurde zu jedem Zeitpunkt ein Horizontalschnitt entlang der  $x$ -Achse in der angegebenen Höhe entnommen und zusammen mit den übrigen Zeitpunkten im zeitlichen Verlauf dargestellt. Die Höhe von einem Drittel der Berghöhe wurde gewählt, um die Einflüsse der unterschiedlichen Randbedingungen am Boden zu minimieren. Die dimensionslose Zeit  $t^*$  wurde aus der Zeit  $t$  normiert mit  $UH^{-1}$  berechnet. Der betrachtete Zeitraum entspricht 14 min in der numerischen Simulation und 14 s im Laborexperiment. Die Höhenlinien des normierten Berges sind in Abständen von  $0,1 H$  angegeben, wobei der Wert der höchsten Isolinie  $0,4 H$  ist. Die blau dargestellten Werte der Geschwindigkeit im Bereich dieser ersten Höhenlinien des Berges entsprechen in beiden Bildern Nullwerten, da diese im Berg liegen und somit nicht zur gemessenen Strömung gehören. Am Fuße des Berges ist die schießende Hangströmung zu erkennen (gelbe bis rote Bereiche), die in der LES Werte zwischen 0,7 und 1,3 annimmt, während sie im Labor zwischen 0,7 und 1,5 schwankt. Ansonsten ähneln sich die Strukturen dieser Abwindbereiche in beiden Bildern stark. Das Abwechseln stärkerer und schwächerer Abwinde deutet auf eine pulsierende Hangströmung hin, wie sie beispielsweise von NEIMANN *et al.* (1988) und SCINOCCA und PELTIER (1989) untersucht wurde. Dies wurde bereits in Kapitel 3 bei einem anderen Laborexperiment beobachtet und diskutiert. Da hier die Zeitabstände  $\Delta t^*$  der einzelnen verwendeten Datensätze etwa  $t^* = 1,2$  und der Gesamtzeitraum  $t^* = 17$  beträgt, kann keine eindeutige Frequenz des Pulsierens identifiziert werden, deren Periode nicht zwischen den angegebenen Zeiten liegt. Im nächsten Abschnitt wird hierauf anhand höher-frequenzierter Geschwindigkeitsfelder noch einmal genauer eingegangen.

Der Bereich der Rotorströmung wird durch die dunkelblauen Farben repräsentiert. Auffällig ist hier, dass durch die räumlich höhere Auflösung in der numerischen Simulation feinere Strukturen vorhanden sind (Abb. 4.16 a). Dadurch werden hier auch stärkere Geschwindigkeitsfluktuationen und -gradienten aufgelöst, als es in den Laborexperimenten der Fall ist. Zwischen  $t^* = 12$  und  $t^* = 14$  beispielsweise reichen in der LES die Abwinde mit Werten von 1,2 (Maximalwert 1,25) bis etwa  $xH^{-1} = 4$ . Innerhalb der angegebenen Zeitspanne wird in einer Entfernung nur  $0,8 H$  die maximale Rückströmung in der gesamten dargestellten Zeitspanne erreicht. Sie beträgt dort unter  $-0,4 U$ , womit eine Geschwindigkeitsdifferenz von über  $1,6 U$  über diese relativ kurze Distanz erreicht wird. Da diese Werte aus einer Höhe von etwa  $0,3 H$  entstammen, also nicht unmittelbar am Boden gemessen wurden, zeigt dies auch das Gefährdungspotential der Rotorströmung für den Flugverkehr, der beispielsweise bei gebirgsnahen Flughäfen diese Höhen erreicht.

Die Rückströmung im Laborexperiment ist wesentlich gröber strukturiert und mit



**Abbildung 4.16:** Hovmöller-Diagramm des Horizontalwindes  $u$  der Leestromung in  $z = 1/3 H$  der Ergebnisse aus (a) LES und (b) Laborexperiment. Die schwarzen Linien in beiden Abbildungen sind die Höhenlinien des jeweiligen Berges im Abstand von  $0,1 H$ .

höchsten Geschwindigkeiten in Richtung Berg von bis zu  $-0,3$  auch etwas geringer als in der LES. Die Schwankungen in der Rotorströmung selber liegen hier zwischen  $0,1$  und  $-0,3$ . Auch in der LES sind beispielsweise zum Zeitpunkt  $t^* \approx 5,5$  keine negativen Horizontalgeschwindigkeiten in dieser Höhe gemessen worden. Die höchsten Geschwindigkeiten in Richtung Berg sind allerdings mit bis zu  $-0,5$  in der numerischen Simulation größer als im Experiment. Im Gegensatz zur LES ist im Experiment eine leichte zeitliche Veränderung der Gesamtströmung zu erkennen. So ist zwar die Strömung über dem Hang stationär und die Maximalwerte werden dort stets im Bereich der niedrigsten Höhenlinie des Hanges erreicht. Allerdings wandert der Rückströmbereich im Laufe der Zeit von  $xH^{-1} \approx 6,5$  (hier etwa die Mitte des blauen Teils der Abbildung) bis  $xH^{-1} \approx 7,2$  weg vom Berg. Gleichzeitig verbreitert und verstärkt sich der Rückströmbereich. Dieses Schwanken der Rotorströmung hängt mit der Instationarität der Leewelle zusammen und wurde bereits in Kapitel 3 diskutiert.

An dieser Stelle sei noch einmal angemerkt, dass der betrachtete Zeitraum im Laborexperiment relativ zum Zeitraum in der numerischen Simulation zu einem früheren Zeitpunkt startet. Normiert sind die in Abbildung 4.16 (b) gezeigten Daten zwischen  $t^* \approx 120$  und  $t^* \approx 137$  entnommen worden. In den Simulationen wird der Zeitraum zwischen drei und vier Stunden für alle Simulationen als stationär angesehen. Die in Abbildung 4.16 (a) gezeigten Daten beginnen bei der dritten Stunde und enden 14 min später, was normiert der Zeitspanne  $t^* \approx 218$  bis  $t^* \approx 235$  entspricht. Dieser Unterschied zu den Laborexperimenten wurde in Kauf genommen, da die Daten der numerischen Simulationen zusätzlich dem Vergleich mit anderen numerischen Simulationen dienen sollen, wofür ein stationärer Zustand angestrebt wird. Dieser wurde auch in diversen anderen numerischen Simulationen nach drei bis vier Stunden Simulationszeit erreicht (u. a. DOYLE und DURRAN, 2002; DOYLE und DURRAN, 2007). Im Labor konnte bedingt durch die Länge des Tanks (22 m) nur eine begrenzte Gesamtsimulationszeit der einzelnen Experimente erreicht werden. In dem

in diesem Abschnitt gezeigten Rotorexperiment wurde das Hindernis insgesamt etwa 116 s durch den Tank gezogen. Die hier gezeigten Ergebnisse stammen aus den PIV-Bildern, die durch die zweite Fensterscheibe aufgenommen wurden. Diese befindet sich zwischen fünf und zwei Meter vor dem Ende der Zugstrecke.

Repräsentative, instantane Querschnitte der Strömungen der LES und des Labor-experiments sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Dabei werden analog zu den in Abbildungen 4.13 und 4.15 die Größen  $u$  und  $\eta$ , in diesem Fall instantan, dargestellt. Zunächst soll auf die bereits weiter oben angesprochene Auflösung der beiden Untersuchungsmethoden eingegangen werden, die sowohl bei den zeitlich gemittelten, als auch bei den instantanen Feldern einen Einfluss hat. In letzterem ist dieser deutlicher zu sehen und wird im Folgenden noch diskutiert. Die höchste Auflösung in den numerischen Simulationen betrug 15 m und wurde auch für die hier gezeigten Ergebnisse verwendet. Normiert mit  $H$  entspricht dies einem Wert von 0,03. Anders ausgedrückt wird der Berg und die leeseitige Strömung in dieser Höhe vertikal von 32 Gitterpunkten repräsentiert. Im Labor bzw. im PIV-Prozess konnte eine maximale Gitterweite  $\Delta_{Exp}$  von 1,2 cm erreicht werden, was einem Wert von  $\Delta_{Exp}/H = 0,09$  entspricht. Es werden somit fast elf vertikale Gitterpunkte für die Darstellung des Berges genutzt, also nur ein Drittel der Gitterpunkte der Grobstruktursimulation. Die Auflösung der Laborexperimente ist dementsprechend eher vergleichbar mit der 50 m-Auflösung der numerischen Simulationen.

Der Unterschied in der Auflösung wird gut in Abbildung 4.17 (c) und (d) sichtbar, wo jeder Gitterpunkt durch einen Geschwindigkeitsvektor repräsentiert wird. In 4.17 (c) ist zudem in  $x$ -Richtung nur jeder vierte Vektor dargestellt, um die Darstellung nicht zu überladen. Im Vergleich zu 4.17 (d) fällt sofort die höhere Dichte an Vektoren auf. (Die dargestellten Bereiche sind in etwa gleich groß.)

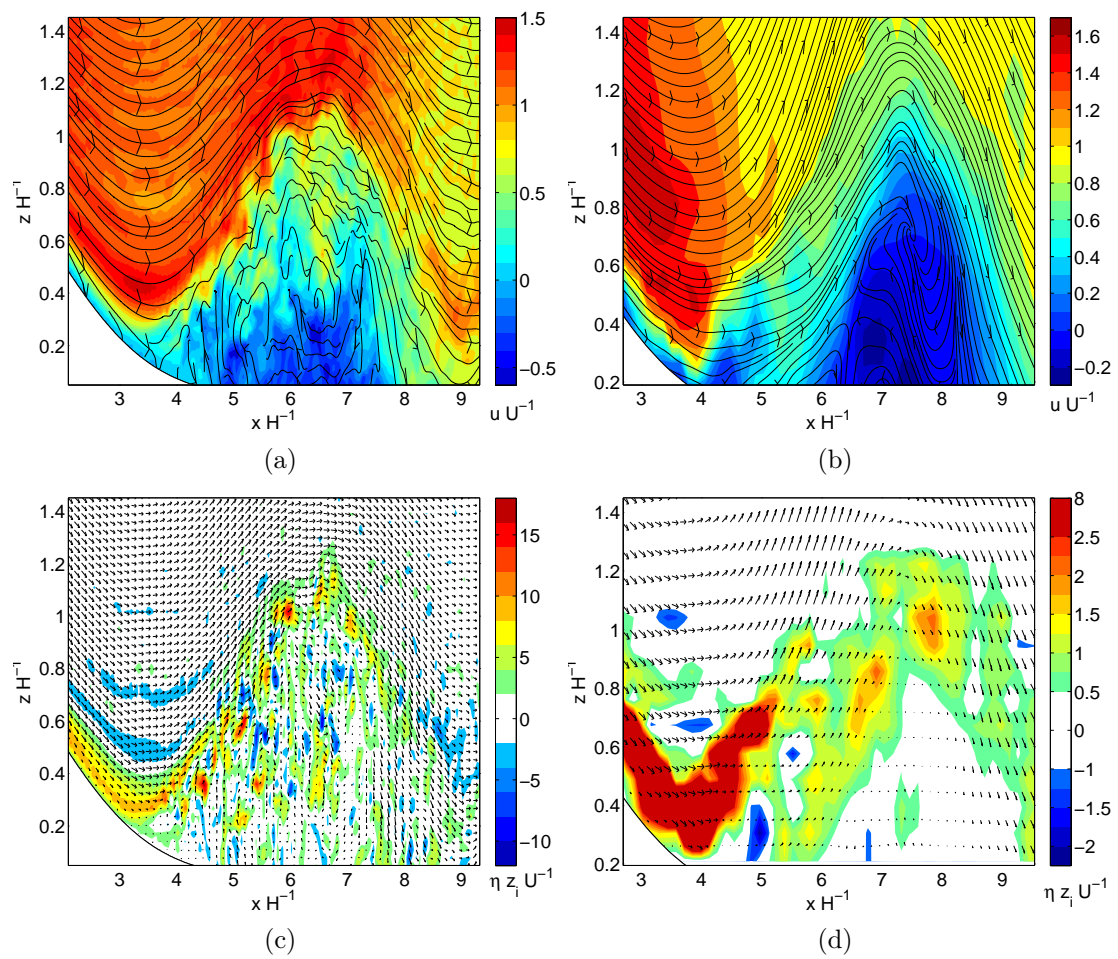
Im Vorticityfeld der LES in Abbildung 4.17 (c) sind die kleinskaligen Subrotoren zu sehen, die schon in Unterkapitel 4.4.1 angesprochen wurden. Es ist leicht ersichtlich, dass so feine Strukturen mit der im rechten Bild verwendeten Gitterweite nicht erfasst werden können. Die Subrotoren in der numerischen Simulation erstrecken sich in den meisten Fällen über etwa drei Gitterpunkte in der Vertikalen und zwei bis vier in der Horizontalen. Für diese Abschätzung der Subrotorgrößen wurden nur die stärksten Wirbel beider Drehrichtungen berücksichtigt (rot bzw. dunkelblau). Auf ein vergleichbares Größenmaß gebracht haben die Subrotoren in 4.17 einen Durchmesser von etwa  $0,1 H$ . Die drei stärksten Wirbel positiver Drehrichtung, die sich im Aufwindgebiet der Welle in den normierten Höhen  $zH^{-1} = 0,35, 0,60$  und  $1,0$  befinden, erreichen  $\eta z_i U^{-1}$ -Werte von über 15. Das Maximum der dimensionslosen Vorticity in Abbildung 4.17 (c) liegt bei 17,6 (niedrigster der drei beschriebenen Subrotoren). Einige der kleinskaligen Wirbel negativer Drehrichtung erreichen Vorticitywerte von etwa -10, wobei das Minimum bei -11,5 liegt. Ihre Anordnung ist weniger stark auf den Grenzbereich der Rotorströmung, mit der diesen umgebenden Leewellenströmung, konzentriert. Allerdings nimmt sowohl die Stärke der positiven als auch die der negativen Vorticitymaxima stromabwärts ab. Anhand dieser Abbildung kann auch die Stärke der in Abbildung 4.15 (a) gezeigten zeitlich gemittelten Vorticity erklärt werden. Dort sind zwar ebenfalls teilweise feine Strukturen erkennbar, allerdings wurden im Rotor „nur“ Maximalwerte von 3,5 erreicht. Dies ist also

ein Resultat der sich im zeitlichen Mittel stark reduzierenden kleinskaligen Wirbel, mit einem Übergewicht der Wirbel mit positivem Vorzeichen. Auch die niedrigeren Vorticitywerte im Abwindbereich der Leewellen sind sowohl in der zeitlich gemittelten Darstellung als auch im instantanen Feld zu sehen. Die genauen Bewegungen der Subrotoren innerhalb der überlagerten Strömung und ihr Entstehungsprozess wird im nächsten Unterkapitel anhand zeitlich höher aufgelöster Daten der numerischen Simulation genauer betrachtet.

Im Gegensatz zu den niedriger aufgelösten numerischen Simulationen sind in den Laborexperimenten Subrotoren bzw. kleinskalige Wirbel in instantanen Feldern gemessen worden. In Abschnitt 4.4.1 (Abb. 4.5) konnten bereits bei der 30 m-Auflösung keine signifikanten Unterschiede zu der zeitlich gemittelten Strömung derselben Simulation beobachtet werden. Wie bereits erwähnt, entspricht die Auflösung der Laborexperimente etwa der der 50 m-Simulation. Dass hier trotzdem solche Strukturen sichtbar sind, liegt daran, dass zwar keine kleineren Wirbel als die Gitterweite im Labor selbst detektiert werden können, diese Strukturen aber dennoch vorhanden sind, da im Labor reale Physik stattfindet, auch zwischen den einzelnen Gitterpunkten. In den numerischen Simulationen werden kleinere Strukturen als die Gitterweiten durch das Feinstrukturmodell modelliert und sind somit nicht als aufgelöste Wirbel im Feld der Vorticity sichtbar.

Die im Labor aufgenommenen Subrotoren in Abbildung 4.17 (d) haben einen Durchmesser von ein bis zwei Gitterweiten, was etwa  $0,25 H$  entspricht. Sie sind also um Faktor 2,5 größer als in der numerischen Simulation. Die normierte Wirbelstärke  $\eta z_i U^{-1}$  erreicht Werte von etwas über 2,0. Sie liegt also um das doppelte über den maximalen zeitlich gemittelten Werten dieses Bereichs, ist allerdings wesentlich kleiner als in der nebenstehenden Abbildung 4.17 (a) der LES. Ähnlichkeiten sind zum einen in der Vorticitystärke über dem Hang zu finden, die in den beiden Abbildungen 4.17 (c) und (d) etwas unterhalb von 10 (LES) bzw. 8 (Labor) liegt. Zum anderen sind im Laborexperiment auch Bereiche mit negativer Vorticity, wenn auch nur vereinzelt am Ablösepunkt, gemessen worden. Diese sind in ihrer Intensität ebenfalls geringer als in der numerischen Simulation.

Die zu den Zeitpunkten der Vorticityfelder in Abbildung 4.17 (c) und (d) gehörenden Felder der Horizontalgeschwindigkeit sind in Abbildung 4.17 (a) und (b) dargestellt. Die Turbulenz im Bereich des Rotors ermöglichte es der verwendeten MATLAB-Funktion („streamslice“) nicht geeignete Stromlinien in Abbildung 4.17 (a) zu berechnen. Das spiegelt auch die feinen Strukturen der Wirbel in den Geschwindigkeiten wider. Sichtbar werden die Subrotoren in Abbildung 4.17 (a) z. B. an der Grenzfläche des Rotors zur Leewelle, wo die Auswölbungen im Geschwindigkeitsfeld (rote Bereiche) die Wirbel repräsentieren. In dieser Abbildung sind erneut große Gradienten der Geschwindigkeit erkennbar, auf die schon in Abbildung 4.16 hingewiesen wurde. In dem hier dargestellten Geschwindigkeitsfeld sind z. B. in der Höhe von  $zH^{-1} \approx 0,4$  bei  $xH^{-1} \approx 4,5$  positive Werte von  $0,95 U$  und negative Werte von  $-0,15 U$  in einem räumlichen Abstand von  $0,28 H$  zu finden. Im Laborexperiment sind durch die weniger feinen Strukturen keine so starken Gradienten gemessen worden. Dort sind die größten Gradienten im Ablösebereich bei  $xH^{-1} = 4,0$  und  $zH^{-1} = 0,5$  zu finden. Die Geschwindigkeit reduziert sich an dieser Stelle von  $1,5 U$



**Abbildung 4.17:** Instantane Felder der Horizontalgeschwindigkeit in (a) LES und (b) Laborexperiment sowie der Vorticity in (c) LES und (d) Laborexperiment.



auf  $0,75U$  über die Strecke  $0,4H$ . Im Rückströmbereich sind keine derart starken Fluktuationen sichtbar.

Die maximalen Rückströmwerte im Rotor erreichen zu den gezeigten Zeitpunkten  $-0,3U$  im Laborexperiment und den doppelten Wert  $-0,6U$  in der Simulation. Auswertungen aller Zeitpunkte der den weiter oben verwendeten Mittelungsdaten zugrunde liegenden Zeiträume zeigen eine Rotorstärke im gesamten Rotorbereich von  $0,4$  bzw.  $0,8$  für die Labormessungen bzw. die numerischen Simulationen. Eine Übersicht dieser und weiterer Ergebnisse wird im nächsten Abschnitt dargestellt und diskutiert.

### Diskussion der Ergebnisse

In Tabelle 4.4 sind die wichtigsten die Strömung beschreibenden Daten der Rotoren und zugehörigen Leewellen der LES und des Laborexperiments aufgelistet. Da die Daten selbst bereits in den vorherigen Abschnitten betrachtet wurden, werden an dieser Stelle lediglich Gründe für die Unterschiede diskutiert. Des Weiteren werden Werte aus anderen numerischen Simulationen und Feldmesskampagnen zum Vergleich herangezogen. Einige der Ergebnisse anderer Studien numerischer Simulationen, die im Folgenden erwähnt werden, sind in Tabelle A.1 im Anhang noch einmal zusammengefasst.

Das übergeordnete Leewellenfeld der hier gezeigten LES und des Laborexperiments wird durch die mit  $H$  normierten Parameter  $\lambda$  und  $A$  beschrieben und stimmt gut überein. Im Vergleich mit der aus der linearen Theorie erhaltenen Wellenlänge für die verwendete Schichtung und Strömung, bei der ein Wert von  $7,1$  errechnet wird, liegen beide ermittelten Werte aus dem Labor bzw. der LES um  $0,8$  bzw.  $1,2$  unter diesem.

Die Schichtung in der Grobstruktursimulation wurde möglichst ähnlich zu der im Labor gemessenen eingestellt. Es wurde auch die Inversionsstärke und -dicke angeglichen. Trotzdem sind hierbei und gerade bei der Inversionsstärke Ungenauigkeiten zu erwarten, da die Bestimmungen der Inversionsstärke im Labor aus den Dichteprofilmessungen Ungenauigkeiten, basierend auf den Mess- und Berechnungsunsicherheiten, aufweist. Zudem ist die Inversionsschicht im Experiment an den Übergängen zur angrenzenden, neutralen und stabilen Schicht nicht so glatt wie im Initialprofil der LES. Um das zu berücksichtigen, wurde das Profil im numerischen Modell derart gewählt, dass nach einer Zeit von drei Stunden die Schichtung durch Durchmischungsprozesse möglichst genau mit der im Labor übereinstimmt. Da dies nicht exakt erreicht werden konnte, muss eine mögliche leichte Abweichung im Temperaturprofil berücksichtigt werden, die sich auf das Leewelle-Rotor-System auswirkt. Vergleiche berechneter Wellenlängen aus der linearen Theorie und Vergleiche numerischer Simulationen, die mit leicht veränderten Inversionsstärken durchgeführt wurden, zeigen, dass eine Änderung der Inversionsstärke um etwa  $1\text{ K}$  bereits eine Wellenlängenänderung von  $0,5H$  nach sich zieht. Das gilt sowohl bei Erhöhung als auch bei Reduzierung der Inversionsstärke, wobei bei letzterer die Wellen länger werden.

Ein Unterschied im Wellenfeld ist im oberen Bereich der dargestellten Strömungen aufgefallen. Zu beachten ist dabei, dass die maximal dargestellte Höhe bei etwas

Physikalische Parameter	LES	Labor
Wellenlänge $\lambda H^{-1}$	5,9	6,3
Amplitude (der Inversion) $AH^{-1}$	0,6	0,6
Zeitl. gemittelte Rotorstärke $\bar{u}_r U^{-1}$	0,29	0,21
Höhe der gemittelten Rückströmung $z(\bar{u}_r)H^{-1}$	0,02	0,09
Zeitl. gemittelte Vorticity $\bar{\eta}z_i U^{-1}$	3,5	1,5
Rotorstärke instantan $u_r U^{-1}$	0,8	0,4
Vorticity instantan $\eta z_i U^{-1}$	18	2,5

**Tabelle 4.4:** Vergleich der aus den Laborexperimenten und den Vergleichssimulationen erhaltenen Daten zur Beschreibung des Leewelle-Rotor-Systems.

über  $4H$  liegt (s. Abb. 4.13), also knapp  $2/3$  der gesamten Füllhöhe des Tanks aber nur  $1/15$  der Modellgebietshöhe der Simulationen. Die vertikale Ausbreitung der Wellen wurde in der LES also in wesentlich größere Höhen zugelassen. Die Dämpfung dort setzte erst bei  $20\text{ km} = 42H$  ein. Im Labor hingegen hinderte die freie Oberfläche bei etwa  $7H$  die weitere Ausbreitung der Wellen und trug somit zu Reflexionen der Wellen bei. Dies könnte zu den größeren beobachteten Amplituden in der oberen Schicht geführt haben. Der Einfluss hiervon auf die Rotorstärke scheint allerdings nicht signifikant zu sein. Zum einen zeigen das die Geschwindigkeitsprofile, die in Bodennähe hohe Korrelationen aufweisen, obwohl sie sich in der Höhe um bis zu Faktor zwei unterscheiden. Zum anderen haben die, in den Laborexperimenten durchgeführten Versuche mit neutraler oberer Schicht gezeigt, dass die vertikale Ausbreitung der Wellen sich nicht signifikant auf die Rotorströmung auswirkt (s. Kapitel 3).

Hinsichtlich der Rotorstärke relativ zur Anströmgeschwindigkeit unterscheiden sich die zeitlich gemittelten Daten von etwa 20% (Labor) und 30% (LES) nicht so stark wie in den Fluktuationen. Dort wurde ein um Faktor zwei höherer Wert in der numerischen Simulation erhalten. Die gemittelten Daten stimmen gut mit den numerischen Simulationen von DOYLE und DURRAN (2002) und VOSPER (2004) überein, die Werte von 0,35 bzw. 0,25 angeben. Auch die Fluktuationen sind von vergleichbarer Größenordnung anderer Studien, z. B. der von DOYLE und DURRAN (2007), die maximale instantane Werte von  $0,4U-0,6U$  erhalten.

Die unterschiedlichen Werte im Rotor können u. a. auf die verschiedenen Grenzschichten auf dem Berg zurückgeführt werden. So beginnt die Reibung im Labor erst auf dem Hindernis. DOYLE und DURRAN (2002) führten Simulationen mit „Free-slip“-Bedingungen stromaufwärts bis zum Berg durch, wobei der Einfluss der Reibung auf dem Berg und im Lee (dies ist ein Unterschied zu den Laborexperimenten) ausreichte um signifikante Unterschiede zu reinen „Free-slip“-Simulationen zu erhalten. Das heißt die Bedingungen im Labor sind prinzipiell mit Reibungsbedingungen vergleichbar. Ein weiterer Aspekt hinsichtlich der Bodenreibung, der bei DOYLE und DURRAN (2002) gezeigt wurde, ist der große Unterschied in der Wellenstruktur und insbesondere in der Lage des ersten Wellenberges bei vergleichbaren „No-slip“- und „Free-slip“-Simulationen. Hervorgerufen werden diese zwei Unterschie-

de durch die höheren Hangwindgeschwindigkeiten, die sich ohne Reibung am Boden entwickeln können. Bei den von DOYLE und DURRAN (2002) dargestellten Ergebnissen zeigt sich eine um 17 % erhöhte Hangwindgeschwindigkeit. Der erste Wellenberg der reibungsfreien Simulation ist gegenüber der reibungsbehafteten Simulation um  $50 H$  stromabwärts versetzt. Eine so große Differenz wurde in den hier untersuchten Strömungen nicht gemessen. Der erste Wellenberg und der Rotormittelpunkt lagen im Labor etwa  $0,8 H$  weiter stromabwärts als in der LES. Unterschiede in den maximalen Geschwindigkeiten der Hangwinde konnten in zeitlich gemittelten Feldern nicht festgestellt werden. Es lässt sich folgern, dass zumindest der Einfluss der teilweise unrealistischen Bodenreibung im Labor nicht signifikant für die Leewellen- und Rotorbildung ist und, wie oben bereits geschlussfolgert, den „No-slip“-Bedingungen entspricht. Eine Quantifizierung des Einflusses auf den Rotor könnte z. B. über das Anbringen einer Bodenplatte an das Laborhindernis ermöglicht werden. Zusätzliche Versuche, die im kleineren Tank im Labor mit einer Bodenplatte im Lee des Hindernisses durchgeführt wurden, zeigen teilweise eine Erhöhung der Rotorstärke beim Berg mit Platte. Allerdings war diese nur im Lee des Modellberges befestigt, der über die komplette Tankbreite zweidimensional war, so dass ein weiterer Einfluss durch die Bergform ebenfalls zur Erhöhung beigetragen haben könnte. Eine Alternative zur Quantifizierung des Reibungseinflusses im Tank, die auch leichter umsetzbar erscheint, ist die Anpassung der LES an die Laborbedingungen derart, dass das Hindernis in einer ruhenden Atmosphäre über den Boden bewegt wird. In diesem Fall würde die Simulation zwar von der Realität abweichen, könnte aber zum besseren Verständnis der Randbedingungen im Tank beitragen.

Ein weiterer Einfluss auf die Rotorstärke ist das seitliche Einströmen im Lee des Berges. Wie die im Abschnitt 4.4.2 diskutierten Ergebnisse zeigen, werden sie bei einem schmalen Hindernis größer. Die bodennahe Rotorströmung wird dabei, im Vergleich zu einem breiteren Hindernis, verringert. In den Profilvergleichen der Horizontalgeschwindigkeit in diesem Abschnitt ist dieser Unterschied bereits aufgegriffen worden. Zudem wurden die unterschiedlichen Bodenreibungsbedingungen der beiden Untersuchungsmethoden bereits angeführt. Es kann nicht sicher gesagt werden, ob die Auflösung oder die Bodenreibungsbedingungen die Hauptursache für die unterschiedlichen Rotorstärken sind. Diese Fragestellung könnte ebenfalls in dem oben angesprochenen Test einer numerischen Simulationen, in dem das Hindernis „gezogen“ wird bzw. sich entlang des Bodens in ruhender Atmosphäre bewegt, geklärt werden.

Der größte beobachtete Unterschied der numerischen Simulation zum Laborexperiment zeigte sich in den Werten der Vorticity. Zwar ist das zeitliche Mittel im Rotor der LES „nur“ etwa um den Faktor zwei größer, dagegen sind die maximal gemessenen Werte der instantanen Felder sieben mal größer in der LES gegenüber denen aus dem Labor. Auch die räumlichen Dimensionen der kleinskaligen Wirbel unterscheiden sich in der Art, dass die Subrotoren in beiden Untersuchungsmethoden etwa ein bis zwei Gitterweiten des jeweiligen Gitters im Durchmesser messen. Das entspricht im Labor einer Länge von  $0,10 H$ - $0,25 H$  und in der Simulation  $0,03 H$ - $0,09 H$ . In Abschnitt 4.4 wurde deutlich, dass in den numerischen Simulationen nur bei der höchsten verwendeten Gitterweite Subrotoren aufgelöst werden konnten. Aus

diesem Grund wurde auch die Simulation mit der 15 m Auflösung zum Vergleich herangezogen, obwohl die Auflösung von 50 m der im Labor verwendeten Gitterweite entspricht. Dass in den Laborexperimenten trotzdem Subrotoren detektiert werden konnten und nicht, wie in der von der Gitterweite her vergleichbaren numerischen Simulation keine Wirbel zu sehen sind, liegt an den grundsätzlich unterschiedlichen Methoden. In Kapitel 3 und weiter oben in diesem Abschnitt wurde darauf, dass im Labor Einschränkungen in den Ergebnissen primär durch die Messmethoden zu verzeichnen sind, schon einmal eingegangen. Die Physik im Labor ist real und enthält somit Strömungsmuster aller Skalen. Die Auflösung von Wirbeln mit einem Durchmesser, der kleiner als die Gitterweite ist, ist allerdings per se nicht möglich, weshalb die gemessenen Größen der Subrotoren im Labor nicht unterhalb dieser Länge liegen können und sich folglich von den Subrotorgrößen der LES unterscheiden. Ob eine höhere Auflösung im Labor zu ähnlich feinen Strukturen und hohen Werten bei den Subrotoren führt, wie es in der LES der Fall ist, kann nicht sicher gesagt werden, da im Labor bedingt durch das Ziehen des Berges die Strömung insgesamt weniger turbulent ist, was sich auch auf die Turbulenz im Rotor auswirken kann.

Hinsichtlich der hohen instantanen Vorticitywerte der Simulation, die normiert bis zu 18 betragen, stellt sich die Frage, wie realistisch diese sind. Dazu liefern aktuelle Untersuchungen anderer Forschungsgruppen, die sowohl durch numerische Simulationen als auch durch Feldmessungen gewonnen wurden, verschiedene Ergebnisse. Die aus den Simulationen erhaltenen Vorticitywerte von DOYLE und DURRAN (2007) liegen in einer vergleichbaren Größenordnung von 19-29 zu den in Tabelle 4.4 angegebenen Werten der LES. Dabei wird der größere der beiden Werte mit der geringeren Windgeschwindigkeit in Inversionshöhe erhalten und der kleinere Wert aus der höheren Geschwindigkeit, die wiederum aus der Windzunahme mit der Höhe resultiert. Die Subrotoren bei DOYLE und DURRAN (2007) haben einen Durchmesser von etwa 100-200 m, was entsprechend normiert zu  $0,07 H$ - $0,13 H$  nur leicht größer als die hier gezeigten Subrotoren der LES mit  $0,03 H$ - $0,09 H$  ist. Es ist zu beachten, dass in beiden Simulationen die kleineren der angegebenen Werte jeweils in der Größenordnung der Gitterweite liegen. Mögliche feinere Strukturen sind also nicht auflösbar gewesen. Von SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) wird ein Beispiel mit  $|\eta|_{max} = 0,1$  gegeben. Wie oben normiert, entspricht das einem Wert von 10. Die kleinsten Wirbel liegen ebenfalls im Bereich der Gitterweite von 10 m bei einer Hindernishöhe von 500 m. Im Gegensatz zu den hier gezeigten Ergebnissen und den von DOYLE und DURRAN (2007) ist dort allerdings kein bevorzugtes Vorzeichen in der Vorticity zu erkennen. Dies ist sonst positiv durch die positive, scherungsbedingte Vorticity am Leehang des Berges, was sich beispielsweise im zeitlichen Mittel des Vorticityfeldes bemerkbar macht. Zwei während der T-REX Kampagne gemessene Rotorbeispiele geben DOYLE *et al.* (2009) und HILL *et al.* (2010). Obwohl am selben Ort der Sierra Nevada gemessen, liegen die Absolutwerte um eine Größenordnung auseinander. Sie betragen  $0,2 s^{-1}$  bei DOYLE *et al.* (2009) und  $0,03 s^{-1}$  bei HILL *et al.* (2010). Normiert ergeben sich Werte von 4,5 bzw. 15. Aufgrund der fehlenden oder nicht erwähnten Inversionshöhe der beiden Untersuchungen wurde zur Normierung der Längenmaße jeweils die Berghöhe eingesetzt, die typischerweise dieselbe Größenordnung wie die Inversionshöhe hat und zur groben Abschätzung ausreicht.

Die Auflösungen der verwendeten Doppler-Lidar-Messgeräte liegen bei 130 m (HILL *et al.*, 2010) bzw. 105 m (DOYLE *et al.*, 2009). Der Durchmesser der Subrotoren ist mit etwa 150-300 m ebenfalls in dieser Größenordnung. Normiert mit  $H$  entspricht das 10 % bis 20 % der Berghöhe. Bei HILL *et al.* (2010) wurden nur wenige Subrotoren innerhalb der Hauptrotorströmung, d. h. nicht im Bereich des Ablösepunktes gemessen, so dass neben der Anzahl auch die oben erwähnte Größe und Wirbelstärke eher mit den Ergebnissen der hier gezeigten Laborexperimente übereinstimmen und möglicherweise zu grob aufgelöst sind um feinere Strukturen mit größeren Vorticitywerten sichtbar machen zu können.

Bei DOYLE *et al.* (2009) wurde neben den hohen Vorticitywerten, die mit der Größenordnung der hier gezeigten LES-Ergebnisse übereinstimmen, starke Scherungen angegeben. So sind im Rotor über eine Distanz von 200 m Geschwindigkeitsdifferenzen von  $35 \text{ m s}^{-1}$  gemessen worden. Dieser Wert ist etwa doppelt so hoch wie der oben angegebenen Wert der Grobstruktursimulation für zwei Punkte im Aufwindbereich des Leewelle-Rotor-Systems ( $11 \text{ m s}^{-1}$  über 130 m). Allerdings ist die hier angegebene Scherung nur zu diesem einen Zeitpunkt auf diese Art und Weise ermittelt worden. Höhere Werte zu anderen Zeitpunkten sind also durchaus möglich. Die teilweise sehr unterschiedlichen Werte der instantanen Subrotorengröße und -stärke zeigen, dass die verwendeten Auflösungen sowohl in den numerischen Modellen als auch in den Feldmessungen möglicherweise noch nicht ausreichen, um die feinen Strukturen komplett zu erfassen. Weitere Studien, die sich der Untersuchung der Subrotoren widmen, könnten diese offenen Fragen klären. Dabei sind zum einen die Messungen der T-REX-Messkampagne zu nennen, die noch weiter ausgewertet werden und zu denen Vergleichssimulationen durchgeführt werden (z. B. DOYLE *et al.*, 2009). Zum anderen sind neben den Simulationen dieser Arbeit, soweit bekannt, nur von SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) Grobstruktursimulationen mit einer Auflösung unter 50 m durchgeführt worden. In Richtung solcher hochauflösten numerischen Simulationen mit dem Fokus auf Subrotoren könnten einige zukünftige Untersuchungen stattfinden.

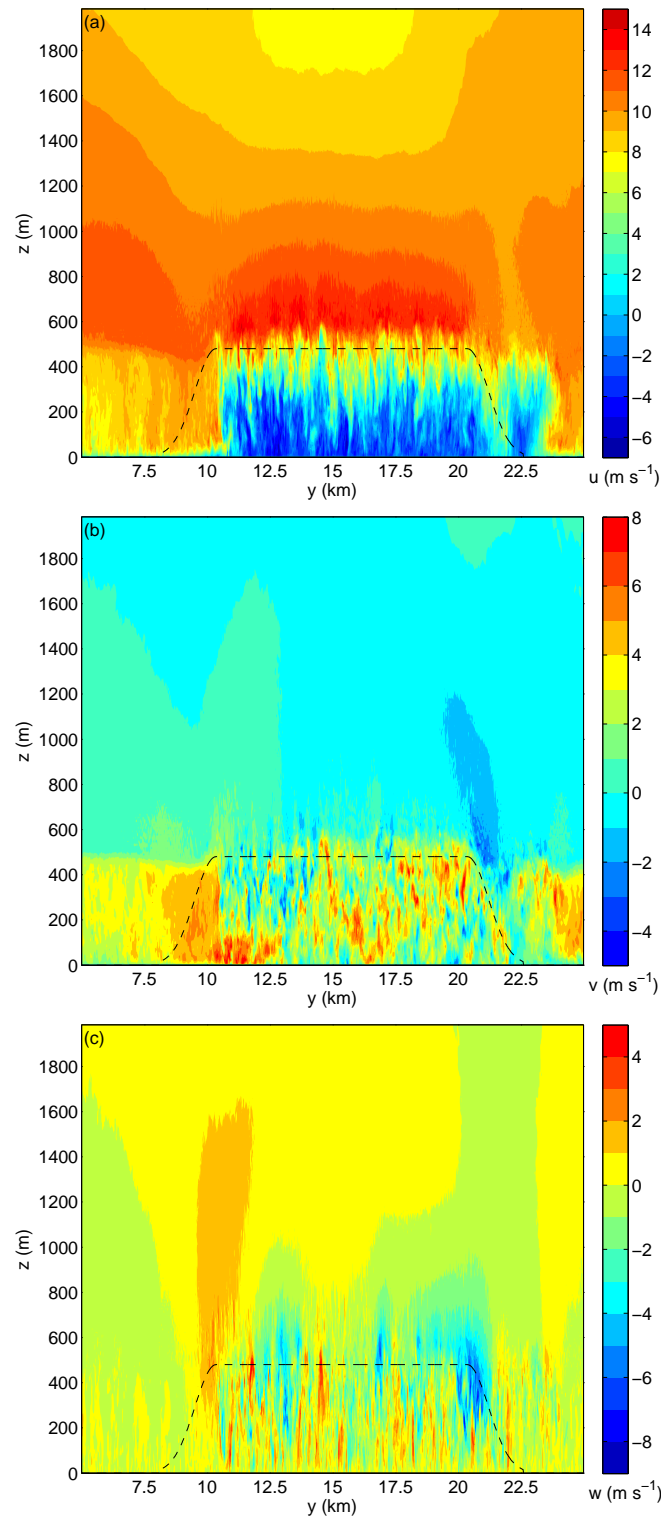
Insgesamt kann aus den hier gezeigten Daten geschlossen werden, dass beide Methoden (LES und Laborexperimente) grundsätzlich zur Simulation von Rotoren geeignet sind. Beide Ansätze stellen Modelle der Natur dar, bei denen auch Einschränkungen gegenüber der Realität gemacht werden müssen. Durch die unterschiedlichen Herangehensweisen waren von vornherein auch Unterschiede in den Ergebnissen zu erwarten. Dass trotzdem derart gute Übereinstimmungen gefunden wurden, ist insgesamt ein zufriedenstellendes Ergebnis. Höhere Übereinstimmungen könnten beispielsweise durch eine stärkere Annäherung an die Laborgegebenheiten in der numerischen Simulation erzielt werden. Dazu zählt u. a. das Anpassen der Randbedingungen. Diese sind in den hier gezeigten Grobstruktursimulationen zyklisch gewesen. Im Tank hingegen ermöglichen die starren Wände Reflektionen, ebenso die freie Grenzschicht an der Wasseroberfläche im Tank. Ein weiterer wichtiger Aspekt, ist die Überströmung des Hindernisses selbst. Während in der Simulation eine naturnahe Überströmung mit Grenzschicht und bodennaher Winddrehung eingestellt wurde, ist im Labor das Hindernis durch den Tank bewegt worden. Dies verhindert, dass eine ausgebildete Grenzschicht auf das Hindernis zuströmt. Zudem ist im vom

Hindernis ungestörten Grundstrom im Labor keine hangparallele Windkomponente vorhanden. Dies könnte unter Vernachlässigung der Corioliskraft in den Modellgleichungen ebenfalls eine weitere Annäherung der numerischen Simulationen an die Laborbedingungen ermöglichen.

## 4.6 Weitere Ergebnisse der hochaufgelösten LES

In diesem Abschnitt werden zusätzliche Ergebnisse der hochaufgelösten Grobstruktursimulationen des Vergleichsfalls mit dem Laborexperiment dargelegt, auf die bisher noch nicht weiter eingegangen wurde. Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt ist die räumliche Auflösung in der Simulation mit  $\Delta = 15$  m höher als im Laborexperiment. Die Geschwindigkeitsfelder liegen zudem dreidimensional vor und ermöglichen somit eine Betrachtung der Rotorströmung in der senkrecht zur Anströmrichtung liegenden Ebene. Derartige Daten konnten sowohl aus den Labormessungen als auch aus bisherigen zweidimensionalen numerischen Simulationen (z. B. DOYLE und DURRAN, 2002; VOSPER, 2004; HERTENSTEIN und KUETTNER, 2005) nicht gewonnen werden.

Vertikalschnitte der  $y$ - $z$ -Ebene im Rotor sind in den Abbildungen 4.18 (a)-(c) dargestellt. Die Schnittflächen befinden sich auf der  $x$ -Achse im Rotormittelpunkt bei  $x = 23160$  m (vergl. dazu z. B. Abb. 4.17 a). Die Abbildungen zeigen jeweils im unteren Teil bis etwa zur Berghöhe die turbulente Strömung in der Wirbelwalze im Lee des Hindernisses. Der Umriss des Berges, der komplett außerhalb der Schnittfläche liegt, ist gestrichelt dargestellt. Dies dient lediglich der besseren Einordnung der unterschiedlichen Strömungsmuster relativ zum überströmten Hindernis. Im oberen Teil der jeweiligen Abbildungen sind die weniger turbulenten bis laminaren Bewegungen der Leewelle zu sehen. Vor allem in 4.18 (a) ist eine ausgeprägte Struktur des Geschwindigkeitsfeldes, in der die Leeströmung verdeutlicht wird, erkennbar. So befindet sich über dem Rotor in einer Höhe von etwa 600 m der Bereich höchster Windgeschwindigkeiten, die den durch die Wellenbewegung angehobenen Ast der ursprünglich schießenden Hangströmung markiert. In dieser Höhe befindet sich auch die Inversion, die dem Verlauf der Leewelle folgt (s. dazu Abb. 4.2 d). Im oberen Teil der Abbildung 4.18 (a) sind zwei weitere Eigenschaften der Strömung, die auf der Bergform und der bodennahen Winddrehung beruhen, sichtbar. Zum einen verlaufen die Isotachen nicht über die gesamte dargestellte Breite horizontal, was an der dreidimensionalen Form des Berges liegt. In den oberen Randbereichen der Abbildung 4.18 (a), die hier nicht mit den Rändern des Modellgebietes übereinstimmen, nimmt die  $u$ -Komponente Werte an, die der ungestörten geostrophischen Anströmung von etwa  $10 \text{ ms}^{-1}$  entsprechen. In selber Höhe, in der Mitte der Darstellung, haben sich geringere Geschwindigkeiten aufgrund der Leewellenströmung im ersten Wellenberg eingestellt. Zum anderen ist der Verlauf der Windgeschwindigkeit mit der Höhe nur zwischen  $y \approx 11000$  m und  $y \approx 19000$  m symmetrisch bzgl. einer vertikalen Achse durch die Bergmitte bei  $y = 15368$  m. Die Randbereiche außerhalb des genannten Abschnitts sind nicht symmetrisch bzgl. der vertikalen Achse in der Mitte des Berges. Dies lässt sich auf die Winddrehung in der Grenzschicht, die sich zum Teil auch



**Abbildung 4.18:** Schnittflächen der drei Geschwindigkeitskomponenten in der  $y$ - $z$ -Ebene im Rotor bei  $x = 23160$  m. Die Geschwindigkeitsfelder in (a)  $u$ , (b)  $v$  und (c)  $w$  zeigen die instantane Rotorströmung der LES nach 3,1 h Simulationszeit. Zur Orientierung ist der Umriss des Berges an seiner höchsten Stelle bei  $x = 20000$  m dargestellt (gestrichelte Linie).

auf die Wellenstruktur in größeren Höhen auswirkt, zurückführen. Die asymmetrische Form des Leewelle-Rotor-Systems wurde bereits in den Horizontalschnitten der Geschwindigkeiten in Abschnitt 4.4.2 deutlich.

In den Abbildungen 4.18 (b) und (c) ist der Bereich der Leewellen oberhalb der Inversion nicht so ausgeprägt wie in 4.18 (a), da beide dargestellten Geschwindigkeitskomponenten in diesem Bereich Werte um Null annehmen und Abweichungen davon primär auf der dreidimensionalen Struktur der Leewellen beruhen. Die  $v$ -Komponente verschwindet annähernd aufgrund der eingestellten Initialprofile des Windes oberhalb der Inversion ( $v_g = 0$ ) und die  $w$ -Komponente aufgrund dessen, dass die Schnittfläche durch den Mittelpunkt des Rotors und somit auch durch das Maximum des ersten Wellenberges geht (Maximum in den Isentropen und Stromlinien). In diesem wären bei einer „reinen“ zweidimensionalen Strömung und ohne Neigung der Phasenlinie keine Vertikalwinde über die gesamte Höhe zu erwarten. Letztere Annahme einer ebenen Welle ist, wie u. a. in Abbildungen 4.2 (d) und 4.15 anhand der Isentropen oder der Stromlinien zu sehen ist, näherungsweise für die unteren 2000 m gültig. Abweichungen sind auch hier nur in den Bereichen, wo sich die seitlichen Ränder des Gebirges befinden, zu sehen. In der Grenzschicht, also in Höhen unterhalb der Berghöhe, macht sich der Effekt der Winddrehung ebenfalls bemerkbar. So scheint der Bereich des Rückströmens zum Hindernis in Abbildung 4.18 (a) leicht (etwa 1000-2000 m) in die Richtung verschoben, in die auch die ungestörte  $v$ -Komponente weht. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen der Horizontalschnitte aus Abschnitt 4.4.2. Starke Fluktuationen, die Extremwerte der jeweiligen nebenstehenden Skalen erreichen, sind in allen Windkomponenten aus Sicht des Betrachters außer zwischen  $y = 11000$  m und  $y = 19000$  m nur auf der rechten Seite des Gebirges und dort auch außerhalb der gestrichelten Linie in den Abbildungen 4.18 (a)-(c) zu sehen. Das laterale Einströmen selbst wird anhand der  $v$ -Komponente deutlich, von der an beiden Seiten der gestrichelten Hindernislinie die Vorzeichen der Geschwindigkeit hauptsächlich auf eine Strömung zur Modellmitte deuten. Dass dies an der linken Seite vom Betrachter aus stärker der Fall ist, liegt am Grundstrom, der in Bodennähe ebenfalls ein positives Vorzeichen aufweist. In den Abbildungen 4.18 (a)-(c) nicht direkt erkennbar sind Subrotoren. Diese sind im Vorticityfeld sichtbar, welches zusätzlich im Anhang dargestellt ist (Abb. A.5). Die Strukturen weisen im turbulenten Bereich die gleiche Form auf, wie die die bereits anhand der Geschwindigkeitskomponenten diskutiert wurde.

Insgesamt wird aus den Abbildungen 4.18 (a)-(c) deutlich, dass die Rotorströmung und somit auch die turbulenten Eigenschaften dieser sich über einen Bereich quer zur Anströmrichtung erstrecken, der etwa der Bergbreite entspricht. Asymmetrien in den Geschwindigkeitsfeldern sind auf die bodennahen Winddrehung zurückzuführen. In der Vertikalen reichen die Turbulenzen über die gesamte Rotorbreite bis etwa zur Berghöhe oder leicht darüber. Die bisher gezeigten und die noch folgenden Querschnitte der Rotoren und Leewellen senkrecht zum Hindernis können somit als repräsentativ für die gesamte Strömung im leeseitigen Bereich des rein zweidimensionalen Teils des Berges gesehen werden.

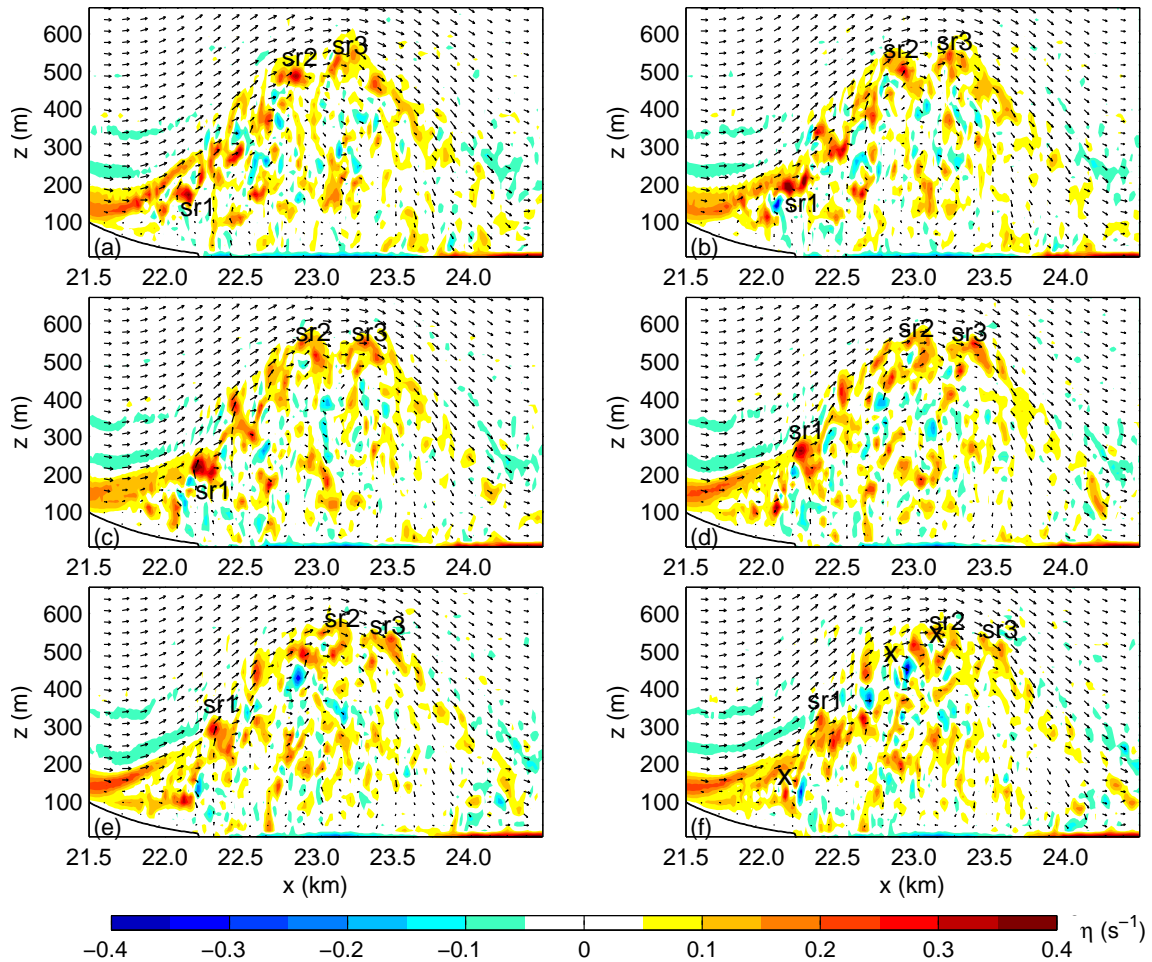
Zusätzlich zu den im vorherigen Abschnitt gezeigten Ergebnissen der Grobstruktursimulation, die in der zeitlichen Auflösung dem Laborexperiment entsprechen,



wurden zeitlich höher aufgelöste Daten entnommen. Dies bietet die Möglichkeit, die Rotorstrukturen, insbesondere die Subrotoren und ihren Entstehungsmechanismus, genauer zu betrachten. Dem Autor dieser Arbeit sind drei Publikationen, die sich explizit mit der numerischen Simulation von Subrotoren bzw. kleinskaligen Strukturen innerhalb der Rotorströmung beschäftigen, bekannt. Dazu zählen zum einen DOYLE und DURRAN (2007), die zum ersten Mal Subrotoren anhand der Vorticityfelder genauer definierten und diese in dreidimensionalen Simulationen beobachteten. Als Auslösemechanismus werden dort Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten genannt. In vergleichbaren zweidimensionalen Simulationen derselben Veröffentlichung, die mit dem gleichen Modell durchgeführt wurden, sind hingegen die Strukturen weniger deutlich ausgeprägt. Zum anderen zeigen höher aufgelöste Large-eddy Simulationen von SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) mit einer Modellgebietsauflösung von 10 m eine stark „chaotische Struktur“, die der voll ausgebildeten turbulenten Strömung zugeordnet werden. Die dritte Veröffentlichung vergleicht numerische Simulationen mit Messungen aus der Feldmesskampagne T-REX (DOYLE *et al.*, 2009). Die Simulationen werden zusätzlich zur Analyse der Vorticitygeneration verwendet. Dabei stellte sich heraus, dass die beiden dominierenden Prozesse in der Vorticityproduktion der „Stretching“- und der „Tilting“-Term der dreidimensionalen Vorticitygleichung sind. Die großen Unterschiede der ersten beiden genannten Arbeiten führten SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) im Wesentlichen auf die folgenden Gründe zurück: Das Anströmprofil zur Erzeugung einer Rotorströmung enthält bei DOYLE und DURRAN (2007) eine Inversion und eine Zunahme der gebirgssenkrechten Horizontalgeschwindigkeit mit der Höhe oberhalb der Inversion, um geführte Leewellen zu generieren und eine Rotorströmung zu erzeugen. Der steuernde Mechanismus bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) ist das Wellenbrechen oberhalb der Rotorströmung. Hier wurde keine Inversion im Initialprofil verwendet. Als weiterer Unterschied werden die verschiedenen Modelle und Gitterweiten genannt. Bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) wurde mit 10 m eine sechs mal höhere Auflösung verwendet als bei DOYLE und DURRAN (2007). Dafür ist das Gebirge bei letzterem etwa drei mal so hoch wie bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009), so dass die Auflösung relativ zur Berghöhe bei DOYLE und DURRAN (2007) halb so hoch ist.

Die in diesen Abschnitt untersuchten Ergebnisse einer numerischen Simulation sind von der Auflösung und dem Modelltyp mit dem von SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) vergleichbar. Die hier verwendete maximale Gitterweite ist mit 15 m nur 5 m größer. Auch das hier überströmte Hindernis ist mit 480 m nur 80 m höher. Dies ist vermutlich der Grund, weshalb die instantanen Felder der Vorticity aus dem Unterkapitel 4.4 (s. Abb. 4.5) auf den ersten Blick ebenfalls unstrukturiert aussehen und eher vergleichbar mit SMITH und SKYLLINGSTAD (2009, Abb. 10) sind. Trotzdem soll an dieser Stelle der Fokus auf mögliche kohärente Strukturen in den zeitlich hochaufgelösten Daten der für diese Arbeit durchgeführten LES gelegt werden, wie sie bei DOYLE und DURRAN (2007) gefunden wurden.

Die verwendeten Anströmprofile von  $u$  und  $\theta$  der Simulationen zu den hier gezeigten Ergebnissen haben zum einen einige Ähnlichkeiten mit dem von SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) verwendeten „Setup“. In beiden Fällen wurden idealisierte Profile mit einem höhenkonstanten Horizontalwind oberhalb der reibungsbedingten



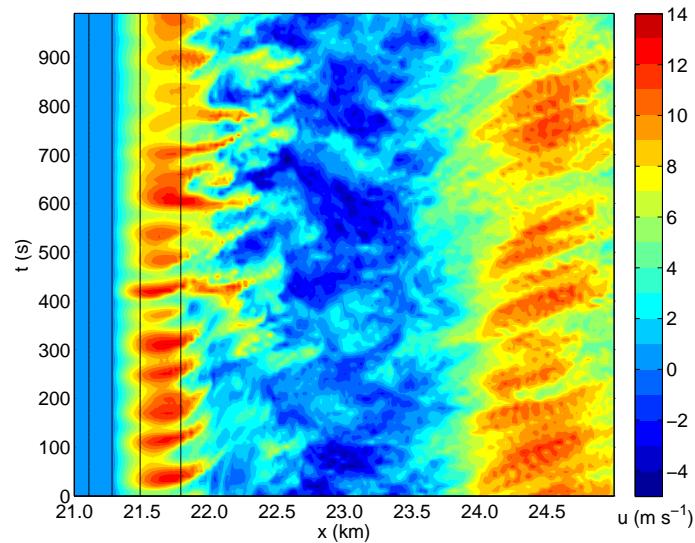
**Abbildung 4.19:** Zeitlicher Verlauf instantaner Vorticityfelder im  $x$ - $z$ -Schnitt in der Rotorströmung der LES nach 3,1 h Simulationszeit. Die Abstände der einzelnen Abbildungen betragen jeweils 10 s. Es liegt die selbe Rotorsimulation wie in Abschnitt 4.5.2 vor. Links unten in den Abbildungen ist ein Teil des Berges als schwarze Linie dargestellt. „sr1“, „sr2“, „sr3“ markieren drei unterschiedliche Subrotoren in allen Abbildungen und die Kreuze in (f) ihre jeweilige Ausgangsposition in (a).

Geschwindigkeitsabnahme am Boden und konstant zunehmender potenzielle Temperatur, in der hier gezeigten LES oberhalb einer neutralen Schicht, gewählt. Der Hauptunterschied ist die hier verwendete Inversion zum Führen der Wellen gegenüber dem Wellenbrechen bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009). Zum anderen ist die Inversion auch im Temperaturprofil von DOYLE und DURRAN (2007) zum Generieren der rotorbehafteten Leewellen enthalten. Neben der Inversion wirkt sich dort zusätzlich eine Zunahme der horizontalen Windgeschwindigkeit mit der Höhe, die zur Abnahme des Scorer-Parameters führt, fördernd auf die Leewellenbildung aus. Analog zu den beiden oben genannten Arbeiten ist in Abbildung 4.19 die instantane horizontale Vorticity  $\eta$  dargestellt. In Kapitel 4.5.2 wurde bereits auf die Subrotoren eingegangen und Vergleiche zu den Experimenten gezogen. Hier soll speziell der zeitliche Verlauf betrachtet und dieser mit Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen werden.

Die zeitlichen Abstände  $\Delta t$  der einzelnen Darstellungen betragen 10 s. Vor allem beim Betrachten direkt aufeinander folgender Bilder sind einige Strukturen wiedererkennbar. Dies ist nicht der Fall, wenn beispielsweise Abbildungen 4.19 (a) und (f) verglichen werden. Dort beträgt die Zeitdifferenz 50 s. Daraus wird ersichtlich, warum in den Laborexperimenten keine Strukturen in zeitlich aufeinander folgenden Darstellungen wiedererkennbar waren. Die Zeitabstände zwischen zwei „Bursts“ im Labor sind mit etwa 1 min im Maßstab der LES größer als der hier dargestellte Gesamtzeitraum. Im Vergleich zu den genannten numerischen Simulationen ist der in Abbildung 4.19 verwendete Zeitschritt kleiner. SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) verwendeten in Ihrer Abbildung 10 eine Zeitdifferenz von 5 min. Allerdings wird angeführt, dass unabhängig davon keine organisierten Strukturen erkannt werden. Der bei DOYLE und DURRAN (2007) verwendete Zeitschritt beträgt 1 min und ist dort ausreichend, um die Subrotoren verfolgen zu können. Das ist möglich, weil die dortigen Längenskalen größer sind. Der mit der Hindernishöhe und der Anströmgeschwindigkeit normierte Zeitschritt ist nur noch etwa um einen Faktor 3 größer als in der hier gezeigten Abbildung 4.19.

Bisher liegt keine eindeutige Definition von Subrotoren hinsichtlich ihrer Vorticitystärke vor. So wurden in den entsprechenden Arbeiten meist Vorticitywerte genannt, die die Wirbel eindeutig von ihrer Umgebung abgrenzen und diese als einzelne Struktur erkennbar machen (z. B. HILL *et al.*, 2010). An dieser Stelle werden deshalb Bereiche des Vorticityfeldes als Subrotoren bezeichnet, in denen  $|\eta| \geq 0,20 \text{ s}^{-1}$  gilt. Die stärksten Wirbel mit positiven Vorzeichen in Abbildung 4.19 haben eine Vorticity bis  $0,40 \text{ s}^{-1}$ . Bei DOYLE und DURRAN (2007) liegen die Maximalwerte von  $\eta$  bei etwa  $0,20 \text{ s}^{-1}$  und bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) bei etwa  $0,10 \text{ s}^{-1}$ . Normiert ergeben sich die folgende Werte:  $\eta z_i U^{-1} = 19, 19\text{-}29$  und 8. Die beiden mittleren Werte sind einmal für die Horizontalgeschwindigkeit innerhalb der Inversion und einmal für eine mittlere Horizontalgeschwindigkeit oberhalb der Inversion bei DOYLE und DURRAN (2007) berechnet worden (s. auch Tab. A.1). Insgesamt liegen alle Werte um Faktor 3-10 über denen zweidimensionaler, gemittelter Daten, wie sie in den Abschnitten 4.5.2 und A.2 angegeben wurden.

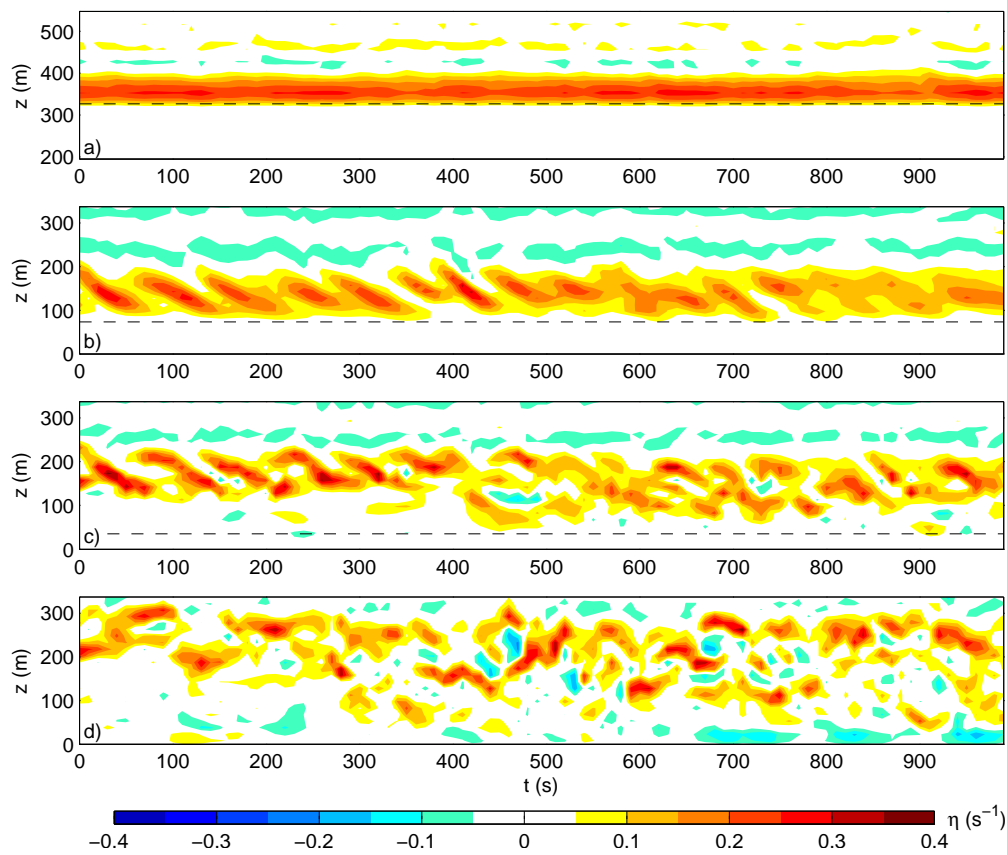
Ähnlich wie bei DOYLE und DURRAN (2007) sind in Abbildung 4.19 eindeutige Maxima und Minima in der Vorticity zu erkennen, die eine zählbare Anzahl an Subrotoren bilden. Im Entstehungsbereich der Wirbel ist in 4.19 (a) der Subrotor „sr1“ etwa beim Ablösepunkt markiert. Er hat sich bereits vom „eigentlichen“ Vorticityast, welcher vom Hang abgehoben ist, gelöst. In 4.19 (b) ist dieser Wirbel mit der Strömung weiter transportiert worden und hat sich in seiner Intensität um  $0,04 \text{ s}^{-1}$  verstärkt. Dort ist auch, wie in den folgenden Abbildungen, ein doppeltes Maximum des Subrotors bzw. der Zerfall in zwei Subrotoren zu erkennen, das das Wiedererkennen in den folgenden Vorticityfeldern vereinfacht. Bis 4.19 (e) hat sich der Doppelwirbel wieder abgeschwächt und ist in 4.19 (f) schon nicht mehr eindeutig erkennbar, da er scheinbar in weitere schwächere Wirbel mit  $\eta < 0,3 \text{ s}^{-1}$  zerfallen ist. Insgesamt hat sich der Subrotor „sr1“ von 4.19 (a) bis 4.19 (e) etwa 300 m weiter bewegt, was einer mittleren Geschwindigkeit von etwa  $7,5 \text{ m s}^{-1}$  entspricht. Die Ausgangslage ist mit einem Kreuz in 4.19 (f) markiert. Die Verlagerungsgeschwindigkeit entspricht etwa der mittleren Geschwindigkeit der ihn umgebenden Strömung, wobei diese in Abbil-



**Abbildung 4.20:** Wie Abbildung 4.16 (a), aber mit zeitlicher Auflösung von 10 s.

Abbildung 4.19 (a) geringer ist, da sich der Wirbel im schwachwindigen, inneren Bereich der übergeordneten Rotorströmung befindet. Das zwischenzeitliche Verstärken des Subrotors kann mit den bei DOYLE und DURRAN (2007) und DOYLE *et al.* (2009) gezeigten Mechanismen der Vorticitygeneration durch dreidimensionale Prozesse erklärt werden. So tragen hauptsächlich der „Stretching“- und der „Tilting“-Term zur zeitlichen Veränderung von  $\eta$  bei. Auf die genauen Beiträge der einzelnen Terme und die für die Untersuchung verwendete dreidimensionale Vorticitygleichung soll an dieser Stelle nicht genauer eingegangen werden, da eine ausführliche Berechnung dazu bei DOYLE und DURRAN (2007) und DOYLE *et al.* (2009) zu finden ist.

Weitere Subrotoren, die im zeitlichen Verlauf wiedererkennbar sind, sind in Abbildung 4.19 mit „sr2“ und „sr3“ im oberen Bereich der Rotorströmung gekennzeichnet. Diese wandern wie „sr1“ stromabwärts und schwächen sich insgesamt ab. Die Ausgangslagen der Wirbel sind in Abbildung 4.19 (f) jeweils mit einem Kreuz markiert. Im Abwindgebiet der Leewelle bzw. des Rotors sind keine Wirbel mit einer Vorticity von über  $0,20 \text{ s}^{-1}$  erkennbar. Die Subrotoren lösen sich beim Unterschreiten einer Höhe von etwa 400 m auf bzw. erreichen Werte unter dem angegebenen Grenzwert. Diese allgemeine Verteilung der Vorticity mit stärkeren Wirbelstärken bzw. Subrotoren entlang der stromaufwärts gewandten Wellenseite und geringeren Werten auf der anderen Wellenseite ist z. B. bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) aber auch bei zweidimensionalen Simulationen (z. B. VOSPER, 2004) im mittleren Vorticityfeld zu sehen. Bei DOYLE und DURRAN (2007) und DOYLE *et al.* (2009) dagegen werden die Subrotoren entlang der Grenzfläche des Rotors zur umgebenden Wellenströmung bis zum Boden transportiert. Wie bei DOYLE und DURRAN (2007) und SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) sind in Abbildung 4.19 die Wirbel nicht nur auf die Grenzfläche zwischen Rotor und Welle beschränkt, allerdings ist in Abbildung 4.19 zu allen Zeitpunkten ein vermehrtes Auftreten an dieser Grenzfläche zu sehen. Der in Abbildung 4.19 gezeigte Entstehungsprozess bzw. das Ablösen der einzelnen Subrotoren von dem angehobenen Vorticityast am Berghang soll im Folgenden näher



**Abbildung 4.21:** Zeitlicher Verlauf der Vorticity über einen Zeitraum von 16,5 min. Der Startzeitpunkt ist nach 3,0 h Simulationszeit. Die Daten wurden Profilen an verschiedenen Orten auf der  $x$ -Achse entnommen: (a)  $x = 20730$  m, (b)  $x = 21630$  m, (c)  $x = 21930$  m und (d)  $x = 22230$  m.

untersucht werden. Dafür ist zunächst die zeitliche Geschwindigkeitsentwicklung in der Höhe  $z = 172,5$  m aufgetragen (Abb. 4.20). Der Unterschied zu Abbildung 4.16 (a) des vorherigen Abschnitts ist, dass hier die Zeitdifferenz der verwendeten Schnitte den oben genannten 10 s entspricht (anstatt 1 min in Unterkapitel 4.5.2). Hier ist im Bereich der schießenden Strömung zwischen  $x = 21,5$  km und  $x = 22,0$  km ein periodisches Muster im Geschwindigkeitsfeld erkennbar (gelbe bis rote Farbbereiche). Dieses Pulsieren ist typisch für Hangabwinde und wurde u. a. von NEIMANN *et al.* (1988) und SCINOCCA und PELTIER (1989) untersucht. Bei den durchgeführten Messungen wurden unterschiedliche Perioden im Minutenbereich, u. a. von 1 min gemessen. Begründet wurden diese durch Instabilitäten der Strömung, die in turbulente Kelvin-Helmholtz-Wellen münden.

In der Abbildung 4.20 sind über den dargestellten Zeitraum von 16,5 min 15 Maxima zu erkennen. Im Mittel findet also etwa jede Minute eine Verstärkung der Winde im Bereich des Berghanges statt.

Werden die in Abbildung 4.21 gezeigten zeitlichen Verläufe der Vorticity mit der Abbildung 4.20 verglichen, so ist dasselbe Muster erkennbar. Die in Abbildung 4.21 dargestellten Zeitreihen stammen aus vier Profilen der Vorticity an unterschiedlichen Positionen auf der  $x$ -Achse, wobei in (a) bis (c) die jeweiligen Höhen des Berghanges

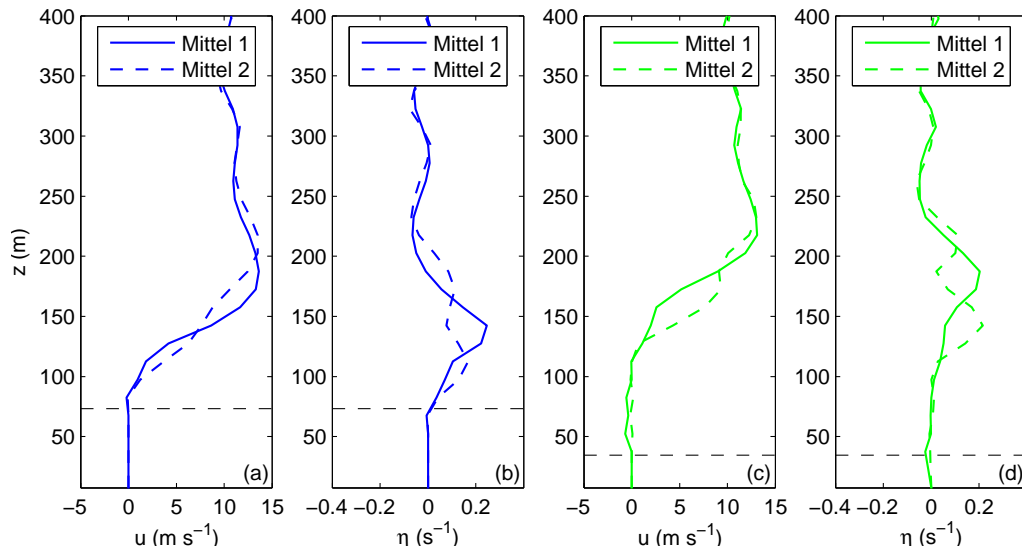
durch eine gestrichelte Linie repräsentiert wird. Das letzte Profil wurde leeseitig hinter dem Berg entnommen. Die Orte der Profile wandern von Abbildung 4.21 (a) bis (d) stromabwärts und sind so gewählt, dass die unterschiedlichen Zustände der Strömung erfasst werden. Als Orientierungshilfe kann die im Anhang gezeigte Abbildung A.6 mit den Linien der entnommenen Profile dienen. In 4.21 (a) ist der noch ungestörte Teil der Strömung über dem Hang des Berges zu sehen, der keine signifikanten, zeitlichen Fluktuationen aufweist. Dies ist der Bereich, in dem die starke Scherung hohe Vorticitywerte hervorruft. Die zunächst auf dem Hang aufliegende Vorticity (Abb. 4.21 a) löst sich am Fuß des Berges ab. Dies geschieht weiter stromabwärts (b), wo zunächst eine periodische Bewegung mit der gleichen Frequenz wie die in Abbildung 4.20 gezeigte, zu sehen ist. Anhand von 4.21 (b) wird auch deutlich, dass die Höhe des Bereichs größerer Vorticitywerte über dem Hang schwankt. Die Höhe des Vorticityastes in dem hier dargestellten Profil (Abb. 4.21 b) erreicht Werte, die zwischen der Höhe des Berghanges, der sich etwa 75 m über Null befindet und 200 m über Null, liegen. Insgesamt resultiert dieses aus dem Pulsieren der Hangströmung, was bereits weiter oben angesprochen wurde. In den weiter stromabwärts gemessenen Zeitreihen (c) und (d) der Abbildung 4.21 wird die Strömung instabil und zerfällt in einzelne Wirbel, wobei auch in 4.21 (d) noch teilweise die wiederkehrenden Strukturen erkennbar sind. Aus jedem einzelnen Puls aus 4.21 (b) gehen in 4.21 (d) etwa zwei bis drei kleinskalige Wirbel hervor.

Die Instabilität der Strömung und der daraus resultierende Zerfall in einzelne Subrotoren kann mit der Wendepunktinstabilität erklärt werden. Abbildung 4.22 zeigt Profile, die an den Stellen, an denen auch die in Abbildung 4.21 gezeigten Zeitreihen aus (b) und (c) entnommen wurden. Dabei wurden in allen Graphen jeweils vier Zeitpunkte gemittelt, die erstens aus den Maximalbereichen der pulsierenden Strömung (rote Bereiche in Abb. 4.20) und zweitens aus den Bereichen geringerer Geschwindigkeiten stammen (gelbe Bereiche zwischen den roten Maxima in Abb. 4.20). Die durchgezogenen Linien entsprechen dem erstgenannten „Mittel 1“, die gestrichelten dem zweiten „Mittel 2“. Es wird deutlich, dass bei den hohen Windgeschwindigkeiten zunächst ein bodennaher Wendepunkt im  $u$ -Profil entsteht (durchgezogene Linien in 4.21 a und c). Dieser ist ebenfalls in dem jeweiligen Maximum der zugehörigen Vorticity erkennbar und speziell in 4.22 (d) deutlich vom Boden abgehoben. Das freie Maximum der Geschwindigkeit der Strömung wird schließlich instabil und führt zum zweiten Zustand, der durch die gestrichelten Linien dargestellt ist. Dort ist die Strömung abgerissen und der Höhenverlauf der Geschwindigkeit hat sich verändert. In allen Profilen von  $u$  und  $\eta$  sind nun zwei Maxima unterhalb von  $z = 250$  m zu sehen.

Speziell das ausgeprägte Maximum im Vorticityprofil, wie er in Abbildung 4.22 (b) und (d) zu sehen ist (durchgezogene Linien), konnte auch bei DOYLE und DURRAN (2007) beobachtet werden. Dort wurde zusätzlich das Profil der Richardson-Zahl nach (4.17) berechnet

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial u / \partial z)^2}, \quad (4.17)$$

wobei in der zugehörigen Höhe des Wendepunktes in  $u$  Werte von unter Null erreicht



**Abbildung 4.22:** Profile an verschiedenen Phasenpunkten. (a)  $u$  bei  $x = 21630$  m, (b)  $\eta$  bei  $x = 21630$  m, (c)  $u$  bei  $x = 21930$  m, (d)  $\eta$  bei  $x = 21930$  m. Die Profile wurden jeweils über vier Zeitpunkte gleicher Phase gemittelt.

wurden. Berechnungen der Richardson Zahl der hier gezeigten Profile sind ebenfalls kleiner Null und somit unterhalb des kritischen Wertes von 0,25 und zeigen, dass eine instabile Strömung vorliegt (z. B. STULL, 1988).

Die hier gezeigten Ergebnisse zeigen, dass trotz der starken, kleinskaligen Turbulenz, die durch das verwendete Modell und die kleine Gitterweite von 15 m aufgelöst werden konnte, Parallelen zu den Ergebnissen von DOYLE und DURRAN (2007) gezogen werden können. Der dort beschriebene Auslösemechanismus der Subrotoren ist die Instabilität der Strömung am Ablösepunkt und dahinter. Dies konnte anhand der Profile von  $u$  und  $\eta$  hier ebenfalls gezeigt werden. Auch konnten die kleinskaligen Wirbel in ihrem zeitlichen Verlauf verfolgt werden, so dass ein Transport mit der übergeordneten Strömung gezeigt wurde. Dies konnte bei anderen hochaufgelösten Grobstruktursimulationen nicht beobachtet werden (SMITH und SKYLLINGSTAD, 2009). Wie in Unterkapitel 4.4 gezeigt wurde, konnten diese Ergebnisse nur in der höchsten hier verwendeten Auflösung von 15 m erhalten werden. Bereits bei einer Gitterweite von 30 m wurden keine Subrotoren aufgelöst (s. Unterkapitel 4.4). Es bleibt also zu klären, ob sich eine weitere Reduzierung der Gitterweite im Strömungsbild bemerkbar macht und die Strukturen noch feiner werden.

Auch konnte bisher nicht eindeutig gezeigt werden, inwieweit die Subrotorengröße und -stärke mit dem überströmten Hindernis skalierbar sind. Die bei DOYLE und DURRAN (2007) beobachteten Wirbel haben etwa den dreifachen Durchmesser der hier gezeigten, was genau dem Verhältnis des dort verwendeten Hindernisses zu dem hier überströmten Berg entspricht. Die Rotorstärke ist bei DOYLE und DURRAN (2007) etwas größer, lässt sich aber aufgrund des höhenabhängigen Windprofils nicht eindeutig normieren. Bei SMITH und SKYLLINGSTAD (2009) stimmen weder Stärke noch Größe der Subrotoren mit den hier gezeigten überein. Zudem sind die dort dargestellten Subrotoren in Anzahl und Vorzeichen nicht vergleichbar. Eine

Erhöhung der Auflösung gegenüber der hier dargestellten numerischen Simulation könnte Aufschluss darüber geben, ob dieser Unterschied auf die dort verwendete Gitterweite von 10 m zurückzuführen ist.



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Bisherige Untersuchungen zu Gebirgsrotoren haben gezeigt, dass eine angehobene Inversion eine Möglichkeit darstellt, um die Entstehung von Rotoren zu begünstigen. In Feldmesskampagnen aufgezeichnete Vertikalprofile, die einen solchen Temperatur- bzw. Dichtesprung beinhalteten, konnten in numerischen Simulationen verwendet werden und der Verifizierung der Messungen im Freien dienen. Idealisierte numerische Simulationen nutzten eine Inversion als Übergang von einer neutralen bodennahen Schicht zu einer stabilen oberen Schicht. Eine Inversion auf Höhe des Berges oder leicht darüber stellte sich dabei als förderlich für die Rotorentwicklung heraus. Aktuellere Arbeiten haben zusätzlich gezeigt, dass gerade die kleinskaligen Strukturen der Rotorströmung große Gefahren für die Luftfahrt darstellen. So können die sogenannten Subrotoren und deren begleitenden Fluktuationen in der Geschwindigkeit gegenüber der mittleren Strömung enorme Ausmaße annehmen. In dieser Arbeit wurden sowohl zeitlich gemittelten Strömungsfelder als auch instantane Felder betrachtet, um einerseits das übergeordnete Strömungsregime zu identifizieren und andererseits Turbulenzeigenschaften der Rotoren zu untersuchen. Dabei liegt eine Zweiteilung der Arbeit in Ergebnisse, die aus Laborexperimenten einerseits und Ergebnisse, die aus Grobstruktursimulationen andererseits gewonnen wurden, vor. Ziel dieser Arbeit war es, eine einfache, idealisierte Schichtung in Laborexperimenten, die zuvor in numerischen Simulationen verwendet wurde, nachzubilden um eine systematische Untersuchung zur Entstehung von Rotoren durchzuführen. Bei der Schichtung grenzte eine Inversion über dem Berg eine bodennahe neutrale von einer stabilen Schicht ab. Des Weiteren wurde ein in den Laborexperimenten beobachteter Rotorfall mit Hilfe eines Grobstruktursimulationsmodells numerisch simuliert und mit den Ergebnissen aus dem Labor und vorangegangener Studien verglichen. Die Laborexperimente wurden in den Anlagen des CNRM des Météo-France in Toulouse durchgeführt. Dabei konnten die genannten meteorologischen Bedingungen durch geschichtetes Salzwasser nachgestellt werden. Die verwendeten Schichtungsbedingungen stellten bei Laborexperimenten einen neuen Ansatz für eine systematische Untersuchung von Rotoren dar. Als überströmtes Hindernis wurde ein quasi-zweidimensionales Bergmodell an Seilen hängend unmittelbar über den Boden des Tanks gezogen. Ein Laser, der eine Ebene senkrecht zum Hindernis ausleuchtete und in das Fluid eingelassen Partikel dienten der Visualisierung der leeseitigen Strömung des Berges. Neben klassischen Bahnlinienaufnahmen und Videos wurden PIV-Aufnahmen zur quantitativen Analyse der Geschwindigkeitsfelder erstellt. Zur Beschreibung der Strömung und der Schichtung wurden die Froude-Zahl und das Verhältnis aus Hindernis- zu Inversionshöhe herangezogen. Durch Veränderungen der Zuggeschwindigkeit des Bergmodells, der Stärke des Dichtesprungs bzw. der Inversion und der Höhe der Inversion konnten die dimensionslosen Parameter variiert

werden.

Eine erste Auswertung der Versuche zeigt, dass sich bei bestimmten Kombinationen aus  $F_i$  und  $H/z_i$  bestimmte Strömungsmuster im Lee des Berges bilden. Unterschieden wurde zwischen Strömungen mit Rotoren, hydraulischen Sprüngen und „reinen“ Leewellen. Zusammengefasst in ein Strömungsregime-Diagramm konnte eine relativ gute Übereinstimmung mit den numerischen Simulationen von VOSPER (2004) gefunden werden. Unterschiede in den jeweiligen Diagrammen sind in erster Linie auf die verschiedenen Untersuchungsmethoden zurückzuführen. Aus den insgesamt 149 im Labor durchgeführten Einzelexperimenten wurden 32 Versuche aus dem größeren der beiden verwendeten Tanks genauer untersucht, von denen 14 rotorartige Strömungsmuster aufwiesen. Ein Vergleich der gemessenen Wellenlängen mit der analytischen Lösung der linearen Theorie zeigt gute Übereinstimmungen, so dass auf eine realistische Strömungsentwicklung im Tank geschlossen werden kann. Die im Detail untersuchten Rotoren wurden sowohl in zeitlich gemittelten als auch in instantanen Datensätzen auf ihre Stärken und räumliche Ausdehnung untersucht. Dabei wurden in den gemittelten Feldern Rotorstärken gemessen, die bis zu 36% der Anströmgeschwindigkeit erreichten. Die Fluktuationen dieser Größe belaufen sich auf bis zu 96% der Anströmgeschwindigkeit. Diese und weitere untersuchte Parameter, wie die Vorticity und die räumlichen Dimensionen der Rückströmbereiche, zeigen Übereinstimmungen mit numerischen Simulationen und Feldmessungen. Bei den Untersuchungen wurden zwei, sich im Strömungsmuster der Leewellen voneinander abhebende Rotorarten unterschieden. Der eine konnte im Strömungsregime-Diagramm als Übergang des hydraulischen Sprungs zum „reinen“ Leewellenrotor klassifiziert werden. Er wurde in bisherigen, dem Autor dieser Arbeit bekannten, Studien nicht untersucht und erreicht höhere relative Rotorstärken als der zweite Rotortyp. Dieser andere Rotor bildet sich unter Leewellen, die sich horizontal über mehrere Wellenberge ausbreiten, so dass mehrere Rotoren jeweils unterhalb der Wellenberge entstehen können und zeigt große Ähnlichkeiten mit den Ergebnissen anderer Arbeiten.

Einer der im Labor beobachteten Rotorfälle wurde mit Hilfe des Grobstruktursimulationsmodells PALM numerisch simuliert. Dafür wurden die im Labor gemessenen Daten der Schichtung und Strömung dem Modellmaßstab angepasst. Zusätzlich wurde eine Vergleichssimulation zu einem von VOSPER (2004) dargelegten Rotorfall zur Verifizierung der Daten durchgeführt. Beide Vergleichssimulationen zeigen hohe Korrelationen mit den jeweiligen Beobachtungen des Experiments bzw. der zweidimensionalen numerischen Simulation. Sensitivitätsstudien zur Bergform und zur Gitterweitenabhängigkeit wurden durchgeführt, um die jeweiligen Einflüsse auf die Rotorbildung zu studieren. Speziell die Gitterweite stellte sich als signifikanter Faktor bei der Rotorstärke heraus. Das übergeordnete Leewellenfeld hingegen ist weniger von der verwendeten Auflösungen beeinflusst worden. Die Simulationen der höchsten Auflösung wurden für zusätzliche Untersuchungen der dreidimensionalen Rotorströmung und zur Analyse der kleinskaligen Turbulenz im Rotor und zur Entstehung der Subrotoren verwendet. Dabei zeigte sich, dass der gesamte turbulente Bereich des hier simulierten Rotors sowohl horizontal (quer zur Strömungsrichtung) als auch vertikal etwa die räumlichen Dimensionen des Berges aufweist. Hinsichtlich

des Entstehungsprozesses konnten sowohl Übereinstimmungen als auch Unterschiede zu anderen hochauflösenden Studien gefunden werden. Pulsierende Abwinde sind erkennbar und deuten zusammen mit Vertikalprofilen der Geschwindigkeit und der Vorticity auf Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten als Auslöser der Subrotoren hin. Der Vergleich mit anderen Studien zeigt, dass in diesem Bereich noch nicht alle Mechanismen verstanden sind, womit gerade die zeitlich und räumlich hochaufgelösten Simulationen viel Potenzial für zukünftige Untersuchungen bieten.

Die Sensitivität der Rotorströmung bei Veränderung der räumlichen Auflösung hat signifikante Unterschiede der Feinstruktur im Rotor gezeigt, wobei keine eindeutigen Konvergenzen, vor allem der instantanen Rotorstärke, erkennbar waren. Die Simulation mit der höchsten Auflösung von 15 m wurde für die weiteren Untersuchungen verwendet, da die Übereinstimmungen mit Ergebnissen anderer Studien am größten waren. Dennoch konnte keine abschließende Validierung der Daten anhand von Messungen in der Natur oder anderer numerischer Simulationen durchgeführt werden. Es bleibt somit zu klären, ob eine weitere Erhöhung der Auflösung erneut zu signifikanten Unterschieden zur bisher höchsten Auflösung führt oder „nur“ eine Verfeinerung der aufgelösten Struktur erreicht werden kann. Die Umsetzung höher aufgelöster Simulationen bei kommenden Projekten könnte zudem Aufschluss über die Auswirkungen auf die Gesamttorotorstärke liefern. Auch die Skalierbarkeit der Subrotoren bei unterschiedlichen Gebirgshöhen und Gitterauflösungen könnte dabei näher untersucht werden. Die wenigen bisher durchgeführten Simulationen mit unterschiedlichen Modellcodes ergab diesbezüglich noch keinen eindeutigen Aufschluss. Des Weiteren bietet die Grobstruktursimulation die Möglichkeit, die in dieser Arbeit verwendeten, stark idealisierten atmosphärischen und topographischen Gegebenheiten an natürliche Bedingungen anzupassen. Zum einen können realistische Profile der Windgeschwindigkeit und der Temperatur, die beispielsweise in Feldmesskampagnen gemessen wurden, zur Initialisierung vorgegeben werden. Zum anderen stellt die Implementierung komplexer dreidimensionaler Gebirge, die realistischen Hindernissen nachempfunden sind, ein mögliches zukünftiges Untersuchungsfeld dar. Dabei wäre auch die Untersuchung vom Transport von Luftbeimengungen ein mögliches anwendungsorientiertes Beispiel der zukünftigen numerischen Simulation von Rotoren.

Aber auch eine weitere Anpassung der Grobstruktursimulation an die Gegebenheiten im Tank, um eine höhere Übereinstimmung der Randbedingungen zu erreichen und die Ursachen der dargelegten Unterschiede herauszuarbeiten, wäre möglich. Dabei könnte beispielsweise das Hindernis, wie im Labor, am Boden bewegt werden. Dies würde Aufschluss über den Einfluss der speziellen Reibungsbedingungen im Luv und im Lee des Hindernisses geben. Des Weiteren wäre eine Parameterstudie möglich, die untersucht inwieweit das Strömungsregime-Diagramm auf beliebig eingestellte Froude-Zahlen anwendbar ist. Dies könnte dazu beitragen, die Relevanz der Übereinstimmung weiterer Parameter neben der Froude-Zahl zu klären.

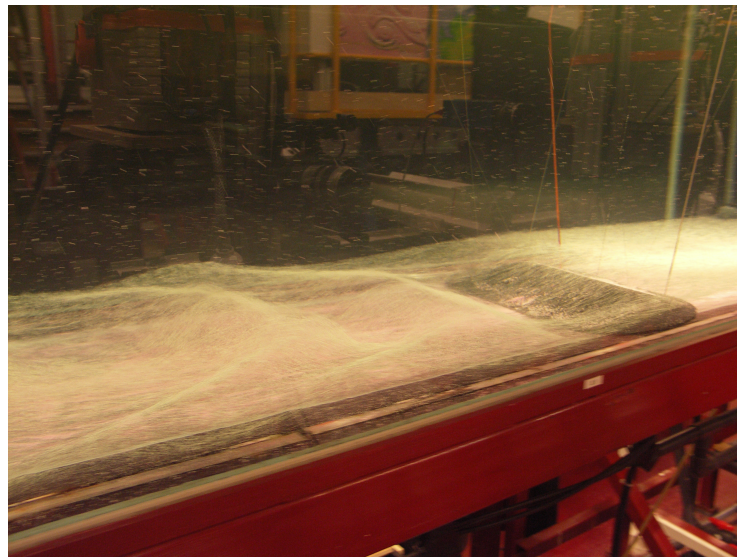
Aber auch die für die Laborexperimente genutzten Anlagen bieten Raum für zukünftige Untersuchungen. Zwar sind dort die Schichtungsbedingungen auf einfache Profile beschränkt, trotzdem lassen sich hier aufschlussreiche Ergebnisse für Vergleiche mit numerischen Simulationen und Feldexperimenten erzielen. Möglichkeiten bietet

dort z. B. die Veränderung der Orographie. So können sehr komplexe Hindernisse modelliert werden, die detailliertere Strukturen besitzen als es die Diskretisierung im numerischen Modell zulässt. Hinsichtlich der Bergform sind weitere Untersuchungen in den Anlagen in Toulouse geplant, an denen der Autor als Projektpartner beteiligt ist. (Die Experimente und deren Durchführung ähnelt den hier gezeigten.) Dabei sollen Untersuchungen zu einem Doppelberg und von diesem verursachte Modifizierungen des Leewellenfeldes u. a. durch Interferenzen durchgeführt werden. Das Hauptaugenmerk der Untersuchungen soll auf den Auswirkungen der interferierenden Wellen auf die Rotorbildung und -stärke liegen.

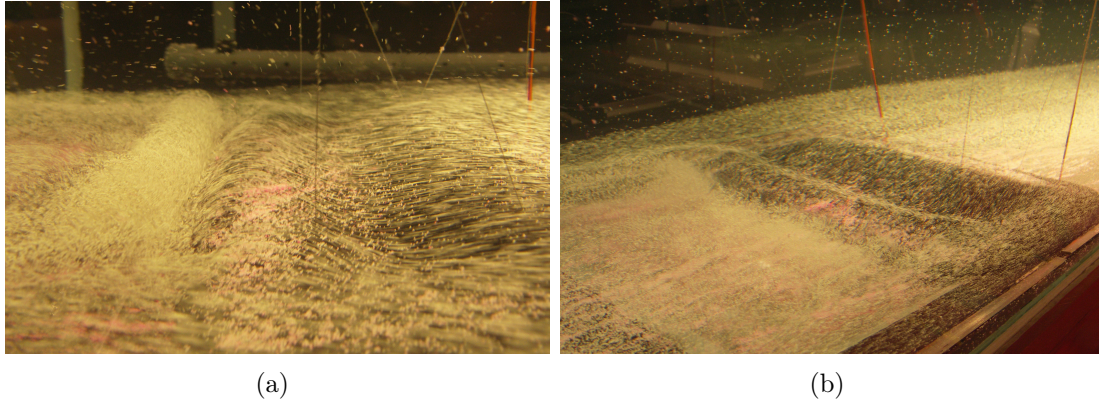
# Anhang



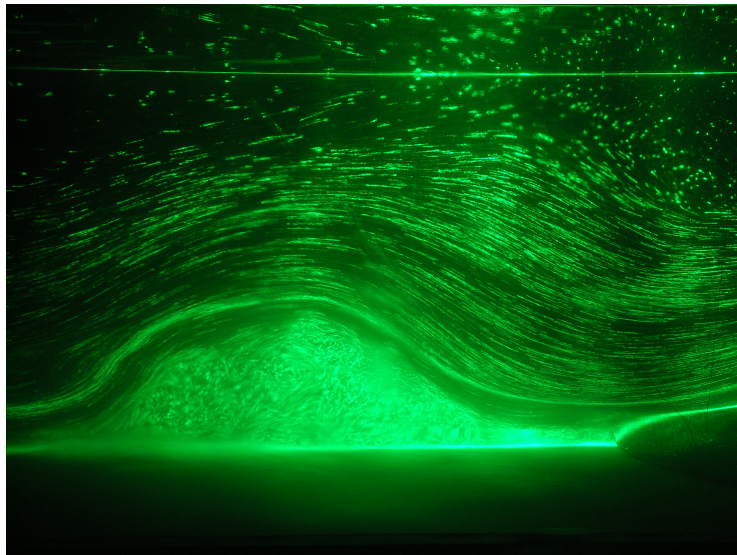
## A.1 Abbildungen



**Abbildung A.1:** Foto, das während eines Zuges des kleinen, quasi-zweidimensionalen Hindernisses im kleinen Tank bei „normaler“ Hallenbeleuchtung aufgenommen wurde. Hier soll in erster Linie die dreidimensionale Struktur der Strömung an den Seiten des Tanks gezeigt werden, die durch die Partikel an der Inversion sichtbar wird. Diese Wellenstruktur ist auch repräsentativ für die Wellen im großen Tank, da dort ein vergleichbares quasi-zweidimensionale Hindernis verwendet wurde. Die verwendeten dimensionslosen Parameter sind  $F_i = 0,64$  und  $H/z_i = 1,0$ .

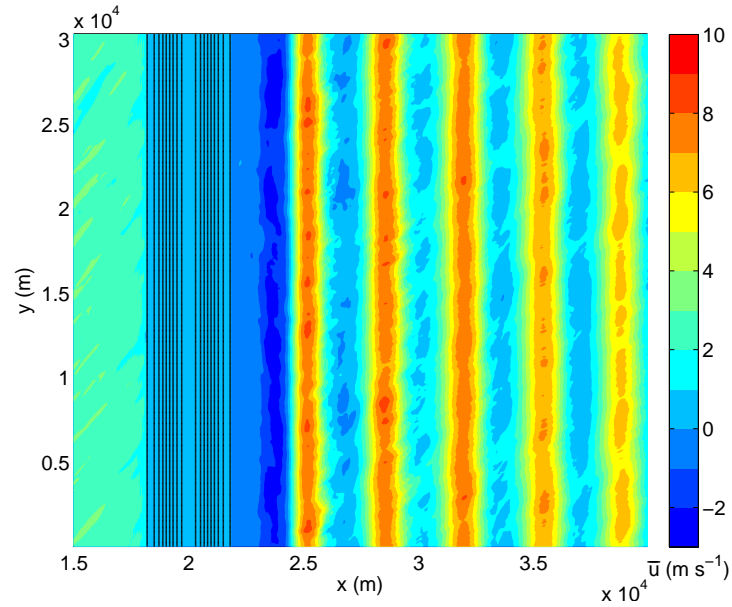


**Abbildung A.2:** Beispiel des in dieser Arbeit als Welle-Sprung-Typ bezeichneten Rotors im kleinen Tank. Hinter dem ersten Wellenberg geht die Strömung sprungartig in einen turbulenten Bereich über. Weiter stromabwärts sind keine Wellenberge mehr zu erkennen. Die verwendeten dimensionslosen Parameter sind  $F_i = 0,38$  und  $H/z_i = 1,0$ .



**Abbildung A.3:** Bahnlinienfoto des größten und stärksten Rotors, der in den Tankexperimenten beobachtet wurde. Die verwendeten dimensionslosen Parameter sind  $F_i = 1,1$  und  $H/z_i = 1,1$ .

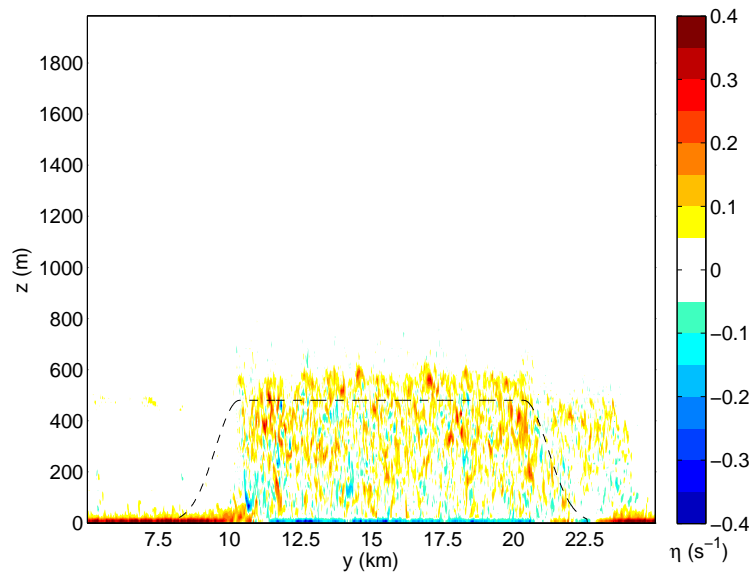




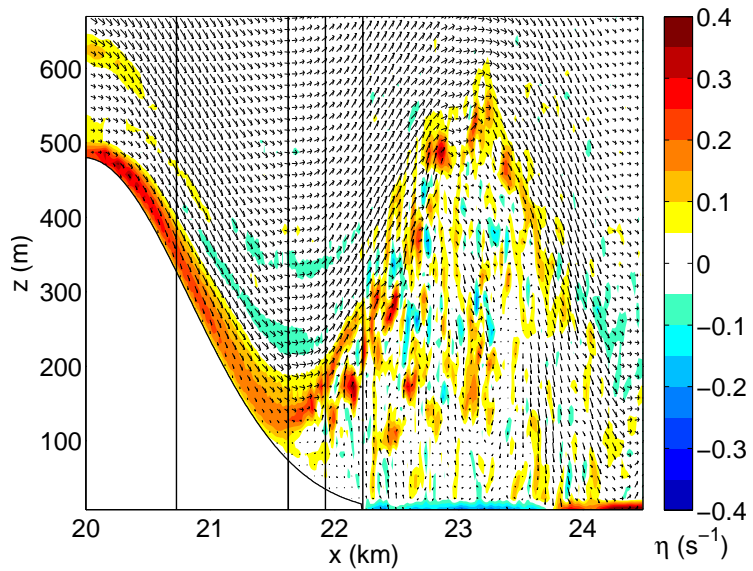
**Abbildung A.4:** Horizontalschnitt der  $u$ -Komponente der Windgeschwindigkeit bei  $z = 25$  m nach 3,5 Stunden Simulationszeit für eine rein zweidimensionale Bergform. Das Geschwindigkeitsfeld wurde über 10 min zeitlich gemittelt.

Physikalische Parameter	DD 02	Vo 04	DD 07	Sm 09	LES
Mittlere Rotorstärke $\bar{u}_r U^{-1}$	0,35	0,25	0,23-0,35	-	0,29
Rotorstärke instantan $u_r U^{-1}$	-	-	0,4-0,6	-	0,8
Mittlere Vorticity $\bar{\eta} z_i U^{-1}$	4,8	3,2	4,8-7,3	-	3,5
Vorticity instantan $\eta z_i U^{-1}$	-	-	19-29	10	18
Subrotorendurchmesser $D_s H^{-1}$	-	-	0,07-0,13	0,02	0,03-0,09

**Tabelle A.1:** Vergleich der aus der LES aus Abschnitt 4.5.2 erhaltenen Daten zur Beschreibung der Rotoren mit denen anderer Studien. Bei fehlenden Werten sind in den entsprechenden Veröffentlichungen keine Angaben gemacht worden. Die Abkürzungen bedeuten: DD 02: DOYLE und DURRAN (2002), Vo 04: VOSPER (2004), DD 07: DOYLE und DURRAN (2007) und Sm 09: SMITH und SKYLLINGSTAD (2009). Bei DD 07 wurden aufgrund der nicht-höhenkonstanten Geschwindigkeit  $U$  einmal die Werte aus der Inversionshöhe und einmal die mittleren Werte der über der Inversion liegenden Schicht als Referenzwert von  $U$  verwendet.



**Abbildung A.5:** Schnittfläche der Vorticity in der  $y$ - $z$ -Ebene im Rotor bei  $x = 23160$  m. Das Vorticityfeld zeigt die instantane Rotorströmung der LES nach 3,1 h Simulationszeit. Zur Orientierung ist der Umriss des Berges an seiner höchsten Stelle bei  $x = 20000$  m dargestellt (gestrichelte Linie).



**Abbildung A.6:** Instantanes Vorticityfeld des in Abschnitt 4.6 untersuchten Rotors nach 3,1 h Simulationszeit. Die vertikalen schwarzen Linien markieren die Orte der jeweiligen Vertikalprofilentnahme von  $\eta$  für Abb. 4.21.

## A.2 Publikation

### Laboratory experiments on mountain-induced rotors

C. Knigge<sup>a</sup>, D. Etling<sup>a</sup>, A. Paci<sup>b</sup>, O. Eiff<sup>c</sup>

<sup>a</sup>*Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover, Deutschland*

<sup>b</sup>*CNRM/Météo-France, Toulouse, France*

<sup>c</sup>*Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Université de Toulouse, Toulouse, France*

In this paper we present some laboratory experiments on stratified flows over isolated obstacles which were aimed at the simulation of atmospheric rotors as induced by the interaction of mountain waves and the boundary layer. For this purpose we modified the classical tank experiments on mountain waves performed with constant density gradients by introducing an elevated density inversion above the obstacle height. This kind of inversion seems to favour very much the development of mountain induced rotors as was shown in recent numerical simulations. In fact our experimental setup was guided by the simulations of VOSPER (2004), which provided systematically the upstream conditions under which mountain rotors are expected. We were able to confirm the results from these numerical simulations over a wide range of parameters. Detailed analyses of flow structures for some selected cases, as obtained by PIV analysis are presented.

KEY WORDS: Lee wave; Hydraulic jump; Inversion, particle image velocimeter

Received 30 April 2009; Revised 10 November 2009; Accepted 23 November 2009; Published online in Wiley InterScience 1 February 2010

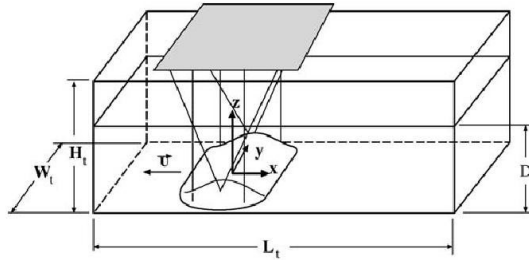
#### A.2.1 Introduction

Mountain-induced rotors might be loosely defined as regions of stagnant or counter-rotating air on the leeward side of mountain ridges. These occur mostly under the first crest of lee waves forced by the mountain in a stably stratified environment. These rotors exhibit strong turbulence in their upper part as has long been known by glider pilots (KUETTNER, 1938, 1939). Some more recent aircraft accidents attributed to mountain-induced rotors (e.g. DARBY and POULOS, 2006) have

renewed the interest in this atmospheric phenomenon, as not too many details on structure and formation of rotors had been known so far. Indeed the large field experiment T-REX, performed in 2006 in the Owens Valley, has brought together an international community interested in mountain waves and rotors (GRUBIŠIĆ *et al.*, 2008). This field experiment might be regarded as a modern complement to the classical Sierra wave project in 1954 (GRUBIŠIĆ and LEWIS, 2004, provide a review). Before T-REX, some preliminary field observations on mountain induced rotors were performed in the Sierra Nevada in 2004 (GRUBIŠIĆ and BILLINGS, 2007). The observations of rotor flows at the Falkland Islands by MOBBS *et al.* (2005) have highlighted the role of elevated inversions on rotor formation. Turbulent rotor jumps have also been observed in earlier investigations of a Bora flow by SMITH (1987). In parallel with these field experiments, various numerical modeling activities have been undertaken in recent years. DOYLE and DURRAN (2002), VOSPER (2004) and HERTENSTEIN and KUETTNER (2005) investigated rotor formation by two-dimensional simulations. Three dimensional aspects of rotors have been treated by DOYLE and DURRAN (2007) and DOYLE *et al.* (2009). Although different configurations of mountains and meteorological inflow profiles were used in these numerical simulations, the present interpretation of the model results is that rotors are formed by an interaction of trapped mountain waves and the atmospheric boundary layer below the waves. The main effect seems to be the flow deceleration due to adverse pressure gradients induced in the boundary layer by the trapped mountain waves (e.g. JIANG *et al.*, 2006; VOSPER *et al.*, 2006) with subsequent boundary layer separation JIANG *et al.* (2006). Some papers (e.g. VOSPER, 2004; MOBBS *et al.*, 2005) also indicate that an elevated inversion above the mountain top favours the development of rotors beneath the wave crests.

Although these observational and numerical activities have largely enhanced our knowledge on rotor structure and formation, there is still room for another method for investigation of the rotor problem, namely the performance of laboratory experiments. This branch of fluid mechanics has also been used for meteorological problems, although to a much lesser extent than field experiments and numerical simulations. A large variety of laboratory experiments on stratified flows over obstacles can be found in the monograph of BAINES (1995). Concerning the problem of mountain waves, various experiments have been performed in stratified towing tanks. Here we mention only the papers by LONG (1955), BAINES and HOINKA (1985), LEE *et al.* (1987), ROTTMAN and SMITH (1987), CASTRO and SNYDER (1993) and EIFF and BONNETON (2000), which have some relation to the experiments presented here.

Although the mountain wave problem has been treated in various laboratory experiments, we are not aware of experiments focusing specifically on mountain induced rotors. This might be due to the fact, that most laboratory experiments were performed for the case of continuous stratification, mostly with constant Brunt-Väisälä frequency  $N$ . But as recent numerical simulations have suggested VOSPER (2004), an elevated inversion above the mountain top might be favourable for the rotor formation. This might be related to an increased wave amplitude which is a positive factor for boundary layer separation and hence rotor formation. Hence laboratory



**Figure A.7:** Obstacle mounting in the towing tank.

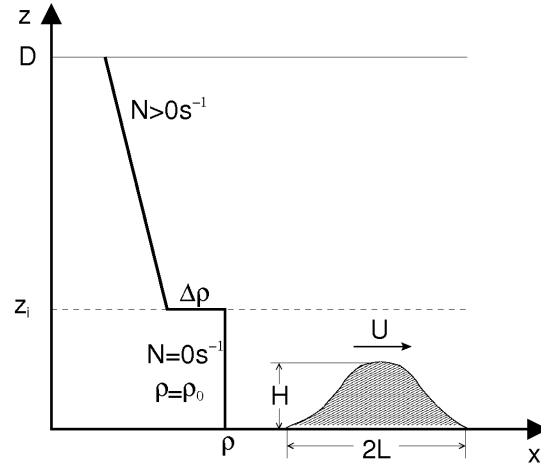
experiments on rotor formation should also be performed with discontinuous stratification, i.e. with a neutral stratified fluid layer below a continuous stratified (constant  $N$  layer) and a density jump (inversion) between the layers.

In this paper we have taken the numerical simulations by VOSPER (2004) on inversion effects on rotor formation as guidance for laboratory experiments in a stratified towing tank. We have therefore tried to match the principle configuration of the simulations by our experimental setup as will be described in detail in the next section. Some typical results from the experiments will be displayed in section A.2.3. The results from all experiments will be summarized in section A.2.4 and compared to the numerical simulations by VOSPER (2004). Finally our results will be compared to other laboratory experiments, numerical simulations and field observations in section A.2.5.

## A.2.2 Experimental set up

Our experiments were carried out in the fluid dynamical facilities CNRM-GAME (METEO-FRANCE and CNRS) at Toulouse. These consist in part of two towing tanks, a medium size type with length, width and height of  $7\text{ m} \times 0.8\text{ m} \times 0.7\text{ m}$  and a large tank with  $L_t \times W_t \times H_t = 22\text{ m} \times 3\text{ m} \times 1\text{ m}$ . The experiments on wave breaking by EIFF and BONNETON (2000) and of EIFF *et al.* (2005) have been carried out in the same tanks. We therefore keep the description of the facilities short and refer to those papers for details. We also used the same obstacles as in the experiments mentioned above. These consist of Gaussian-shaped obstacles with average slope  $H/L = 0.23$  (see Fig. A.7 and A.8), which do not fill the whole lateral width of the tank in order to minimise upstream blocking. As discussed in EIFF and BONNETON (2000) this lateral confinement of the obstacles does not disturb the essential quasi two-dimensional flow behavior over the major part of the obstacles. The obstacles were towed in an upright position at the bottom of the tank while suspended by thin stainless-steel threads from the towing carriage above the fluid surface (see Fig. A.7). As the obstacles were not mounted on a base plate, a boundary layer could only form on the obstacles surface, as will be discussed in section A.2.5.

Although we used the same setup as EIFF and BONNETON (2000), the main difference is the stratification used in our experiments. Whereas the former used a linear



**Figure A.8:** Stratification setup for the towing tank experiments.

vertical density profile, our stratification consists of a neutral layer below a density jump  $\Delta\rho$  (inversion) at the height  $z_i$  followed by a linear density profile above, as shown in Figure A.8, where  $N$  denotes the Brunt-Väisälä frequency defined as usual by

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}. \quad (\text{A.1})$$

The configuration in Figure A.8 is established by using brines inspired by the numerical simulations of VOSPER (2004) where potential temperature increasing with height is used for the atmospheric situation (see Fig. 2b in Vosper). In accordance with Vosper we can define the following parameters characterizing the flow situation in Figure A.8: Inversion Froude number  $F_i$  defined by

$$F_i = \frac{U}{\sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho_0} z_i}}. \quad (\text{A.2})$$

The second parameter is the non-dimensional obstacle height  $H/z_i$ , where  $z_i$  is the inversion height and  $U$  the towing speed of the obstacle (in Vosper this is equivalent to the constant wind speed above the boundary layer).

Finally the constant  $N$  layer above the inversion might be characterized by the traditional Froude number  $F_r$  as defined by:

$$F_r = \frac{U}{NH}. \quad (\text{A.3})$$

This Froude number is commonly used in laboratory experiments or numerical simulations with constant stratification and will be used here for comparison with such type of experiments.

VOSPER (2004) summarised the results of his simulations in a regime diagram (his Fig. 9), where the observed phenomena (lee waves, rotors, hydraulic jumps) have been classified as a function of parameters, namely the inversion Froude number  $F_i$

Parameter	Large tank	Medium tank
Towing speed $U$ :	6.0 - 22.0 cm s <sup>-1</sup>	2.0 - 12 cm s <sup>-1</sup>
Inversion height $z_i$ :	12 - 29 cm	4 - 11 cm
Density jump $\Delta\rho$ :	20 - 40 kg m <sup>-3</sup>	10 - 35 kg m <sup>-3</sup>
Obstacle height $H$ :	13 cm	3.5 cm
Fluid depth $D$ :	90 cm	60 cm
Stratification $N$ :	1.0 s <sup>-1</sup>	1.0 s <sup>-1</sup>
$H/z_i$ :	0.46 - 1.1	0.31 - 0.95
$F_i$ :	0.29 - 1.1	0.25 - 0.94
$F_r$ :	0.46 - 1.0	0.57 - 3.28
$Re \cdot 10^3$ :	7.8 - 28.6	1.4 - 3.8

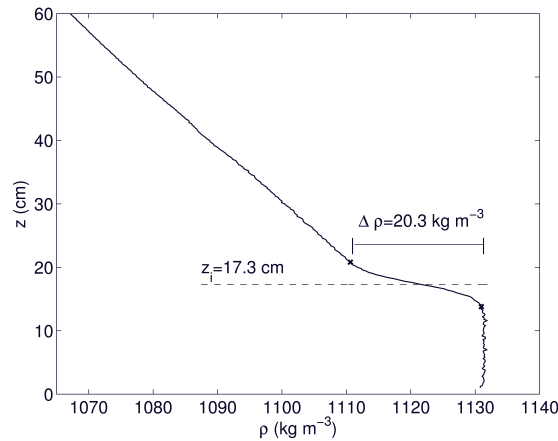
**Table A.2:** Physical parameters used in the experiments.

and the non-dimensional mountain height  $H/z_i$ . In order to match the simulations as closely as possible, the control parameters in the laboratory experiments (towing speed  $U$ , inversion height  $z_i$ , density jump  $\Delta\rho$ , obstacle height  $H$  and stratification above  $z_i$ ) have been matched to fall into the span of  $F_i$  and  $H/z_i$  covered by Vosper ( $F_i = 0.2 - 1.0$ ,  $H/z_i = 0.1 - 1.0$ ). The only difference to the simulations by VOSPER (2004) is the upper layer Froude number  $F_r$  (eq. A.3). As we varied the inversion Froude number  $F_i$  not only by changing  $\Delta\rho$  and  $z_i$  but also by using different towing speeds  $U$ , we obtained  $F_r = 0.4 - 3.2$  in our experiments as compared to  $F_r = 2$  in VOSPER (2004).

Details for the parameters and the related non-dimensional numbers used, including the Reynolds number defined as  $Re = UH/\nu$ , in the medium and the large tank are provided in Table A.2.

In the definition of the inversion Froude number, the inversion strength given by the density jump  $\Delta\rho$  (or the jump in potential temperature  $\Delta\theta$  in Vosper) is supposed to be a discontinuity. But in praxis, this is not possible in the laboratory configuration (nor in the atmosphere), as a sharp interface is always smeared out by diffusion during the filling process, which takes several hours for the large tank. Hence, the vertical density profiles in the tank always exhibit an inversion of finite vertical extend as is shown for one example of such profiles in Figure A.9. In this case, the depth of the inversion layer was about 0.3 times the depth of the neutrally stratified lower layer. The Brunt-Väisälä frequency within the inversion was about 1.5 s<sup>-1</sup> as compared to 1.0 s<sup>-1</sup> in the upper layer. In this figure it is also shown how the inversion strength  $\Delta\rho$  and the inversion height  $z_i$  are defined from the density profile. (We might remark, that also in the simulations by Vosper the inversion had to be stretched over a few vertical grid points. But there the depth of the inversion was only about 5% of the depth of the lower layer as compared to about 30% in the laboratory experiments).

The experiments were performed as follows: after the initial density profile has been established and measured, the obstacle was towed with a prescribed speed  $U$  through the tank. In the large tank the flow established near the obstacle was documented



**Figure A.9:** Example of the vertical density profile in the large tank.

at two observation windows about 15 m from the starting position. By this time, the flow had usually established a steady condition, as determined by a video camera following the flow from the beginning viewed from top at an angle. Within the observation area the flow was documented by streak lines obtained by a still camera and by a particle image velocimetry (PIV), where a continuous 20 W Argon-Ion laser was used as a light source. The images for PIV were obtained by a PCO.2000 CCD camera with 2048 x 2048 pixels resolution. The PIV processing was performed with the software PIVsoft, as described in detail in MEUNIER and LEWEKE (2003) and MEUNIER *et al.* (2004).

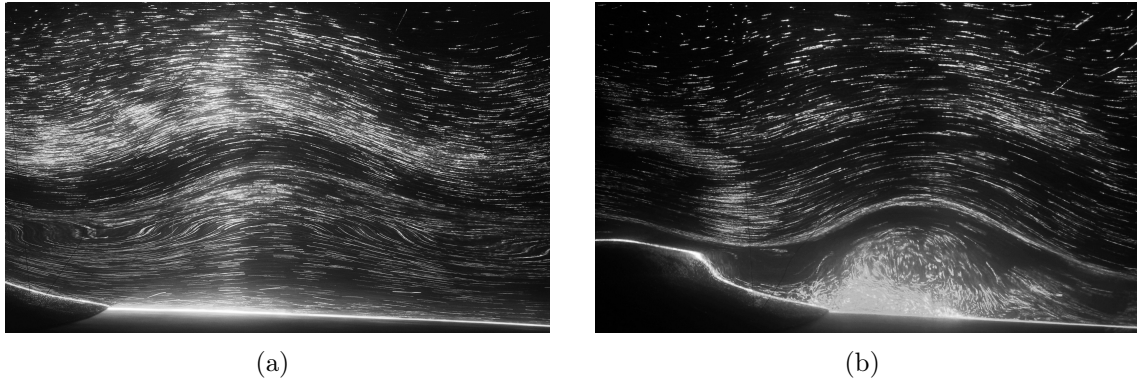
Due to the limited field of view of the PIV-cameras (about 1 m<sup>2</sup>), only the flow in the vicinity of the obstacle has been documented in detail (see next section). But a larger part of the flow field was visualised by a wider angle video camera following the towed obstacle.

The experiments in the medium size tank have been performed in the same way. The difference is in the laser system used for PIV. Here we used a 200 mJ pulsed Nd:YAG laser system. As the laser light was not continuous in this case, we could not make flow visualisations by streaklines as in the large tank.

### A.2.3 Results

Guided by the numerical simulations of VOSPER (2004), 53 experiments for various combinations of the inversion Froude number  $F_i$  and the non-dimensional obstacle height  $H/z_i$  have been performed in the medium tank. These were mainly thought for checking the parameters under which rotors can be observed in the laboratory experiments and also helped us in preparing the experiments in the large tank, which were more complex to set up. Although we also performed PIV measurements for these cases, the results were more qualitative in nature due to the smallness of the obstacle ( $H = 3.5$  cm) and hence the smallness of the rotors formed. Therefore, we present detailed analyses of the rotors flows only for the large towing tank, where the obstacle height of  $H = 13$  cm induced large rotors. The disadvantage of the large tank is the limited number of experiments possible within the limited time of





**Figure A.10:** Streaklines of the flow behind the downstream side of the obstacle. (a)  $H/z_i = 0.46$ ,  $F_i = 0.64$ ,  $Re = 20800$ ,  $F_r = 1.23$  (lee-wave case), (b)  $H/z_i = 1.1$ ,  $F_i = 0.90$ ,  $Re = 23400$ ,  $F_r = 1.38$  (rotor case).

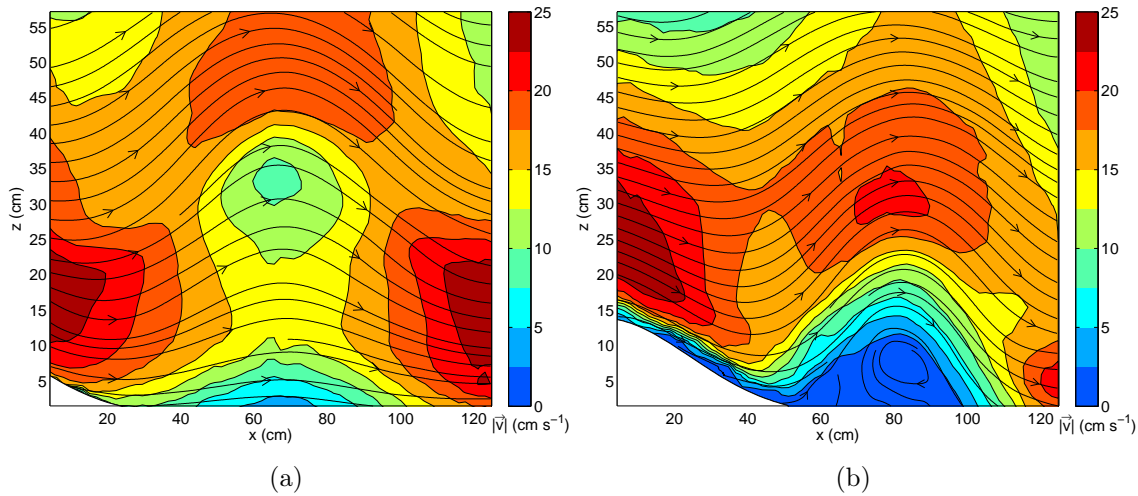
availability of the facility. Hence only 26 experiments have been performed in the large tank. But in the large tank a much higher Reynolds number could be achieved than in the medium tank (see Table A.2), hence the results can be expected to match more closely the atmospheric situation. But even within this limited number of experiments, all flow phenomena described in the simulations by VOSPER (2004) have been found in the laboratory, i.e. lee waves, rotors and hydraulic jumps. The results are summarised in Figure A.15, as discussed later. Here we first present examples for each flow type.

### a) Lee waves

We define this flow configuration by the presence of stationary waves in the lee of the obstacle, but without rotors under the wave crests or wave breaking above. Pure lee waves have been found in the simulations by VOSPER (2004) for a range about  $F_i \leq 0.8$  and  $H/z_i \leq 0.5$ . An example of this type of flow as observed for  $F_i = 0.64$  and  $H/z_i = 0.46$  is shown by streaklines in Figure A.10a. The related velocity field as obtained by PIV is presented in Figure A.11a by streamlines and the velocity field.

### b) Rotors

We define a rotor as a flow situation where there is a counter-rotating vortex behind the obstacle beneath the first wave crest. In the strict sense there should be also a near surface flow toward the obstacle (full rotor) but a stagnant fluid in this region might be also termed as rotor. VOSPER (2004) found rotors for  $F_i = 0.5-0.9$  and  $H/z_i = 0.35-1.0$ . An example of a clear rotor case observed for  $F_i = 0.9$  and  $H/z_i = 1.1$  is shown in Figure A.10b. Contrasting the lee-wave case in Figure A.10a, a vortex structure under the wave crest can clearly be seen as indicated by somewhat chaotic behaviour of the streaklines. This is also evident in the velocity



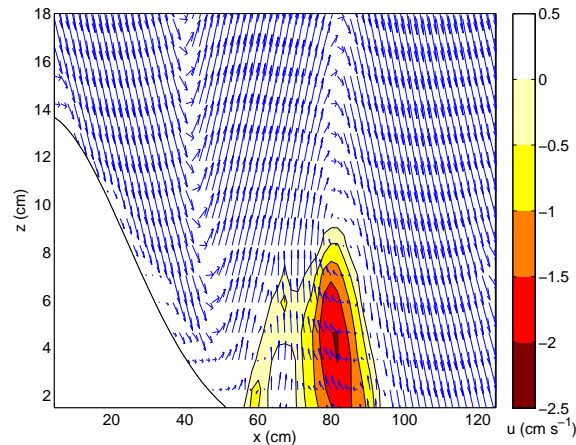
**Figure A.11:** Streamlines and absolute values of the velocity field as obtained by PIV. (a)  $H/z_i = 0.46$ ,  $F_i = 0.64$ ,  $Re = 20800$ ,  $F_r = 1.23$  (lee wave case), (b)  $H/z_i = 1.1$ ,  $F_i = 0.90$ ,  $Re = 23400$ ,  $F_r = 1.38$  (rotor case).

field as obtained by a PIV and shown in Figure A.11b. A clear flow towards the obstacle can be observed in the layer close to the surface, which is even more evident in the zoom in Figure A.12, where the velocity vectors are shown and only the flow component backwards toward the obstacle is coloured. The maximum return flow has a magnitude of about 10% of the towing speed. In other rotor cases, the return flow reached 20% of the incoming flow, which is about the rotor strength in (VOSPER, 2004).

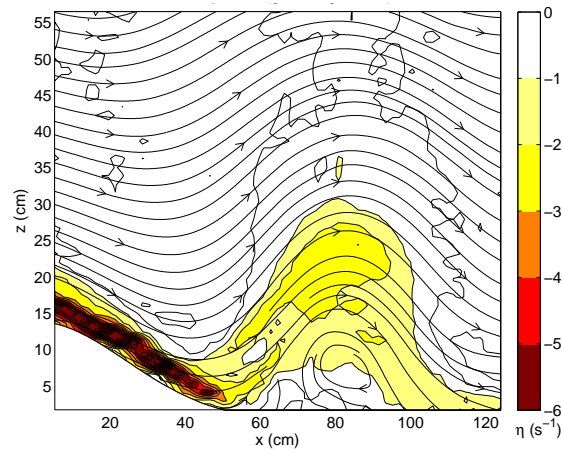
The vorticity component parallel to the obstacle axis has been also obtained from the  $u$  and  $w$  velocity components and is shown in Figure A.13. Besides the strong boundary vorticity due to the strong downslope flow on the lee side of the obstacle, a sweeping of the vorticity into the upper part of the rotor can be observed. This behaviour has also been found in the numerical simulations of DOYLE and DURRAN (2002, 2007) and HERTENSTEIN and KUETTNER (2005) and might explain the strong turbulence observed in the upper part of atmospheric rotors.

### c) Hydraulic jump

Besides lee-waves and rotors, Vosper also observed a flow situation in his numerical simulations, which he termed “hydraulic jump” (see his Figure 8). In this case, the streamlines above the lee side of the mountain steepen very much, leading to a stagnant flow above the inversion layer. This has to be distinguished from the classical hydraulic jump, where streamline steepening is observed in the bottom layer of the flow at some distance behind the obstacle. In the cases described by Vosper, the layer below the inversion flows down the mountain slope at very high speed like in a downslope windstorm. These situations occurred for low Froude numbers  $F_i$  less than 0.4 and non dimensional mountain heights  $H/z_i$  larger than



**Figure A.12:** Close-up of the velocity field of the rotor case shown in Fig. A.11b. The area of backward flow towards the obstacle is shaded.

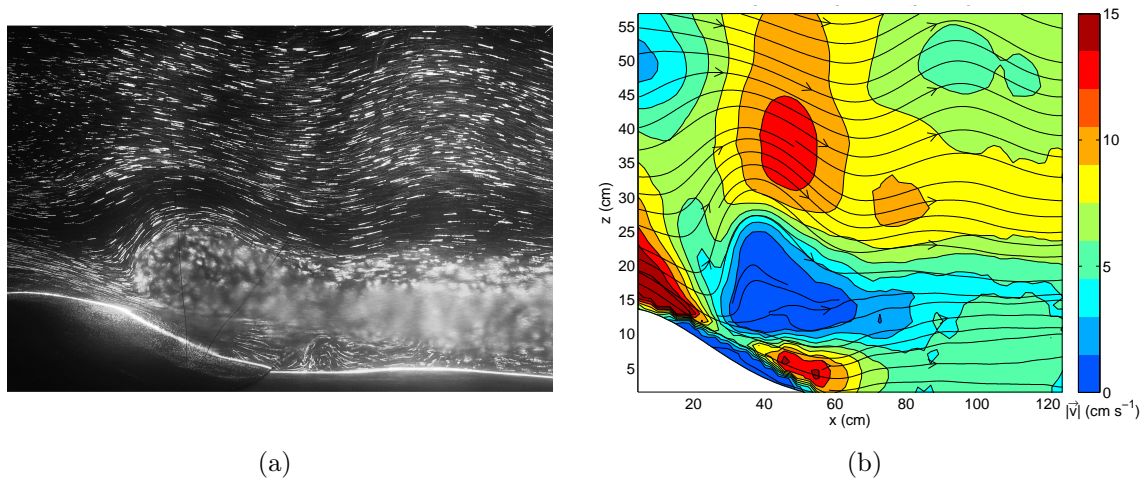


**Figure A.13:** Streamlines and horizontal component of vorticity for the rotor case shown in Fig. A.11b.

0.4 (see his Fig. 9). We did not observe many cases of this type of flow, as our experiments could not cover the whole regime diagram of Vosper. One example of streamline steepening aloft with a layer of reduced velocity has been observed for the case  $F_i = 0.37$  and  $H/z_i = 0.65$  in our experiments. This is shown in Figure A.14.

#### A.2.4 Summary of the experiments

In total, 26 experiments have been performed in the large towing tank and other 53 experiments in the medium size tank of CNRM-GAME (METEO-FRANCE and CNRS) for various combinations of internal Froude number  $F_i$  and non-dimensional mountain height  $H/z_i$ . The results can be summarised in a regime diagram similar to figure 9 of VOSPER (2004) as shown in Figure A.15. Rotor cases as observed in the medium size tank are also plotted for combinations of  $F_i$  and  $H/z_i$  not available for the large tank. In this diagram, the results obtained by Vosper are also indicated. Although the regime boundaries in the experiments do not coincide exactly with

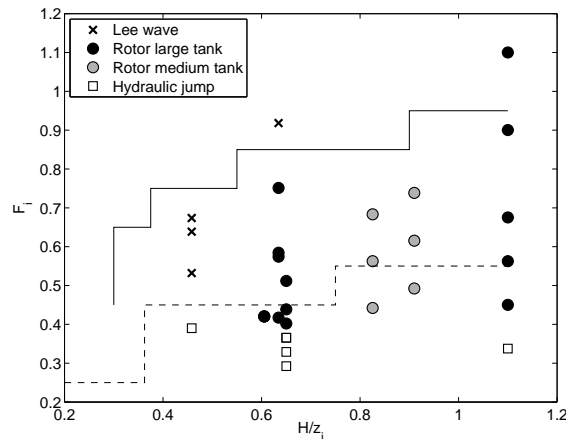


**Figure A.14:** Observations for the hydraulic jump type of flow for  $H/z_i = 0.65$ ,  $F_i = 0.37$ ,  $Re = 13000$  and  $F_r = 0.77$ . (a) Streaklines, (b) Streamlines and velocity field as in Figs. A.10 and A.11.

those of the numerical experiments, we have obtained similar flow configurations for similar parameter combinations  $F_i$  and  $H/z_i$ . Some of the differences could be explained by the fact, that the Froude number characterising the flow above the inversion was kept constant as  $F_r = 2$  in the simulations, whereas in the experiments it varied between  $F_r = 0.46 - 3.2$ . This will have some influence of the general wave behaviour above the inversion layer and hence possibly on the rotor formation in the boundary layer. Another difference is the obstacle slope, which is steeper in the experiments ( $H/L = 0.23$ ) than in the simulations ( $H/L = 0.08$ ). But this difference seems to play no major role concerning the phenomena observed in the simulations and in the experiments as the regime diagrams (Fig. A.15) are quite similar. There might be of course differences in flow fields even when scaled properly because of the different slopes, but an exact agreement between both methods can not be expected anyhow.

Another feature which is not exactly the same in experiments and simulations is concerned with the upstream profiles. Whereas the stratification is quite similar in both cases, the velocity profile could not be matched. In the simulations, some wind shear below the mountain is already established in the upstream profile far away from the mountain. In contrast, a boundary layer with velocity shear can develop only at the surface of the moving obstacle in the laboratory experiments. Although we were not able to measure the velocity profile above the obstacle it might be possible, that the developing boundary layer was not as deep as the comparable boundary layer in the numerical simulations.

All these principle differences between numerical simulations and laboratory experiment will contribute to the observed scatter of the observed flow phenomena in the regime diagrams of VOSPER (2004; his figure 9) and our experiments (Fig. A.15). But despite these differences, the experiments have captured the main physics of the rotor simulations that an elevated inversion above the mountain top is favourable



**Figure A.15:** Flow regimes as observed in the experiments as depending on the inversion Froude number  $F_i$  and the non-dimensional obstacle height  $H/z_i$ . The flow regimes as obtained in the numerical simulations of VOSPER (2004) are also indicated as follows: Solid line separates lee waves from rotors, dashed line separates rotors from hydraulic jumps.

for rotor formation. For certain combinations of  $F_i$  and  $H/z_i$  the rotor in the experiments, once formed, was very pronounced and stable throughout the duration of the tows. Hence our limited laboratory experiments confirmed clearly the formation of boundary layer rotors beneath the first crest of the trapped lee waves behind the obstacle, as was found in various numerical simulations for certain combinations of inversion Froude number  $F_i$  and non dimensional mountain height  $H/z_i$ .

## A.2.5 Discussion

### Some rotor properties

The results presented in section A.2.3 and A.2.4 have shown, that the same flow phenomena (waves, rotors, hydraulic jumps) have been observed under similar conditions in the experiments and in the numerical simulations. A detailed comparison concerning more quantitative results like strength, dimensions or turbulence properties of rotors is presently undertaken and will be published in a forthcoming paper. In order to get some impression on the rotor properties in our experiments we present some more details on the rotor case shown in Figures A.11-A.13.

As already mentioned, the velocity fields presented in Figures A.11-A.13 are averaged over some time interval. As the rotor is not steady but is undergoing some fluctuations in strength and location during the experiment, instantaneous velocity fields obtained by PIV will exhibit also stronger rotors. For the mean flow fields in Figures A.11 and A.12, the maximum return flow is about 10% of the free stream flow. But at single times, return flow strength of 30% have been observed. Among the rotor cases observed for other combinations of  $F_i$  and  $H/z_i$  (see Fig. A.15), some strong rotors have been found with return flow strength up to  $0.8U$  which is quite similar to results in the numerical simulations by DOYLE and DURRAN (2002).

Concerning possible risks for aviation, wind shear and vorticity in rotor flows will be of more interest. In order to compare the results from the laboratory experiments

to simulations or observations of atmospheric rotors, one has to scale these properly. For wind shear and vorticity we propose to scale these with  $z_i U^{-1}$ , i.e. the fraction of inversion height to free stream velocity. The maximum vorticity  $\eta$  for the averaged rotor in Figure A.13 is about  $2 \text{ s}^{-1}$  or  $\eta z_i U^{-1} = 1.5$ . For some strong rotor cases mentioned above the normalized vorticity was up to 4.6. This has to be compared with the results by Vosper, who obtained  $\eta = 0.04 \text{ s}^{-1}$  or  $\eta z_i U^{-1} = 3.2$ . HERTENSTEIN and KUETTNER (2005) found also a value of about 3 for the scaled vorticity.

For practical purposes, i.e risk to aviation, it is more convenient to provide data on vertical wind shear  $\Delta u / \Delta z$ , which are easily obtained by wind profilers or similar devices. For the mean wind field, as displayed in Fig. A.11b, we obtain non-dimensional velocity shear (scaled like vorticity by  $z_i U^{-1}$ ) of about 0.7 in the upper part of the rotor. For instantaneous velocity fields non-dimensional shear was up to 1.5. In strong rotors, normalized shear up to 5.3 has been found. We could compare these shear values to those observed in a rotor by DARBY and POULOS (2006) by means of Doppler Lidar. They observed typical wind shear of  $0.01 \text{ s}^{-1}$  in the upper part of the rotor, but extreme values of  $0.02 \text{ s}^{-1}$  have also been observed. If scaled in the same manner like for the laboratory experiments, the non-dimensional wind shear in these observations were between 2 and 4.

From these preliminary comparison with simulated and observed rotors one could conclude, that rotors observed in the laboratory experiments have similar properties like those observed in the atmosphere. The method of PIV now allows for further detailed analysis of the laboratory rotors including turbulent velocity fluctuations, which could then be compared to results from field experiments like T-REX.

## Comparison with other laboratory experiments

As mentioned in the introduction, we are not aware of systematic laboratory experiments on mountain induced rotors. Nevertheless in some of the previous experiments aiming on mountain waves, rotor-like features have been found. In the classical paper by LONG (1955) there are some rotor-like features behind the towed obstacles (e.g. his Fig. 7). These might be related to the fact, that the density profile displayed a kind of inversion after some tows (see his Fig. 4) and hence comes closely to our configuration with elevated inversions (see Fig. A.8), which is one possible way of creating conditions which are conducive to trapped lee waves with possible rotor formation. The often cited paper by BAINES and HOINKA (1985) mentions stagnant patches or rotors in the boundary layer below the lee waves (see their Fig. 9) which have similarities to the rotors in our experiments. These occurred for Froude numbers  $F_r \lesssim 0.7$ , but the authors did not investigate these features further. In the experiments by LEE *et al.* (1987), similar separation zones as in BAINES and HOINKA (1985) might be identified in their Figure 8, but again this phenomenon was not discussed in detail.

Some indications of rotor formation in the boundary layer behind obstacles can be also found in experiments on gravity wave breaking by ROTTMAN and SMITH (1987, Fig. 3), CASTRO and SNYDER (1993, Fig. 2) or EIFF and BONNETON (2000, Fig.

4). In these experiments, rotating and reversed flow in the lee of the obstacle below regions of elevated wave breaking has been observed. This occurred for  $F_r \lesssim 0.6$  whereas for larger Froude numbers, like in our experiments, only lee waves were observed. In these experiments a linear density profile (constant  $N$ ) was used in contrast to the configuration described here.

Finally, we can compare our results with laboratory experiment performed in the same tank with the same obstacles by EIFF and BONNETON (2000) and EIFF *et al.* (2005). These authors used density profile with constant Brunt-Väisälä frequency  $N = 1 \text{ s}^{-1}$  as compared to the three layer configuration in our case (see Figs. A.8 and A.9). But we can compare the Froude numbers as defined in (A.3) for the experiments. Eiff and Bonneton run their experiments for  $F_r = 0.6, 1.0, 1.2$ . For the cases with  $F_r = 1.0$  and  $1.2$  only lee waves were observed (see their Fig. 4). In our experiments however, rotors were observed for these Froude numbers. This points out the importance of the existence of an elevated inversion below a layer of constant Brunt-Väisälä frequency  $N$  for rotor formation. For the case  $F_r = 0.6$ , Eiff and Bonneton observed wave breaking aloft the obstacle with some kind of rotor-like flow on the lee side of the obstacle, like in the experiments by other groups for similar Froude numbers as mentioned above.

### Comparison with numerical simulations

Numerical simulations on rotor flows have already been discussed in section A.2.1. A detailed comparison of our experiments with the simulations has been provided in section A.2.4. Here, we might point out a principle difference between numerical simulations and laboratory experiments on mountain waves which is concerned with the upper boundary conditions. In numerical models a radiation condition or a damping layer (as in VOSPER, 2004) is applied at the top of the computational domain in order to avoid wave reflection from the upper boundary. In our laboratory experiments, the upper boundary is a free surface which acts like a rigid lid. Hence wave reflection is possible and one could obtain trapped lee waves even for cases with constant Brunt-Väisälä frequency.

The problem of a finite depth  $D$  in laboratory experiments has been discussed in BAINES (1977, 1979) and CASTRO and SNYDER (1993). Besides the standard Froude number as defined in equation (A.3) there is now an additional control parameter  $H/D$  in the problem. It has been shown that for cases with  $H/D$  smaller than 0.15, the upper free surface has no influence on the wave pattern and the experiments could be considered as taking place in an infinite fluid layer. For our experiments we have  $H/D = 0.06$  in the medium tank and  $H/D = 0.14$  in the large tank. Hence we can expect, that trapped mountain waves in our experiments are not induced by the free fluid surface but induced by the inversion layer.

### The role of the boundary layer

Concerning the physical mechanism of rotor formation in stratified environments there seems to be consensus, that rotors form due to an interaction of trapped mountain waves and the atmospheric boundary layer. The mountain waves induces

adverse pressure gradients which leads to flow deceleration and boundary layer separation under the wave crests (e.g. JIANG *et al.*, 2007; VOSPER *et al.*, 2006). The importance of boundary layer processes in rotor formation was stressed by various numerical simulations (e.g. DOYLE and DURRAN 2002, 2007; VOSPER, 2004) by comparing simulations with free-slip against no-slip lower boundary conditions. Although rotor-like features were also obtained in special cases for free-slip conditions, rotors in the boundary layer under the wave crests were predominantly found in cases with no-slip conditions and full boundary layer physics.

The role of boundary layer separation in rotor formation is not easily analysed from our laboratory experiments. As mentioned in section A.2.2, the obstacle is not mounted on a base plate but is fixed by strings to the carriage above the fluid level with its base about 5 mm above the floor of the towing tank. When the obstacle is towed through the stratified fluid, a boundary layer starts to develop at the upstream edge of the obstacle like in the classical case of a flat plate. If we adopt the well known results for this case to our experiments (e.g. OERTEL, 2004) the thickness of the boundary layer would be about 1 cm at the downstream edge of the obstacle, which is at  $L = 114$  cm from the upstream side. The boundary layer above the obstacle is expected to be laminar, as the Reynolds number at the end of the obstacle ( $Re = UL/\nu$ ) is about  $Re = 2 \cdot 10^5$  for typical towing speeds of  $15 \text{ cm s}^{-1}$ . This is below the critical Reynolds number of  $5 \cdot 10^5$  for transition to turbulence (OERTEL, 2004). In the waves of rotor formation there will be turbulence after boundary layer separation from the obstacle.

## A.2.6 Conclusions

We have presented some laboratory experiments on the problem of mountain-induced rotors. These were guided by recent numerical simulations by VOSPER (2004) which suggest that an elevated temperature inversion above the mountain top is favourable for rotor formation. This kind of stratification was consequently used in the laboratory experiments. The stratification differs from earlier experiments on lee waves (e.g. LONG, 1955; BAINES and HOINKA, 1985; ROTTMAN and SMITH, 1987; CASTRO and SNYDER, 1993; EIFF and BONNETON, 2000), where a constant density gradient (constant Brunt-Väisälä frequency) had been used in stratified towing tanks.

The relevant parameters for the experimental set up, the inversion Froude number  $F_i$  and the non-dimensional mountain height  $H/z_i$ , were chosen to match the same parameters as used in the numerical simulations. Although the number of experiments in the tanks were limited we were able to observe the typical features like rotors, lee waves and hydraulic jumps as found by VOSPER (2004). The velocity field in the rotors, as obtained by the PIV method, showed stagnant fluid or recirculating flow beneath the first crest of the lee wave. Another feature is the sweeping of vorticity from the downslope boundary layer flow into the upper parts of the rotor, as has been also obtained in the numerical simulations of DOYLE and DURRAN (2002, 2007) and HERTENSTEIN and KUETTNER (2005). Although we could not simulate the effect of vertical wind shear in the upstream profile on rotor formation, as in the



simulations of the last mentioned authors, we have shown, that the existence of an elevated inversion is favourable for rotor formation. This has been found also in the field observations of rotors on the Falkland Islands by MOBBS *et al.* (2005).

The large field campaign T-REX (GRUBIŠIĆ, DOYLE *et al.*, 2008) took place in 2006. Thus, T-REX provided a wealth of new data on the rotor problem. Perhaps some features of our simple laboratory experiments will be also observed in the T-REX rotor cases, helping in the interpretation of the much more complicated field data.

In this paper, we have focused on the comparison of flow regimes as observed in our laboratory experiments with the results of the numerical simulations by VOSPER (2004). With respect to rotor formation we have presented only one case in detail here. In total, 14 rotor cases have been observed in the large tank and other 28 cases in the medium tank. In order to provide a broader data base for comparison of the experiments with numerical simulations and field experiments on rotor formation, we are currently performing further evaluation of the data as obtained by the PIV method. This will include information on size and strength of rotors with special emphasis on vorticity and shear, as the latter might be relevant with respect to aviation safety.

Some special experiments have been performed with a base plate attached to the downstream edge of the towed obstacle in the medium tank. These might provide some clues on the role of boundary layer friction on rotor formation in laboratory experiments as has been discussed for numerical simulations in various papers. The results of current data analysis of the rotor cases will be published in a forthcoming paper.

### **Acknowledgements**

The experiments have been performed within the EU framework HYDRALAB III under grant 022441(RII3). We thank B. Beaudoin, J-C. Boulay, J.-C. Canonici, M. Morera, S. Lassus Pigat and H. Schaffner of the mechanics laboratory of CNRM-GAME (METEO-FRANCE and CNRS) in Toulouse for their kind support during the experiments. The constructive comments of two reviewers helped very much to improve the manuscript.



# Literaturverzeichnis

**Arakawa, A., V. R. Lamb, 1977:** Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. — J. Chang, Hg., Academic Press, Seiten 173–265.

**Baines, P. G., 1977:** Upstream influence and Long's model in stratified flows. — *J. Fluid Mech.*, **82**, 147–157.

**Baines, P. G., 1979:** Observations of stratified flow over two-dimensional obstacles in fluid of finite depth. — *Tellus* *31*, **31**, 351–371.

**Baines, P. G., 1995:** *Topographic effects in stratified flows*. — Cambridge University Press, 482 Seiten.

**Baines, P. G., K. Hoinka, 1985:** Stratified flow over two-dimensional topography in fluid of infinite depth: A laboratory simulation. — *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1614–1629.

**Böhme, T., 2006:** Zur Entstehung kleinräumiger, kohärenter Bodendrucksignaturen über der Norddeutschen Tiefebene. — Dissertation Leibniz Universität Hannover, 124 Seiten.

**Castro, I. P., W. H. Snyder, 1993:** Experiments on wave breaking in stratified flow over obstacle. — *J. Fluid Mech.*, **225**, 195–211.

**Chorin, A. J., 1968:** Numerical solution of the Navier-Stokes equations. — *Math. Comput.*, **22**, 745–762.

**Clark, T. L., W. D. Hall, R. M. Kerr, D. Middleton, L. Radke, F. M. Ralph, P. J. Neiman, D. Levinson, 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**, 1105–1131.

**Darby, L. S., G. Poulos, 2006:** The evolution of mountain wave/rotor activity in the lee of Pike's Peak under the influence of a cold frontal passage: Implications for aircraft safety. — *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 2857–2876.

**Deardorff, J. W., 1980:** Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 495–527.

**Doyle, J. D., D. R. Durran, 2002:** The dynamics of mountain-wave-induced rotors. — *J. Atmos. Sci.*, **59**, 86–201.

- Doyle, J. D., D. R. Durran, 2004:** Recent developments in the theory of atmospheric rotors. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**, 337–342.
- Doyle, J. D., D. R. Durran, 2007:** Rotor and sub-rotor dynamics in the lee of three-dimensional terrain. — *J. Atmos. Sci.*, **64**, 4202–4221.
- Doyle, J. D., V. Grubišić, W. O. J. Brown, S. F. J. D. Wekker, A. Dornbrack, Q. Jiang, S. D. Mayor, M. Weissmann, 2009:** Observations and numerical simulations of subrotor vortices during T-REX. — *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1229–1249.
- Durran, D. R., 1990:** Mountain waves and downslope winds. — Meteorological Monographs, 23, Amer. Meteor. Soc., Boston, 59–81.
- Durran, D. R., 1999:** *Numerical methods for wave equations in geophysical fluid dynamics*. — Springer-Verlag, New York, erste Aufl., 465 Seiten.
- Dörnbrack, A., R. Heise, J. P. Kuettner, 2006:** Wellen und Rotoren. — *promet*, **32**, 18–24.
- Eiff, O., F. Huteau, J. Tolu, 2005:** High Reynolds-number orographic wave-breaking experiments. — *Dyn. Atmos. Oceans*, **40**, 71–89.
- Eiff, O. S., P. Bonneton, 2000:** Lee-wave breaking over obstacles in stratified flow. — *Phys. Fluids*, **12**, 1073–1086.
- Etling, D., 2002:** *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. — Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York, zweite Aufl., 354 Seiten.
- Foldvik, A., 1962:** Two-dimensional mountain waves - a method for the rapid computation of lee wavelengths and vertical velocities. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **88**, 271–285.
- Fröhlich, J., 2006:** *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. — Teubner, Wiesbaden, erste Aufl., 416 Seiten.
- Glickmann, T. S., 2000:** *Glossary of Meteorology*. — Amer. Meteor. Soc., Boston, 855 Seiten.
- Grubišić, V., L. Armi, J. P. Kuettner, S. J. Haimov, L. Oolman, R. R. Damiani, B. J. Billings, 2006:** Atmospheric rotors: Aircraft in situ and cloud radar measurements in T-REX. — AMS 12th Mountain Meteorology Conference, Santa Fe, Amer. Meteor. Soc., 6 Seiten.
- Grubišić, V., B. J. Billings, 2007:** The intense lee-wave rotor event of Sierra Rotors IOP8. — *J. Atmos. Sci.*, **64**, 4138–4201.
- Grubišić, V., J. D. Doyle, et al., 2008:** The terrain-induced rotor experiment: A field campaign overview including observational highlights. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89**, 1513–1533.

- Grubišić, V., J. D. Doyle, J. Kuettner, G. S. Poulos, C. D. Whiteman, 2004:** T-REX: Terrain-Induced Rotor Experiment. Science Overview Document and Experiment Design. — [http://www.eol.ucar.edu/projects/trex/documents/TREX\\_SOD.pdf](http://www.eol.ucar.edu/projects/trex/documents/TREX_SOD.pdf), 77 Seiten.
- Grubišić, V., J. M. Lewis, 2004:** Sierra Wave Project revisited: 50 years later. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**, 1127–1142.
- Gryschka, M., 2010:** Untersuchungen zur Entwicklung von Rollenkonvektion in Kaltluftausbrüchen mittels Grobstruktursimulationen. — Dissertation Leibniz Universität Hannover, 103 Seiten.
- Heinze, R., 2009:** Large-Eddy Simulation von K‘arm‘anschen Wirbelstraßen in der atmosphärischen Grenzschicht. — Diplomarbeit Leibniz Universität Hannover, 81 Seiten.
- Hertenstein, R. F., 2009:** The influence of inversion on rotors. — *Mon. Wea Rev.*, **137**, 433–446.
- Hertenstein, R. F., J. P. Kuettner, 2005:** Rotor types associated with steep lee topography: influence of the wind profile. — *Tellus Series A*, **57**, 117–135.
- Hill, M., R. Calhoun, H. J. S. Fernando, A. Dornbrack, M. Weissmann, G. Mayr, R. Newsom, 2010:** Coplanar doppler lidar retrieval of rotors from T-REX. — *J. Atmos. Sci.*, **67**, 713–729.
- Jiang, Q., J. D. Doyle, S. Wang, R. B. Smith, 2007:** On boundary layer separation in the lee of mesoscale topography. — *J. Atmos. Sci.*, **64**, 401–420.
- Jiang, Q. F., J. D. Doyle, R. B. Smith, 2006:** Interaction between trapped waves and boundary layers. — *J. Atmos. Sci.*, **63**, 617–633.
- Klemp, J. B., D. K. Lilly, 1975:** The dynamics of wave-induced downslope winds. — *J. Atmos. Sci.*, **32**, 320–339.
- Knigge, C., 2008:** Laborexperimente zur Entstehung von Gebirgsrotoren. — Diplomarbeit Leibniz Universität Hannover, 72 Seiten.
- Knigge, C., D. Etling, A. Paci, O. Eiff, 2010:** Laboratory experiments on mountain-induced rotors. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 442–450.
- Kuettner, J., 1938:** Moazagotl und Föhnwelle. — *Betr. Phys. Atmos.*, **25**, 79–114.
- Kuettner, J., 1939:** Zur Entstehung der Föhnwelle. — *Beitr. Phys. Atmos.*, **25**, 251–299.
- Kuettner, J., 1959:** The rotor flow in the lee of mountains. — *Geophysics Research Directorate (GRD) Research Notes 6, AFCRC-TN-58-626, Air Force Cambridge Reserch Center, USA*, 20 Seiten.

- Lee, J. T., R. E. Lawson, G. L. Marsh, 1987:** Flow visualisation experiments for stably stratified flow over ridges and valleys. — *Meteorol. Atmos. Phys.*, **37**, 183–194.
- Letzel, M. O., 2007:** High resolution large-eddy simulation of turbulent flow around buildings. — Dissertation Leibniz Universität Hannover, 108 Seiten.
- Lighthill, J., 1978:** *Waves in Fluids*. — Cambridge University Press, Cambridge, erste Aufl., 504 Seiten.
- Lilly, D. K., 1978:** A severe downslope windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave. — *J. Atmos. Sci.*, **35**, 59–77.
- Long, R. R., 1955:** Some aspects of the flow of stratified fluids: III. Continuous density gradients. — *Tellus*, **7**, 341–357.
- Lyra, G., 1943:** Theorie der stationären Leewellenströmung in freier Atmosphäre. — *Z. angew. Math. Mech.*, **23**, 1–28.
- Meunier, P., T. Leweke, 2003:** Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry. — *Exp. Fluids*, **35**, 408–421.
- Meunier, P., T. Leweke, R. Lebescond, B. van Aulhem, 2004:** DPIVsoft User guide. — Institut de Recherches sur les Phénomènes Hors Equilibre, Universités Aix-Marseille I et II, 27 Seiten.
- Mobbs, S. D., S. B. Vosper, P. F. Sheridan, R. Cardoso, R. R. Burton, S. J. Arnold, M. K. Hill, V. Horlacher, A. M. Gadian, 2005:** Observations of downslope winds and rotors in the Falkland Islands. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **131**, 329–351.
- Nappo, C. J., 2002:** *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*. — Academic Press, San Diego, 276 Seiten.
- Neimann, P. J., R. J. Hardesty, M. A. Shapiro, R. E. Cupp, 1988:** Doppler lidar observations of a downslope windstorm. — *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 2265–2275.
- Oertel, H., 2004:** *Prandtl's essentials of fluid mechanics*. — Springer, New-York, zweite Aufl., 715 Seiten.
- Paci, A., 2008:** Persönliche Mitteilungen, CNRM, Meteo-France, Toulouse.
- Patrinos, A. A. N., A. L. Kistler, 1977:** A Numerical study of the Chicago lake breeze. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **12**, 93–123.
- Piacsek, S. A., G. P. Williams, 1970:** Conservation properties of convection difference schemes. — *J. Comp. Phys.*, **6**, 392–405.
- Raasch, S., D. Etling, 1998:** Modeling deep ocean convection: Large eddy simulation in comparison with laboratory experiments. — *J. Phys. Oceanog.*, **28**, 1786–1802.

- Raasch, S., M. Schröter, 2001:** PALM – A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. — *Meteorol. Z.*, **10**, 363–372.
- Ralph, F. M., P. J. Neiman, T. L. Keller, D. Levinson, L. Fedor, 1997:** Observations, simulations and analysis of nonstationary trapped lee waves. — *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1308–1333.
- Rottman, J. W., R. B. Smith, 1987:** A laboratory model of severe downslope windstorms. — *Tellus*, **41A**, 401–415.
- Sagaut, P., 2006:** *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. — Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, dritte Aufl., 556 Seiten.
- Schönwiese, C. D., 1985:** *Praktische Statistik für Meteorologe und Geowissenschaftler*. — Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 231 Seiten.
- Schröter, M., 2003:** Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grubstrukturmodells. — Dissertation Leibniz Universität Hannover, 119 Seiten.
- Schumann, U., 1975:** Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. — *J. Comp. Phy.*, **18**, 376–404.
- Scinocca, J. F., W. R. Peltier, 1989:** Pulsating downslope winds. — *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2885–2914.
- Scorer, S., 1949:** Theory of waves in the lee of mountains. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **75**, 41–56.
- Sheridan, P. F., S. B. Vosper, 2006:** A flow regime diagram for forecasting lee waves, rotors and down slope winds. — *Meteorological Applications*, **13**, 179–195.
- Smith, C. M., E. D. Skyllingstad, 2009:** Investigation of upstream boundary layer influence on mountain wave breaking and lee wave rotors using a large-eddy simulation. — *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3147–3164.
- Smith, R. B., 1979:** The influence of mountains on the atmosphere. — *Adv. Geophys.*, **21**, 87–230.
- Smith, R. B., 1987:** Aerial observations of the Yugoslavian Bora. — *J. Atmos. Sci.*, **44**, 269–297.
- Smith, R. B., 1989:** Hydrostatic airflow over mountains. — *Adv. Geophys.*, **31**, 1–41.
- Stull, R. B., 1988:** *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. — Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, New York, 482 Seiten.
- Vosper, S. B., 2004:** Inversion effects on mountain lee waves. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 1723–1748.

**Vosper, S. B., P. F. Sheridan, A. R. Brown, 2006:** Flow separation and rotor formation beneath two-dimensional trapped lee waves. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **132**, 2415–2438.



# Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Dieter Etling für die Betreuung und Begutachtung der Arbeit bedanken.

Olivier Eiff, Alexandre Paci und den Mitarbeitern des CNRM-GAME (Météo-France/CNRS) Bernard Beaudin, Jean-Claude Boulay, Jean-Christophe Canonici, Mireille Morera, Serge Lassus Pigat und Hervé Schaffner gilt besonderer Dank für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente. Alexandre Paci danke ich auch dafür, dass er mir nach der Zeit in Toulouse stets bei meinen Fragen weiterhelfen konnte. Ebenfalls für die Unterstützung bei den Experimenten möchte ich Micha Gryscha danken.

Für die Unterstützung bei den numerischen Simulationen mit PALM möchte ich Herrn Prof. Dr. Siegfried Raasch und Rieke Heinze danken. Ein weiteres Dankeschön gilt Herrn Prof. Dr. Siegfried Raasch für die gebotene Möglichkeit, die vorliegende Arbeit in seiner Arbeitsgruppe am Institut zu beenden.

Ein großes Dankeschön für die Durchsicht und Anregungen sowie wertvolle Hinweise zur Arbeit geht an Tim Böhme und meine Frau Sara.

Meinen Kollegen und (ehemaligen) Kommilitonen danke ich für die nette gemeinsame Zeit und angenehme Arbeitsatmosphäre am Institut.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie für die Unterstützung während des gesamten Studiums bedanken.

Die Durchführung dieser Arbeit wurde durch die Forschungsinitiative HYDRALAB III, Nr. 022441 (RII3) im Rahmen des 6. Rahmenprogramms der EU ermöglicht.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Christoph Knigge  
Geburtsdatum: 09. April 1982  
Geburtsort: Hannover  
Familienstand: Verheiratet, 2 Kinder

## Bildungsweg

1988 - 1992: Grundschule Hoffmann von Fallersleben, Hannover  
1992 - 1994: Orientierungsstufe Rehmerfeld, Hannover  
1994 - 2001: Käthe Kollwitz Gymnasium, Hannover  
Juni 2001: Abitur  
2001 - 2002: Zivildienst bei der gemeinnützigen Gesellschaft für integrative Behindertenarbeit, Hannover  
Oktober 2002: Studienbeginn im Fach Meteorologie an der Leibniz Universität Hannover  
April 2005: Vordiplom Meteorologie  
September 2007: Beginn der Diplomarbeit mit dem Thema „Laborexperimente zur Entstehung von Gebirgsrotoren“  
Oktober 2008: Diplom im Fach Meteorologie  
seit Oktober 2008: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Leibniz Universität Hannover

## Veröffentlichung

Knigge C, Etling D, Paci A, Eiff O. 2010: Laboratory experiments on mountain-induced rotors, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 442–450.