

Sensitivität des konvektiven Niederschlags über Korsika in Abhängigkeit von Schichtungs- und Anströmbedingungen

Diplomarbeit im Fach Meteorologie
vorgelegt von

Jutta Metzger

Juli 2013



INSTITUT FÜR METEOROLOGIE UND KLIMAFORSCHUNG
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT)

Referent:

Prof. Dr. Christoph Kottmeier

Korreferent:

PD Dr. Michael Kunz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen zur Konvektion und Konvektionsauslösung	7
2.1	Die atmosphärische Grenzschicht	7
2.2	Statische Stabilität	7
2.3	Konvektion und konvektiver Niederschlag	9
2.3.1	Konvektionsrelevante Parameter	10
2.4	Thermische Windsysteme	12
2.4.1	Land- und Seewindsysteme	12
2.4.2	Hang- und Talwinde	14
2.5	Geländeinduzierte Strömungen	15
3	Methode und Daten	19
3.1	Das COSMO - Modell	19
3.1.1	Grundgleichungen	19
3.1.2	Modellkonfiguration	22
3.2	Vertikalprofile zur Modellinitialisierung	23
3.2.1	Referenzprofil	24
3.2.2	Vertikalprofil mit bodennaher Labilisierung (Erste Variation)	25
3.2.3	Vertikalprofil mit verringertem Sättigungsdefizit (Zweite Variation)	25
3.3	Übersicht der Modellläufe	26
4	Ergebnisse	29
4.1	Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1}	30
4.1.1	Strahlungseinstellung 00 UTC	30
4.1.2	Strahlungseinstellung 07 UTC	30
4.1.3	Strahlungseinstellung 12 UTC	33
4.1.3.1	Referenzläufe	33
4.1.3.2	Läufe mit bodennaher Labilisierung des Vertikalprofils (Erste Variation)	35
4.1.3.3	Läufe mit verringertem Sättigungsdefizit (Zweite Variation)	38
4.2	Anströmgeschwindigkeit von 2 m s^{-1}	43

4.2.1	00 UTC	43
4.2.2	07 UTC	43
4.2.3	12 UTC	45
4.2.3.1	Referenzläufe	45
4.2.3.2	Läufe mit bodennaher Labilisierung des Vertikalprofils (Erste Variation)	48
4.2.3.3	Läufe mit verringertem Sättigungsdefizit (Zweite Variation)	52
4.3	Synthese	53
5	Zusammenfassung	57
	Abbildungsverzeichnis	61
	Tabellenverzeichnis	63
	Literaturverzeichnis	64

1. Einleitung

Im Sommer und Herbst kommt es im westlichen Mittelmeerraum häufig zu Starkniederschlägen. Dadurch werden oft Sturzfluten und Erdrutsche ausgelöst, die schwere Schäden verursachen und das Leben der Menschen in dieser Region beeinflussen. Es ist deshalb wichtig die Prozesse, die zu diesen Ereignissen führen, zu verstehen und richtig vorherzusagen. Insbesondere nachdem die Untersuchungen von Alpert et al. (2002) gezeigt haben, dass sich die Häufigkeit von Starkniederschlägen mit einer Niederschlagsmenge über 128 mm d^{-1} in Italien seit 1950 vervierfacht hat und die Häufigkeit von Niederschlagsereignissen mit einer Niederschlagsmenge über 32 mm d^{-1} von 23% auf 32% angestiegen ist. Ähnliche Ergebnisse erhielten auch Homar et al. (2009) für die balearischen Inseln, wo Starkniederschläge zugenommen, Ereignisse mit moderater Niederschlagsmenge jedoch abgenommen haben.

Starkniederschläge werden meist durch großskalige Systeme wie Mittelmeerzyklonen mit eingelagerter hochreichender Konvektion oder durch mesoskalige konvektive Systeme ausgelöst (z. B. Bech et al., 2011; Cohuet et al., 2011). Diese hochreichende Konvektion wird häufig durch thermische Windsysteme initiiert, die zu bodennahen Konvergenzen und daraus resultierenden Aufwinden führen. Dabei werden thermische Windsysteme oft durch Oberflächeninhomogenitäten verursacht. Die Topographie und Land-See-Übergänge, sowie Landnutzung und Bodenfeuchte, sind dabei von Bedeutung. Die Auslösung von hochreichender Konvektion durch Variation der Bodenfeuchte wurde unter anderem vom Barthlott und Kalthoff (2011) untersucht und die Auslösung eines Gewitters durch Überlagerung einer mesoskaligen Konvergenzzone mit einer durch Hangaufwinde induzierten Konvergenzzone beschrieben (Kalthoff et al., 2009). An Gebirgen spielt außerdem die Bergventilation eine große Rolle. Die Hangaufwinde konvergieren über dem Gebirge und aus Kontinuitätsgründen kommt es in diesem Bereich zur Hebung, wodurch die feuchten Luftmassen aus der Grenzschicht in die freie Troposphäre transportiert werden können. Hill et al. (2010) fanden einen Zusammenhang zwischen dem Auftreten von Gewittern und Land- und Seewindsystemen. Der Übergang von Wasser zu Land stellt dabei eine besonders drastische Oberflächeninhomogenität dar, da sich die Energiebilanz an der Oberfläche über eine kurze Distanz sehr stark ändert. Durch den Seewind kommt es zu einer intensiven Feuchtigkeitszufuhr in Küstennähe. Die feuchte Luft und die thermisch verursachten Konvergenzgebiete machen Inseln zu idealen Orten für die Auslösung hochreichender Konvektion (z. B. Golding, 1993; Qian, 2008; Barthlott und Kirshbaum, 2013). Um die Bildung von Land-See-Windsystemen zu untersuchen, wurden bisher viele idealisierte Untersuchungen durchgeführt. Es wurden meist idealisierte Inseln oder idealisierte Gebirgsformen verwendet (z. B. Mahrer und Pielke, 1977; Arritt, 1993). Studien mit realer Topographie wurden unter anderem von Barthlott und Kirshbaum (2013) durchgeführt, dabei wurde jedoch nur eine bestimmte synoptische Situation anhand einer Fallstudie

betrachtet.

Im Rahmen des Projekts Hydrological cycle in Mediterranean Experiment¹ (HyMeX) wurden im Jahr 2012 vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) mehrere Messstationen mit unterschiedlichsten Geräten auf Korsika platziert. Bei HyMeX soll der hydrologische Kreislauf und damit verbundene Prozesse im Mittelmeerraum untersucht werden. Schwerpunkte dabei sind Wettersysteme mit hohem Schadenspotenzial (high impact weather), saisonale und dekadische Variabilitäten und zugehörige Trends im Zusammenhang mit einer globalen Klimaveränderung. Korsika erfüllt außerdem alle Voraussetzungen für die Auslösung hochreichender Konvektion. Die Insel ist ausreichend groß, um ein ausgeprägtes Land-See-Windsystem zu erzeugen und es erstreckt sich von Nordwesten nach Südosten ein Gebirgszug, der bis zu 2704 m hoch ist. Somit können sich also zusätzlich Hang- und Talwind-systeme bilden. Der Fokus der Messungen des IMK liegt daher auf dem Einfluss thermischer Windsysteme auf die Auslösung hochreichender Konvektion. Die Simulationen in dieser Arbeit sollen dazu beitragen zusammen mit den Messungen ein möglichst vollständiges Bild der Prozesse zu erhalten und diese zu verstehen. Es haben sich in den bisherigen Untersuchungen folgende Einflussfaktoren als wesentlich herausgestellt: die Schichtung, das Sättigungsdefizit, die Anströmgeschwindigkeit und die Anströmrichtung.

In dieser Arbeit wird nun untersucht, welchen Einfluss eine unterschiedliche Schichtung und großräumige Anströmung, sowie ein unterschiedliches Sättigungsdefizit auf die Entwicklung thermischer Windsysteme und die Auslösung hochreichender Konvektion hat. Dazu werden Modellsimulationen durchgeführt, bei denen systematisch die Anfangsbedingungen unter Verwendung einer realen Topographie variiert werden. Da die Einstrahlung Einfluss auf die Entwicklung und die Stärke der thermischen Windsysteme hat, wird diese variiert um festzustellen, bei welcher Einstrahlung sich ausreichend starke thermische Windsysteme bilden. Wie groß der Einfluss des Sättigungsdefizits in der mittleren Troposphäre und der Einfluss der bodennahen Schichtung bei der Auslösung hochreichender Konvektion sind, soll durch weitere Variationen der Anfangsbedingungen betrachtet werden. Durch die komplexe Orographie Korsikas werden nicht nur thermische Windsysteme erzeugt und modifiziert, sondern es können auch noch weitere Effekte auftreten. Es kann zur Über- oder Umströmung des Gebirges kommen und in Tälern kann der Wind kanalisiert werden. Ob nun die dynamischen oder thermischen Windsysteme dominieren hängt unter anderem von der Anströmgeschwindigkeit ab. Durch Verwendung einer starken und einer schwachen Anströmgeschwindigkeit soll untersucht werden, welche Effekte bei welcher Geschwindigkeit dominieren und welche Windsysteme effektiver zur Auslösung hochreichender Konvektion beitragen. Außerdem ist dabei die Anströmrichtung entscheidend und wird deshalb ebenfalls variiert. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 enthält einige Grundlagen zur atmosphärischen Grenzschicht und der Stabilität der Atmosphäre. Außerdem werden wichtige konvektionsrelevante Parameter definiert und Grundlagen zu thermischen Windsystemen und geländeinduzierten Strömungen erläutert. Im Kapitel 3 wird ein kurzer Überblick über das verwendete Modell COSMO (Consortium for Small-scale Modeling), die verwendeten Einstellungen und die spezielle

¹<http://www.hymex.org>

Initialisierung gegeben. Die Ergebnisse der Modellsimulationen werden in Kapitel 4 besprochen. Das Kapitel 5 fasst die wichtigsten Erkenntnisse zusammen.

2. Grundlagen zur Konvektion und Konvektionsauslösung

2.1 Die atmosphärische Grenzschicht

Die atmosphärische Grenzschicht ist der unterste Teil der Atmosphäre direkt oberhalb der Erdoberfläche. Dort haben Reibungseffekte und thermodynamische Prozesse, wie Abkühlung oder Erwärmung der Erdoberfläche und der Eintrag von Wasserdampf direkten Einfluss auf die Luftschicht. Über der Grenzschicht schließt sich die freie Atmosphäre an, in der diese Prozesse keine direkte Einwirkung mehr haben. Die Grenzschichthöhe wird sowohl von den Prozessen an der Erdoberfläche als auch von den Vorgängen in der freien Atmosphäre beeinflusst. Als groben Richtwert am Tage kann man dabei 1000 m angeben (Kraus, 2008). Drei Bereiche werden in der Grenzschicht unterschieden. Die viskose Unterschicht ist nur wenige Millimeter dick. Dort dominieren die molekularen Vertikaltransporte von Impuls, Wärme und Feuchte gegenüber den turbulenten Transporten (Stull, 1988). Daran schließt sich die Prandtl-Schicht an. Diese ist durch eine nahezu höhenkonstante Schubspannung und höhenkonstante turbulente Flüsse gekennzeichnet (Kraus, 2008). Über der Prandtl Schicht liegt entweder eine stabile nächtliche Grenzschicht oder eine konvektive Mischungsschicht (Abb. 2.1).

Die konvektive Mischungsschicht entsteht bei Sonnenaufgang wenn der fühlbare Wärmestrom positiv wird. Dieser erwärmt die Luft und die konvektive Mischungsschicht beginnt zu wachsen (Whiteman, 2000). Am Nachmittag hat sich eine hohe konvektive Mischungsschicht ausgebildet, die von einer Inversion inklusive Entrainmentzone, abgeschlossen wird. Dort wird Luft aus der freien Atmosphäre in die Grenzschicht eingemischt, was zu einem weiteren Anwachsen der Schicht beiträgt (Stull, 1988). Kurz vor Sonnenuntergang wird der fühlbare Wärmestrom negativ. Die bodennahe Luft kühlt sich ab und es bildet sich eine stabile Grenzschicht aus, die deutlich niedriger als die konvektive Mischungsschicht ist (Kraus, 2008). Die darüber liegenden restlichen Luftmassen der Mischungsschicht werden als Residualschicht bezeichnet.

2.2 Statische Stabilität

Die Stabilität der Atmosphäre ist ein entscheidender Faktor bei der Auslösung von Konvektion. Die Atmosphäre kann labil, neutral oder stabil geschichtet sein. Zur Erläuterung der Stabilität wird nach Etling (1996) die Paketmethode verwendet. Dabei wird ein ungesättigtes Luftquantum, was die gleichen Eigenschaften wie seine Umgebung hat, in einer ruhenden Atmosphäre vertikal ausgelenkt. Die Bewegung erfolgt unter folgenden Voraussetzungen:

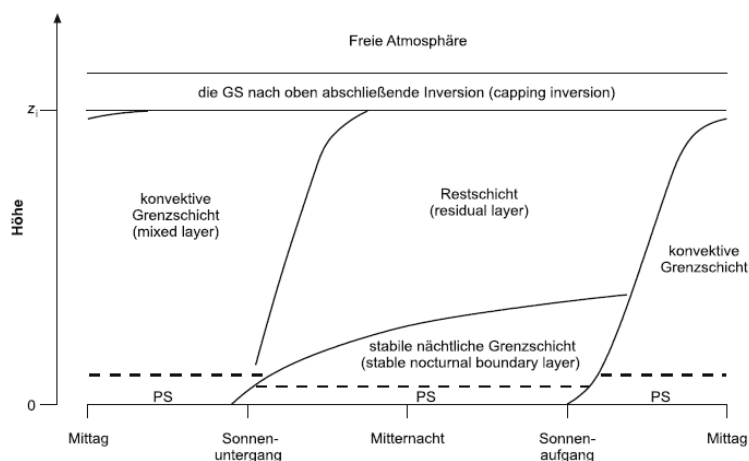


Abbildung 2.1: Schema über die Entwicklung der Grenzschicht im Tagesgang. *PS* steht für Prandtl Schicht und z_1 ist die Untergrenze der Inversion. Bild aus Kraus (2008).

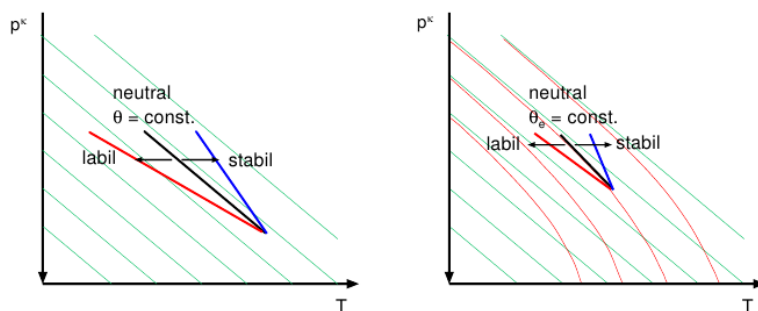


Abbildung 2.2: Stabilitätsbereiche für ungesättigte Luft (links) und gesättigte Luft (rechts) für unterschiedliche Schichtungen der Umgebung. Dünne Linien: Trockenadiabaten, auf denen ein ungesättigtes Luftpaket aufsteigt/absinkt (grün) und Pseudoadiabaten, auf denen ein gesättigtes Luftpaket aufsteigt (rot). Dicke Linien: Temperaturgradient der Umgebung; aus Kunz et al. (2009).

- (i) Der Prozess verlaufe adiabatisch, es gibt also keinen Wärmeaustausch zwischen Umgebung und Luftquantum.
- (ii) Der Druck des Luftpakets entspricht stets dem Umgebungsdruck (quasistatische Annahme).
- (iii) Mischungsvorgänge mit der Umgebung werden ausgeschlossen.

Durch die Annahme eines adiabatischen Prozesses bleibt die potentielle Temperatur θ des Luftpakets bei vertikaler Auslenkung konstant. Wird das Luftquantum nun nach oben ausgelenkt und die Umgebung hat einen positiven vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur, so ist das ausgelenkte Luftquantum kälter als seine Umgebung und sinkt zurück in seine Ausgangslage, es handelt sich also um eine stabile Gleichgewichtslage (Abb. 2.2).

Ist der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur jedoch negativ, ist das Luftquantum nach Auslenkung wärmer als seine Umgebung und erfährt weiteren Auftrieb. Die Atmosphäre ist labil geschichtet. Ist die Atmosphäre adiabatisch geschichtet, ändert sich die potentielle Temperatur mit der Höhe also nicht, bedeutet dies, dass das Luftpaket nach Auslenkung immer noch die gleiche

potentielle Temperatur besitzt wie seine Umgebung und deshalb in der neuen Position verbleibt. Der Zusammenhang zwischen dem Gradienten der potentiellen Temperatur θ , dem Gradienten der aktuellen Temperatur T und der statischen Stabilität ist wie folgt (Etling, 1996):

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} > \Gamma &\implies \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 && : \text{stabile Schichtung} \\ \frac{\partial T}{\partial z} < \Gamma &\implies \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 && : \text{labile Schichtung} \\ \frac{\partial T}{\partial z} = \Gamma &\implies \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 && : \text{neutrale Schichtung.} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei ist Γ der trockenadiabatische Temperaturgradient, für den gilt

$$\Gamma = -\frac{0,974 \text{ K}}{100 \text{ m}}. \quad (2.2)$$

Liegt Sättigung vor, kühlt sich das Luftpaket bei vertikaler Änderung langsamer ab, da die freiwerdende Kondensationswärme die Abkühlung verringert. Es gilt für den feuchtadiabatischen Temperaturgradienten (Abb. 2.2):

$$\Gamma_f \geq \Gamma. \quad (2.3)$$

Geht man nun von einer pseudoadiabatischen Bewegung des Luftpakets aus, bei dem das Kondensat instantan ausfällt, so ist die äquivalent-potentielle Temperatur θ_{ae} höhenkonstant (Beheng, 2010). Wird das Luftpaket nun in gesättigtem Zustand gehoben, so ist die Atmosphäre stabil geschichtet, wenn die äquivalent-potentielle Temperatur der Umgebung mit der Höhe zunimmt. Nimmt θ_{ae} in der Umgebung mit der Höhe ab, so ist die Atmosphäre labil geschichtet und das Luftpaket ist wärmer als seine Umgebung. Ändert sich die äquivalent-potentielle Temperatur der Umgebung mit der Höhe nicht, so ist sie neutral geschichtet. Da nach Gl. 2.3 der feuchtadiabatische Temperaturgradient stets größer ist als der trockenadiabatische Temperaturgradient, gibt es Bereiche, in denen die Atmosphäre je nachdem ob Sättigung vorliegt oder nicht, entweder labil oder stabil geschichtet sein kann. Man nennt dies bedingte Labilität (Kunz et al., 2009).

2.3 Konvektion und konvektiver Niederschlag

Die Konvektion beschreibt Vertikalbewegungen in der Atmosphäre, die durch thermische und dynamische Auftriebskräfte hervorgerufen werden. Setzt sich diese Konvektion bis in ausreichende Höhe durch, kann Kondensation, Wolkenbildung und Niederschlag eintreten. Die Voraussetzungen für die Auslösung von konvektivem Niederschlag wurden eingehend untersucht und erläutert, z. B. von Doswell III (1987). Man benötigt eine labile Schichtung der Atmosphäre, sodass Luftpakete aufsteigen können. Außerdem benötigt man ausreichend Feuchtigkeit in der Grenzschicht, damit es zur Kondensation kommen kann und man benötigt einen Hebungsmechanismus, der das Luftpaket auf das Niveau der freien Konvektion (NFK), bzw. auf das Kumuluskondensationsniveau (KKN) anhebt.

Folgende Hebungsmechanismen werden bei Kunz et al. (2009) aufgeführt:

- thermischer Auftrieb durch Erwärmung und Labilisierung der bodennahen Luftschicht;
- thermische Zirkulationen (z. B. Land- und Seewind, Hangwind), die durch unterschiedliche Erwärmungsraten am Erdboden entstehen (dabei spielen unter anderem Landnutzung, Bodenart und Bodenfeuchte eine Rolle);
- erzwungene Hebung an Gebirgen;
- bodennahe Konvergenzgebiete (z. B. bei Umströmungseffekten im Lee der Objekte);
- Querkirkulation an Fronten;
- Konvergenz im Bereich eines Bodentiefs;
- großräumige Hebung auf der Vorderseite eines Tros.

Insbesondere die thermisch und orographisch induzierten Hebungsmechanismen spielen in dieser Arbeit eine Rolle. In den Kapiteln 2.4 und 2.5 werden diese deshalb ausführlich besprochen.

2.3.1 Konvektionsrelevante Parameter

Um die Atmosphäre auf die Möglichkeit von Konvektion hin zu untersuchen, werden in Kapitel 4 verschiedene Parameter betrachtet. Zur Berechnung dieser Parameter wird wiederum die Paketmethode verwendet. Zusätzlich zu den vorherigen Annahmen wird vorausgesetzt, dass kondensiertes Wasser instantan ausfällt (Manzato und Morgan, 2003).

Bei passiver Hebung wird ein ungesättigtes Luftpaket durch einen der oben genannten Hebungsmechanismen gehoben. Es steigt trockenadiabatisch bis zum Hebungskondensationsniveau (HKN) auf. Dies ist die Höhe bei der Sättigung eintritt. Wird es nun weiter gehoben, geschieht dies pseudoadiabatisch. Wird das Luftpaket wärmer als die Umgebung hat es das NFK erreicht und kann ohne weiteren äußeren Hebungsmechanismus frei aufsteigen, bis es wieder kälter wird als die Umgebung. Dort befindet sich das Gleichgewichtsniveau (engl. equilibrium level, EL) und es ist die Obergrenze der Wolken zu erwarten (Beheng, 2010).

Bei aktiver Hebung kommt es durch bodennahe Erwärmung und dadurch ausgelöste konvektive Bedingungen zum Aufsteigen von Luftpaketen. Hat sich der Boden soweit erwärmt, dass die Luftpakete aufsteigen können bis Sättigung eintritt, ist das KKN erreicht, welches mit dem NFK identisch ist. Die Temperatur am Boden, bei der dies auftritt, nennt man Auslösetemperatur.

Bis zum Erreichen des NFK bzw. bis die Auslösetemperatur erreicht wird, ist das Luftpaket kälter als seine Umgebung. Dies bedeutet, dass es negativen Auftrieb hat. Die Energie die aufgewandt, bzw. abgebaut werden muss, um das Luftpaket bis zum NFK zu bringen, wird als konvektionshemmende Energie CIN bezeichnet und gemäß

$$CIN(z) = -g \cdot \int_z^{z_{\text{NFK}}} \frac{T_{v,p} - T_{v,u}}{T_{v,u}} dz \quad (2.4)$$

berechnet (Leuenberger et al., 2010). Dabei ist g die Schwerebeschleunigung, z_{NFK} die Höhe des NFK, $T_{v,p}$ die virtuelle Temperatur des Luftpakets und $T_{v,u}$ die virtuelle Temperatur der Umgebung. Oberhalb des NFK ist das Luftpaket wärmer als seine Umgebung und erfährt Auftrieb

bis zum Gleichgewichtsniveau. Die Energie, die für die Konvektion zur Verfügung steht, ist die CAPE. Sie ist nach Leuenberger et al. (2010) definiert als

$$\text{CAPE}(z) = g \cdot \int_{z_{\text{NFK}}}^{z_{\text{EL}}} \frac{T_{v,p} - T_{v,u}}{T_{v,u}} dz. \quad (2.5)$$

Die CAPE gibt also die mögliche Intensität der Konvektion an. Nimmt man an, dass die gesamte potentielle Energie in kinetische Energie der Vertikalbewegung umgewandelt wird, so erhält man als Maximalwert für die Vertikalgeschwindigkeit

$$w_{\text{CAPE}} = \sqrt{2 \cdot \text{CAPE}}. \quad (2.6)$$

Da der Auftrieb in einer Wolke jedoch durch unterschiedliche Faktoren abgeschwächt wird, nimmt man als realistische Abschätzung für den Maximalwert die Hälfte von w_{CAPE} an (Beheng, 2010). Ob die Konvektion tatsächlich ausgelöst wird, hängt jedoch davon ab, ob die CIN überwunden werden kann. Nimmt man an, dass die potentielle Energie vollständig in kinetische Energie der Vertikalbewegung umgewandelt wird, so benötigt man mindestens eine Vertikalgeschwindigkeit von

$$w_{\text{CIN}} = \sqrt{2 \cdot \text{CIN}}, \quad (2.7)$$

um die CIN zu überwinden (Beheng, 2010). Um ein Luftpaket bis zum NFK bzw. KKN zu heben, muss also die Differenz zwischen maximaler Vertikalgeschwindigkeit w_{max} unterhalb des NFK und w_{CIN}

$$w_{\text{diff}} = w_{\text{max}} - w_{\text{CIN}} \quad (2.8)$$

größer oder gleich Null sein.

In der Realität können jedoch beim Aufstieg des Luftpakets Mischungsvorgänge stattfinden, bei denen oberhalb des NFK trockene Luft in das Luftpaket eingemischt wird. Dadurch ist es möglich, dass das aufsteigende Luftpaket das Gleichgewichtsniveau nicht erreicht und die Konvektion nicht hochreichend wird (Adler et al., 2011). Deshalb wird das Sättigungsdefizit $r - r_{\text{sat}}$ verwendet, um die Möglichkeit der Wolkenentstehung zu bewerten. Dabei ist r bzw. r_{sat} das Mischungsverhältnis bzw. das Sättigungsmischungsverhältnis der Luft. Verwendet man jedoch den Mittelwert des Sättigungsdefizits für ein größeres Gebiet werden subskalige Variabilitäten nicht berücksichtigt. Deshalb führten Chaboureau et al. (2004) das normierte Sättigungsdefizit ein, welches sowohl vom Wasserdampfdefizit $r - r_{\text{sat}}$ als auch von dessen Standardabweichung $\sigma_{r_{\text{sat}} - r}$ abhängt:

$$\text{NSD} = \frac{r - r_{\text{sat}}}{\sigma_{r_{\text{sat}} - r}}. \quad (2.9)$$

Chaboureau et al. (2004) betrachten in ihrer Arbeit die vertikale Verteilung des NSD bis 4 km Höhe. Signifikante Bewölkung, gekennzeichnet durch einen Wolkenwassergehalt von mehr als $0,01 \text{ g kg}^{-1}$, bildet sich bei ihren Modellsimulationen erst ab einem NSD kleiner als 2. In dieser Arbeit wird das NSD für die Höhen 850 hPa und 700 hPa berechnet, was in etwa 1,5 km und 3 km entspricht.

2.4 Thermische Windsysteme

Thermisch erzeugte Windsysteme sind räumlich begrenzte und nur in bestimmten Regionen auftretende Windsysteme, die durch horizontale Temperaturgradienten entstehen. Wichtig dabei ist die Energieumsetzung an der Erdoberfläche:

$$Q_0 - B_0 = H_0 + E_0. \quad (2.10)$$

Dabei ist Q_0 die Strahlungsbilanz, B_0 der Bodenwärmestrom, H_0 der fühlbare Wärmestrom und E_0 der latente Wärmestrom an der Erdoberfläche. Die Erwärmungsrate der bodennahen Luftschicht ist dabei abhängig von der Verteilung der verfügbaren Energie ($Q_0 - B_0$) auf den latenten und fühlbaren Wärmestrom, gekennzeichnet durch das Bowen-Verhältnis

$$Bo = \frac{H_0}{E_0}. \quad (2.11)$$

Diese Verteilung ist unter anderem abhängig von der Bodenart, der Landnutzung und der Bodenfeuchte. Grenzen nun zwei Oberflächen mit unterschiedlicher Energieumsetzung aneinander, entsteht ein horizontaler Temperaturunterschied in der darüberliegenden Luftschicht, wodurch sich ein horizontaler Druckgradient bildet. Dieser ruft dann eine Ausgleichsströmung hervor. Von besonderem Interesse sind in dieser Arbeit Land-See-Windsysteme und Hang- und Talwindsysteme. Diese sind von mehreren Faktoren abhängig. Die Stärke der Einstrahlung und die großräumige Anströmung bestimmen unter anderem die Intensität des Systems. Die Inselgröße und Form sowie die Topographie haben ebenfalls Einfluss auf diese Windsysteme. Um den Einfluss dieser Faktoren besser verstehen zu können, wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels näher auf die Entstehung dieser Windsysteme und die Auswirkungen der oben genannten Faktoren eingegangen.

2.4.1 Land- und Seewindsysteme

Land- und Seewindsysteme kann man an allen Küsten und größeren Seen beobachten. Durch die solare Einstrahlung während des Tages erwärmt sich die Erdoberfläche. Dabei erwärmen sich Landoberflächen stärker als Wasserflächen, da die Wärmekapazität von Wasser um ein vielfaches größer ist. Die Oberflächentemperatur des Wassers schwankt somit im Tagesgang kaum (Stull, 1988). Die Landoberfläche erwärmt sich hingegen, aufgrund der geringen Wärmekapazität und der geringen molekularen Wärmeleitfähigkeit, während des Tages deutlich (Stull, 1988). Da der fühlbare Wärmestrom über Land größer ist als über dem Meer, wird die bodennahe Luftschicht über Land stärker erwärmt und es entsteht ein horizontaler Temperaturgradient. Herrscht ein schwacher synoptischskaliger Druckgradient bildet sich in dieser Luftmasse eine barokline Schichtung (Abb. 2.3). Durch den horizontalen Druckunterschied stellt sich eine Ausgleichsströmung vom hohen Druck über der Wasseroberfläche zum tieferen Druck über Land ein, der Seewind. Nachts kann sich der Druckunterschied umkehren, sodass ein Landwind entsteht. Dabei ist der Seewind deutlich stärker als der Landwind (Simpson, 1994).

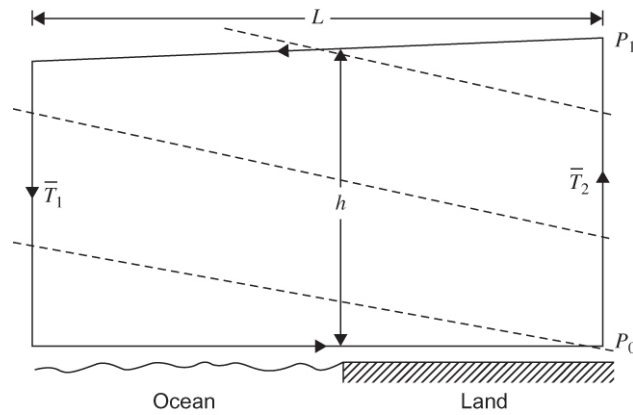


Abbildung 2.3: Ausbildung einer baroklinen Schichtung über dem Land (rechts) und der angrenzenden Wasserfläche (links). Abbildung entnommen aus Holton (2004). Dabei gilt $\bar{T}_1 < \bar{T}_2$. Die schwarze durchgezogene Linie mit den Pfeilen beschreibt den Integrationsweg, über den in Gleichung 2.13 integriert wird. Die gestrichelten Linien sind Flächen konstanter Dichte. h ist die Höhe der Seewindzirkulation und L die horizontale Erstreckung.

Erste theoretische Abhandlungen zu Land-See-Windsystemen wurden von Schmidt (1947) und auch von Haurwitz (1947) veröffentlicht. Haurwitz geht dabei vom Bjerknesschen Zirkulationstheorem aus und leitet daraus die Beziehung zwischen der Temperaturdifferenz zwischen Land- und Wasseroberfläche und der Beschleunigung der Luftmassen ab. Ausgehend von einer Zirkulation in der x,z -Ebene und unter Vernachlässigung der Corioliskraft erhält man für die Zirkulation C_a nach Holton (2004)

$$\frac{dC_a}{dt} = - \oint_{\gamma} \frac{dp}{\rho}. \quad (2.12)$$

Dabei ist ρ die Dichte, p der Druck und γ die berandende Kurve, über die integriert wird. Setzt man für die Dichte $\rho = pR_d^{-1}T^{-1}$, mit der Gaskonstanten trockener Luft $R_d = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, ein und integriert längs des angegebenen Weges in Abbildung 2.3 so erhält man

$$\begin{aligned} \frac{dC_a}{dt} &= - \oint_{\gamma} RT d \ln p \\ &= R \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) (\bar{T}_2 - \bar{T}_1). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Da $\bar{T}_2 > \bar{T}_1$ ist, ist $\frac{dC_a}{dt} > 0$, das heißt die Zirkulation ist zyklonal. Setzt man nun für die Zirkulation

$$C_a = \frac{\bar{v}}{2(h+L)}, \quad (2.14)$$

mit der mittleren tangentialen Geschwindigkeit \bar{v} , ein so ergibt sich

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{R \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right)}{2(h+L)} (\bar{T}_2 - \bar{T}_1). \quad (2.15)$$

Setzt man auf der rechten Seite von Gleichung 2.15 für die Variablen folgende realistische Werte ein: $p_0 = 1000 \text{ hPa}$, $p_1 = 900 \text{ hPa}$, $T_2 - T_1 = 10 \text{ °C}$, $L = 20 \text{ km}$ und $h = 1 \text{ km}$, so erhält man eine Beschleunigung von $7,2 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2}$. Nach etwa 1 h führt dies zu einer Windgeschwindigkeit von $25,9 \text{ m s}^{-1}$. Bei diesem Ansatz wird jedoch die bodennahe Reibung und die Reduktion der Temperaturdifferenz durch Advektion nicht berücksichtigt, welche die Windgeschwindigkeit reduzieren (Holton, 2004). Realistische Windgeschwindigkeiten, die von der Land-See-Windzirkulation hervorgerufen werden, liegen deshalb bei $6\text{-}7 \text{ m s}^{-1}$ (Simpson, 1994) bis maximal 11 m s^{-1} (Defant, 1950). An der Vorderseite des Seewindes ergibt sich ein starker Temperaturgradient zwischen der feuchten, kühleren Luft vom Meer und der warmen Luft über Land, dieser Bereich wird Seewindfront genannt. Für die horizontale Erstreckung des Seewindes wurden in Australien Entfernungen von 290 km (Clarke, 1955) gemessen, wohingegen in den mittleren Breiten Entfernungen von 150 km (Kottmeier et al., 2000) ermittelt wurden. Für die vertikale Erstreckung gibt Atkinson (1981) Werte zwischen 100 m und 1 km an.

Dabei hängen die vertikale (h) und horizontale (l) Erstreckung, sowie die dazugehörigen Windgeschwindigkeiten (w , u) von mehreren Faktoren ab, insbesondere vom fühlbaren Wärmestrom am Boden, der Stabilität und dem geostrophischen Wind. Bei zunehmendem fühlbaren Wärmestrom erhöhen sich h , l , u und w . Nimmt die Stabilität zu, verringern sich w und h , u und l verringern sich weniger stark (Crosman und Horel, 2010). Die Abhängigkeit vom geostrophischen Wind ist komplexer, da es dabei zum einen auf die Windrichtung, zum anderen auf die Windgeschwindigkeit ankommt. Ist die Anströmung sehr stark, können sich keine thermischen Windsysteme durchsetzen. Moderate ablandige Winde verlagern die Seewindfront in Richtung Küste und verstärken die Konvergenzgebiete, auflandige Winde schwächen die Seewindfront ab und verlagern sie ins Inland (z. B. Arritt, 1993; Porson et al., 2007a). Die Topographie und die Küstenform spielen für die Struktur des Seewindes ebenfalls eine Rolle. So führt eine konvexe Küstenform zu Konvergenz und eine konkave Küstenform zu Divergenz des Seewindes über Land (Simpson, 1994). Sehr steiles Gelände kann die Seewindfront blockieren (Ramis und Romero, 1995; Barthlott und Kirshbaum, 2013), an flachen Hängen können sich hingegen Hang- und Seewinde positiv überlagern und die Windgeschwindigkeit sowie die horizontale und vertikale Erstreckung vergrößern sich (Mahrer und Pielke, 1977; Porson et al., 2007b). Eine Übersicht über die Zusammenhänge der Land-See-Windzirkulation und den oben genannten Einflussgrößen, inklusive möglicher Skalierungsbeziehungen, liefern Crosman und Horel (2010).

2.4.2 Hang- und Talwinde

Hangwinde wehen quer zur Talachse und entstehen durch einen horizontalen Temperaturgradienten. Durch die Einstrahlung während des Tages werden die Hänge erwärmt und es kommt durch den fühlbaren Wärmestrom zu einer Erwärmung der angrenzenden Luftschicht (Stull, 1988). Die hangnahe Luftschicht ist somit wärmer als die Luft auf gleicher Höhe in der Talmitte und es bildet sich dementsprechend ein horizontaler Druckgradient zwischen Talmitte und den Hängen (Atkinson, 1981). Dieser Druckunterschied verursacht eine Ausgleichszirkulation, die sogenannten Hangaufwinde. Dabei handelt es sich jedoch nicht um eine stationäre, kontinuierliche Zir-

kulation, sondern die Hangaufwinde reagieren fast instantan auf eine Änderung der Strahlung. So setzen die Hangaufwinde bereits wenige Minuten nach Sonnenaufgang ein und können andererseits aufhören, sobald Wolken die Sonne bedecken (Vergeiner und Dreiseitl, 1987). Nachts kühlen die hangnahen Luftschichten aufgrund der nächtlichen Ausstrahlung des Erdbodens ab und es entsteht eine gegenläufige Zirkulation mit kalten Hangabwinden und der Ausbildung einer Temperaturinversion im Tal (Whiteman, 2000).

Talwinde entstehen durch einen horizontalen Temperaturgradienten entlang der Talachse. Am Morgen ist die Atmosphäre im Tal kälter als am Talausgang bzw. auf der Ebene und es kommt durch den Druckgradienten zu einem Talabwind (Whiteman, 2000). Im Tagesverlauf wird die Atmosphäre im Tal nicht nur vom Erdboden her erwärmt, sondern auch in den höheren Schichten von den Hängen. Außerdem ist das zu erwärmende Luftvolumen geringer als bei der gleichen Grundfläche auf der Ebene. Dadurch ist die Atmosphäre am Tag im Tal wärmer und es entsteht ein entgegengesetzter horizontaler Druckgradient zwischen Tal und Ebene und es kommt zu einem Talaufwind (Atkinson, 1981). Da diese Erwärmung jedoch nicht instantan geschieht, setzt der Talaufwind erst mehrere Stunden nach Sonnenaufgang ein (Vergeiner und Dreiseitl, 1987).

Diese Windsysteme können sich allerdings nur bei schwachem großräumigen Druckgradienten durchsetzen, da sonst der großskalige Druckgradient dominiert. Im Allgemeinen überlagern sich die Hangwinde und die Talwinde, sodass eine dreidimensionale Zirkulation entsteht, die nachts eine recht einfache Struktur aufweist, während des Tages jedoch weitaus komplexer sein kann (Abb. 2.4).

2.5 Geländeinduzierte Strömungen

Die Orographie hat einen großen Einfluss auf das Windfeld. Insbesondere Gebirge können eine Luftmasse entweder blockieren oder dazu zwingen vorbei oder darüber zu strömen. Für die Unterscheidung der verschiedenen Strömungsregime ist die Froude-Zahl eine maßgebliche Kennzahl. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der Trägheits- und der Auftriebskräfte:

$$Fr = \frac{U}{N Z_H}, \quad (2.16)$$

wobei U für die Anströmgeschwindigkeit, Z_H für Höhe des Hindernisses und N für die Brunt-Väisälä-Frequenz steht. Die Brunt-Väisälä-Frequenz N ist ein Maß für die Stabilität einer Luftmasse, für die gilt:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}. \quad (2.17)$$

Für sehr große Froude-Zahlen ($Fr \gg 1$) findet hauptsächlich eine Überströmung statt, für sehr kleine Froude-Zahlen ($Fr < 1$) findet bevorzugt eine Umströmung statt (Stull, 1988). Es spielen also folgende Faktoren eine entscheidende Rolle: die Hindernishöhe, die Anströmgeschwindigkeit und die Stabilität der Luftmasse.

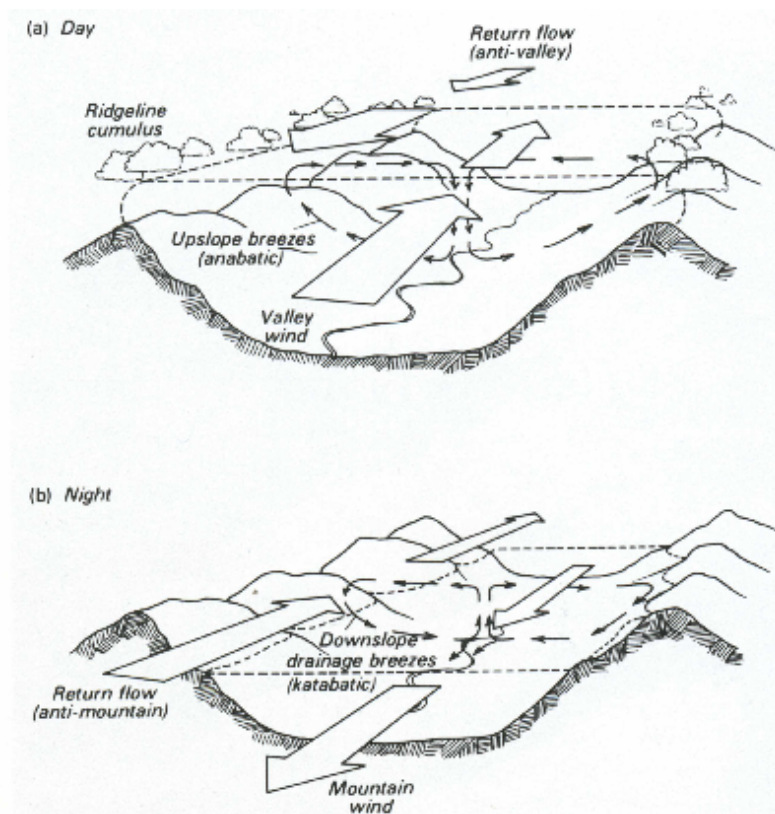


Abbildung 2.4: Hang- und Talwindsystem mit Blickrichtung talaufwärts. (a) Situation am Tag mit Hang- und Talaufwinden. (b) In der Nacht bilden sich Hangabwinde, die die Talabwinde verstärken. Abbildung aus Oke (1987).

Je stabiler die Luftmasse geschichtet ist, desto geringer ist Fr . Dies bedeutet, dass es zur Umströmung des Hindernisses kommt. Auch hohe Berge, sowie schwache Windgeschwindigkeiten, führen zu kleinen Froude-Zahlen und begünstigen eher eine Umströmung. Niedrige Hindernisse, ebenso wie eine neutrale oder instabile Schichtung und hohe Windgeschwindigkeiten fördern hingegen das Überströmen von Gebirgen. Auch die Form und Ausrichtung eines Gebirgszuges hat einen Einfluss auf das Strömungsregime. Konkav geformte oder parallel zur Anströmrichtung stehende Gebirgszüge fördern die Umströmung des Hindernisses, konvex oder senkrecht zur Windrichtung stehende Gebirgsketten verursachen eher eine Überströmung (Whiteman, 2000).

Bei einer Umströmung von Gebirgen kann es zur Aufteilung des Stroms vorderseitig des Gebirges kommen, wobei ein Teil links und ein Teil rechts vorbei strömt (Whiteman, 2000). Die maximalen Windgeschwindigkeiten werden dabei an den Seiten des Gebirges erreicht (Chen und Feng, 2001). Im Lee des Gebirges entstehen durch das Zusammenströmen Konvergenzgebiete, die Aufwinde verursachen (Whiteman, 2000). Außerdem entstehen hinter dem Gebirge oft sich entgegengesetzt drehende Wirbel und ein Gegenstrom. Dieser wird stärker und höher, je stärker die Anströmung ist (Yang et al., 2008).

Diese oben beschriebenen orographischen Modifikationen der Strömung können die Auslösung hochreichender Konvektion beeinflussen. Sie bestimmen insbesondere den Ort der Entstehung relativ zum Hindernis. Bei sehr niedrigen Froude-Zahlen kann es aufgrund des Abbremsens der

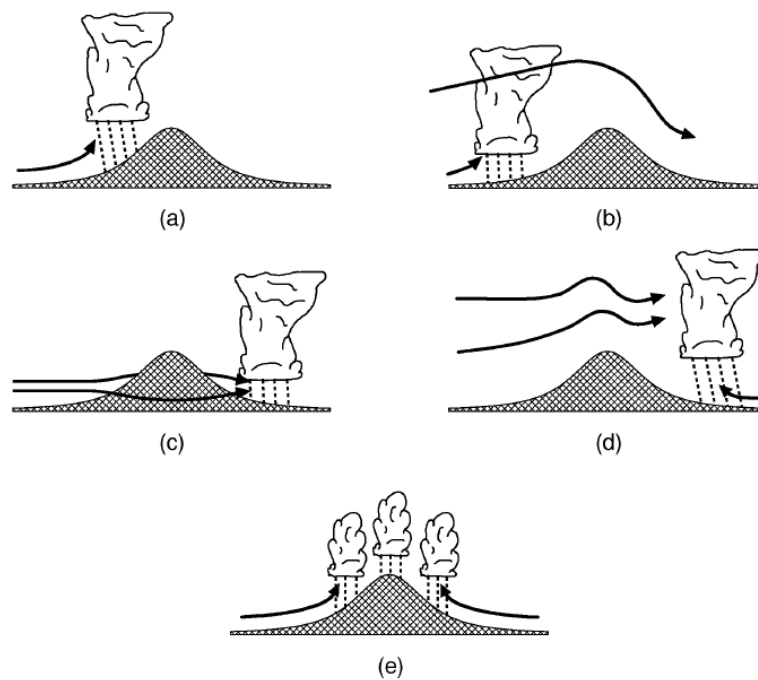


Abbildung 2.5: Mechanismen für orographisch bedingte Konvektionsauslösung: (a) Auslösung durch Hebung am Luvhang, (b) Destabilisierung durch Hebung stromauf, (c) Konvektion durch leeseitige Konvergenz bei Umströmung, (d) Auslösung im Lee durch hydraulischen Sprung, (e) thermische Auslösung durch Hangaufwinde; aus Kunz (2003), modifiziert nach Houze (1993).

Strömung im Luv zur Bildung von Konvektion am Luvhang kommen (Abb. 2.5 a). Auch Schwerewellen stromauf des Hindernisses können bei niedrigen Froude-Zahlen zur Konvektionsauslösung führen (Abb. 2.5 b). Bei Umströmung eines Hindernisses kommt es zur Strömungskonvergenz im Lee des Berges. Diese bodennahe Konvergenz führt aus Kontinuitätsgründen zur Hebung der Luftmassen. In diesem Hebungsgebiet kann hochreichende Konvektion mit Niederschlag entstehen (Abb. 2.5 c). Die Entstehung hochreichender Konvektion aufgrund von horizontaler Konvergenz im Lee eines Hindernisses haben unter anderem Kunz und Puskeiler (2010) stromab des Schwarzwaldes beobachtet. Bei höheren Froude-Zahlen kommt es zur Überströmung des Hindernisses. Wenn die Luftmasse im Luv kälter und trockener ist, kann es im Lee des Hindernisses dazu kommen, dass diese kalte und trockenere Luft über feuchtwärmer Luft liegt. Dies führt zu sehr labilen Bedingungen und insbesondere hinter großen Gebirgen, wie den Rocky Mountains, können sich große konvektive Zellkomplexe bilden (Abb. 2.5 d). Ist die großräumige Anströmung sehr schwach, können sich bei ausreichender Einstrahlung Hangaufwinde bilden, die zu einer Konvergenzzone über dem Gebirge führen. Dadurch kommt es wiederum zur Hebung und es kann hochreichende Konvektion ausgelöst werden (Abb. 2.5 e).

3. Methode und Daten

3.1 Das COSMO - Modell

Die Sensitivitätsstudien in dieser Arbeit wurden mit dem nicht-hydrostatischen Wettervorhersagemodell COSMO durchgeführt. Das COSMO-Modell basiert auf dem Lokal Modell (LM) des Deutschen Wetterdienstes (DWD) und wird seit 1999 vom COSMO-Konsortium weiterentwickelt und verbessert. Das COSMO-Modell verwendet die primitiven thermo- und hydrodynamischen Gleichungen. Dies ist ein gekoppeltes System nicht-linearer, partieller Differentialgleichungen, das die kompressible Strömung in der feuchten Atmosphäre beschreibt (Schättler et al., 2011). Eine Vielzahl subskaliger physikalischer Prozesse, die vom Modell nicht aufgelöst werden können, werden durch Parametrisierungen berücksichtigt.

3.1.1 Grundgleichungen

Um die numerischen Fehler, die bei der Berechnung des Druckgradienten auf krummlinigen, geländefolgenden Koordinaten auftreten, zu verringern, werden die thermodynamischen Variablen Druck, Temperatur und Dichte als Summe aus einem höhenabhängigen Grundzustand und einer zeit- und ortsabhängigen Störung definiert:

$$T = T_0(z) + T' \quad (3.1a)$$

$$p = p_0(z) + p' \quad (3.1b)$$

$$\rho = \rho_0(z) + \rho'. \quad (3.1c)$$

Der Grundzustand beschreibt dabei eine ruhende, zeitlich konstante und trockene Atmosphäre, die sich im hydrostatischen Gleichgewicht befindet, und die horizontal homogen ist. Dabei sind $T_0(z)$, $p_0(z)$ und $\rho_0(z)$ durch die hydrostatische Grundgleichung

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -g\rho_0 = -\frac{gp_0}{R_d T_0} \quad (3.2)$$

und die Zustandsgleichung idealer Gase

$$p_0 = \rho_0 R_d T_0 \quad (3.3)$$

miteinander verknüpft. Für das Vertikalprofil der Temperatur wird eine lineare Zunahme β mit dem Logarithmus des Druckes verwendet. Integriert man nun die hydrostatische Grundgleichung

(3.2) und verwendet als Referenzwerte auf Meeresniveau $p_{\text{SL}} = p_0(z = 0)$ und $T_{\text{SL}} = T_0(z = 0)$, so erhält man die Profile des Grundzustandes $p_0(z)$ und $T_0(z)$. Für die konstanten Parameter β , p_{SL} , T_{SL} , g werden die Werte $\beta = 42 \text{ K}$, $p_{\text{SL}} = 1000 \text{ hPa}$, $T_{\text{SL}} = 288,15 \text{ K}$ und $g = 9,80665 \text{ m s}^{-2}$ eingesetzt.

Aufgrund der kugelförmigen Gestalt der Erde werden für das COSMO-Modell Kugelkoordinaten verwendet. Durch die Konvergenz der Meridiane an den Polen entstehen jedoch singuläre Punkte, an denen die Transformation in Kugelkoordinaten nicht definiert ist. Außerdem ist das numerische Gitter durch die Konvergenz nicht isotrop. Deshalb wird der Pol so rotiert, dass der Äquator und der Null-Meridian in der Mitte des Modellgebiets verlaufen. Dadurch wird sichergestellt, dass der Pol außerhalb des Modellgebiets liegt und dieses nahezu isotrop ist. Die rotierten (λ, φ) -Koordinaten in der Horizontalen werden aus den geographischen (λ_g, φ_g) -Koordinaten, mit Hilfe dreier Elemente der inversen Jacobi-Matrix J^z , berechnet. Für die Vertikale wird eine verallgemeinerte, zeitunabhängige und geländefolgende Koordinate ζ verwendet. Die Transformation der Grundgleichungen in die neuen Koordinaten erfolgt mit

$$J_\lambda \equiv J_{13}^z = \left(\frac{\partial z}{\partial \lambda} \right)_\zeta, \quad J_\varphi \equiv J_{23}^z = \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi} \right)_\zeta, \quad J_\zeta \equiv J_{33}^z = \left(\frac{\partial z}{\partial \zeta} \right) = -\sqrt{G} \quad . \quad (3.4)$$

Mit Hilfe der Transformationsoperatoren (Gl. 3.4) und der Definition des Grundzustandes (Gl. 3.1) erhält man aus den hydro-thermodynamischen Grundgleichungen folgende prognostische Gleichungen für den Windgeschwindigkeitsvektor $\mathbf{v} = (u, v, w)$, die Druckabweichung p' , die Temperatur T und den spezifischen Gehalt von Wasserdampf q^v , Flüssigwasser (Wolken- und Regenwasser) q^l und Eis (Wolkeneis, Schnee, Graupel) q^f der Luft

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla u - \frac{uv}{a} \tan \varphi - fv = -\frac{1}{\rho a \cos \varphi} \left(\frac{\partial p'}{\partial \lambda} + \frac{J_\lambda}{\sqrt{G}} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) + M_u \quad (3.5a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v - \frac{u^2}{a} \tan \varphi - fu = -\frac{1}{\rho a} \left(\frac{\partial p'}{\partial \varphi} + \frac{J_\varphi}{\sqrt{G}} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) + M_v \quad (3.5b)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla w = \frac{1}{\rho \sqrt{G}} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} + B + M_w \quad (3.5c)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p' - g \rho_0 w = -\frac{c_{pd}}{c_{vd}} p D \quad (3.5d)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = -\frac{p}{\rho c_{vd}} D + Q_T \quad (3.5e)$$

$$\frac{\partial q^v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q^v = -\left(S^l + S^f \right) + M_{q^v} \quad (3.5f)$$

$$\frac{\partial q^{l,f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q^{l,f} = -\frac{1}{\rho \sqrt{G}} \frac{\partial P_{l,f}}{\partial \zeta} + S^{l,f} + M_{q^{l,f}} \quad . \quad (3.5g)$$

Die Konstanten in den Gleichungen 3.5 a-f sind der Erdradius a , der Coriolisparameter f , die spezifischen Wärmekapazitäten trockener Luft bei konstantem Druck c_{pd} und bei konstantem Volumen c_{vd} und die Gaskonstante von Wasserdampf R_v .

Die Dichte feuchter Luft ρ ist eine diagnostische Variable und wird aus der Zustandsgleichung

$$\rho = p \left[R_d \left(1 + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q^v - q^l - q^f \right) T \right]^{-1} \quad (3.6)$$

ermittelt.

Die Quellen und Senken der Wolken- und Niederschlagsbildung, die durch mikrophysikalische Prozesse entstehen, werden durch die Terme $S^{l,f}$ beschrieben. Die Niederschlagsflüsse werden durch $P_{l,f}$ bezeichnet. Die Terme M_{ψ} stellen die Beiträge durch subskalige Prozesse, wie z.B. Turbulenz und Konvektion, dar und Q_T erfasst die diabatische Erwärmungsrate. Die Berechnung all dieser Terme erfolgt durch Parametrisierungsschemata.

Der Auftriebsterm B in der Gleichung für die Vertikalgeschwindigkeit (3.5 c) ist wie folgt definiert

$$B = g \frac{\rho_0}{\rho} \left[\frac{T - T_0}{T} - \frac{p' T_0}{p_0 T} + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q^v - q^l - q^f \right]. \quad (3.7)$$

Des Weiteren ist D in den Gleichungen 3.5 d und 3.5 e die dreidimensionale Divergenz des Windfeldes

$$D = \frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{J_\lambda}{\sqrt{G}} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \cos \varphi \frac{J_\varphi}{\sqrt{G}} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \right] - \frac{1}{\sqrt{G}} \frac{\partial w}{\partial \zeta}. \quad (3.8)$$

Der skalare Advektionsoperator im geländefolgenden Koordinatensystem lautet

$$\mathbf{v} \cdot \nabla = \frac{1}{a \cos \varphi} \left(u \frac{\partial}{\partial \lambda} + v \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) + \dot{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta}, \quad (3.9)$$

mit der kontravarianten Vertikalgeschwindigkeit $\dot{\zeta}$ des ζ -Systems

$$\dot{\zeta} = \frac{1}{\sqrt{G}} \left(\frac{J_\lambda}{a \cos \varphi} u + \frac{J_\varphi}{a} v - w \right). \quad (3.10)$$

Die Lösung des Gleichungssystems 3.5 erfolgt numerisch mit der Finite-Differenzen-Methode. Dazu werden die Differentialoperatoren durch finite Differenzen approximiert. Alle prognostischen Variablen, außer der turbulenten kinetischen Energie (TKE) und den Windgeschwindigkeitskomponenten (u, v, w) , sind an den Massenpunkten, also im Zentrum eines jeden Gittervolumens $\Delta V = \Delta \lambda \Delta \varphi \Delta \zeta$, definiert. Die TKE und die Vertikalgeschwindigkeit w werden in der Mitte der oberen und unteren Stirnfläche definiert und die Windgeschwindigkeitskomponenten u und v werden in der Mitte der Seitenflächen definiert. Die Zeitintegration erfolgt dann in diskreter Form mit konstanten Zeitschritten Δt .

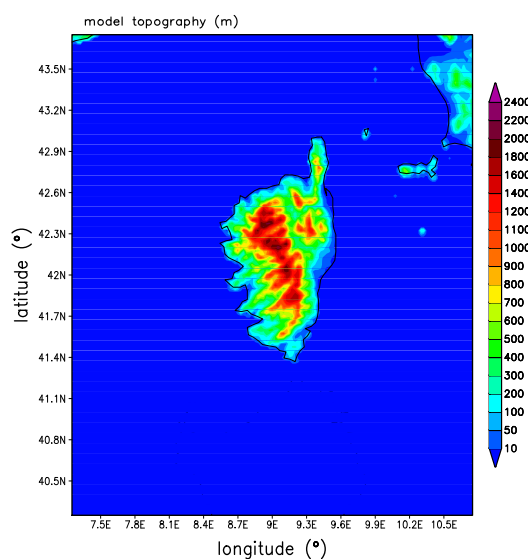


Abbildung 3.1: COSMO Modellgebiet.

3.1.2 Modellkonfiguration

Die Modellrechnungen wurden mit einer horizontalen Auflösung von $0,025^\circ$ ($\approx 2,8$ km) durchgeführt und in der Vertikalen wurden 50 Modellschichten verwendet. Dabei wurden unrotierte geographische Koordinaten und geländefolgende Vertikalkoordinaten verwendet. Die Verwendung der unrotierten Koordinaten war erforderlich, da ein rotiertes Gitter nicht mit dem Modul “ARTIFCTL”, das von Blahak (2011) für idealisierte Modellrechnungen entwickelt und implementiert wurde, kompatibel ist. Würde man rotierte Koordinaten verwenden, käme es zu lateralen Verschiebungen der extern eingelesenen Variablen (Blahak, 2011). Der Simulationszeitraum betrug 24 h und der Zeitschritt betrug $\Delta t = 25$ s. Das berechnete Modellgebiet liegt zwischen 7° O und 11° O und 40° N und 44° N und besteht aus 161×161 Gitterpunkten. Korsika liegt in der Mitte des Modellgebiets und ist ca. 80×180 km² groß. Ein Gebirgszug erstreckt sich von Nordwesten nach Südosten und die maximale Gipfelhöhe liegt bei 2706 m. Das Gelände steigt im Westen steil an, im Osten ist der Anstieg des Geländes dagegen flacher. Im Modell besteht Korsika aus 1597 Gitterpunkten und hat eine maximale Höhe von 2249 m (Abb. 3.1). Die Reduktion der Orographie ist notwendig, da sonst numerisch stabile Simulationen nicht möglich sind.

Zur besseren Interpretation der Ergebnisse wurde das Modell mit einer idealisierten Konfiguration betrieben. Dafür wurde Sardinien komplett aus den Geländedaten entfernt. Außerdem wurde das Modul “ARTIFCTL” verwendet. Mit diesem Modul besteht die Möglichkeit das Gebiet mit einem einzigen Radiosondenprofil zu initialisieren. Dazu wird das Profil an jedem Gitterpunkt als Anfangsbedingung verwendet. Das Vertikalprofil und dessen Variationen werden im Kapitel 3.2 beschrieben. Die Anfangswerte folgender Bodenparameter wurden dem Modell zusätzlich als externe Datensätze übergeben:

- Bodentemperatur
- Wassersättigung des Bodens

- Wasseranteil des Interzeptionsspeichers
- Rauigkeitslänge
- Flächenanteil von Land
- Pflanzenbedeckungsgrad
- Flächenanteil von Nadelwald
- Flächenanteil von Laubwald
- Blattflächenindex (Blattfläche pro Bodenoberfläche)
- Wurzeltiefe
- Bodenart

Das Vertikalprofil für die Referenzläufe und die Anfangsfelder der Bodenparameter wurden aus einem Kontrolllauf, der für den 26.08.2009 mit den COSMO-Standard Einstellungen¹ durchgeführt wurde, entnommen. Dieser Kontrolllauf wurde mit 7 km Analysedaten angetrieben und mit einer horizontalen Auflösung von 2,8 km durchgeführt.

Durch die horizontale Auflösung von $0,025^\circ$ wird hochreichende Konvektion explizit aufgelöst. Flache Konvektion wird mit Hilfe eines modifizierten Tiedke Schemas parametrisiert. Um die Kopplung zwischen Atmosphäre und Boden zu beschreiben, wird das Bodenmodell TERRA-ML (Doms et al., 2011) verwendet. Der Einfluss der Strahlung wird durch eine Parametrisierung nach Ritter und Geleyn (1992) berechnet. Diese berücksichtigt den Einfluss von Wolken, Aerosolen, Wasserdampf und anderen gasförmigen Spurenstoffen in der Atmosphäre auf den Strahlungstransfer. Die Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre ist dabei zeitabhängig. Um zum Vergleich der Läufe stationäre Bedingungen zu erhalten wurde diese konstant gehalten. Dazu wurde im Modellcode, in der Datei `src_radiation.f90` bei der Berechnung der Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre, die Variable `zstunde` auf einen konstanten Wert gesetzt, der 0 UTC, 7 UTC oder 12 UTC entspricht. Somit erhält man am oberen Rand der Atmosphäre eine Einstrahlung, die den Werten der Einstrahlung am 26.8.2009 um 0 UTC bzw. 7 UTC oder 12 UTC entspricht. Somit können alle Einflüsse der Strahlung innerhalb der Atmosphäre vollständig berücksichtigt werden, die Läufe sind aber vergleichbar. Abgesehen von der konstanten Strahlung werden also alle physikalischen und dynamischen Prozesse durch die entsprechenden COSMO-Module im Modell berücksichtigt.

3.2 Vertikalprofile zur Modellinitialisierung

Aus dem oben beschriebenen Kontrolllauf wurde um 12 UTC küstennah über Land ein Vertikalprofil entnommen. Das entsprechende thermodynamische $SkewT$ - $\log p$ -Diagramm ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der Hebungsindex (engl. lifted index, LI), der eine Abschätzung der Insta-

¹www.cosmo-model.org

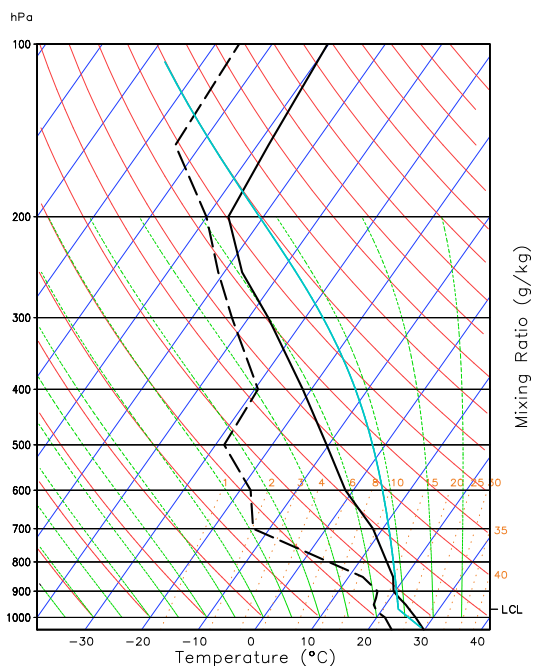


Abbildung 3.2: Thermodynamisches Skew T -log p -Diagramm des Ausgangsprofils, mit dem Vertikalprofil der Temperatur (schwarz, durchgezogen), der Taupunkttemperatur (schwarz, gestrichelt) und der Hebungskurve (türkis).

bilität der Atmosphäre ermöglicht, liegt bei -9 K was für eine labile bzw. bedingt labile Schichtung spricht. Die CAPE beträgt 3405 J kg^{-1} und die CIN 20 J kg^{-1} . Wird die CIN abgebaut oder überwunden steht ausreichend Energie für die Entwicklung von Gewittern zur Verfügung. Der K-Index, der eine Auskunft über die Wahrscheinlichkeit von Gewittern gibt, liegt allerdings bei einem Wert von 19, was gegen die Entwicklung von Gewittern spricht. Hierbei wird nicht nur der Auftrieb bei labiler Schichtung berücksichtigt, sondern auch der Feuchtegehalt der Atmosphäre. Das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre zwischen 900 hPa und 400 hPa ist sehr groß, was die Auslösung von Gewittern hemmt.

3.2.1 Referenzprofil

Um das Modell mit dem Vertikalprofil antreiben zu können, müssen die Daten auf äquidistante Höhen interpoliert werden. Es wurde dazu ein Abstand von 20 m gewählt. Die Windrichtung und die Windgeschwindigkeit werden in allen Höhen auf einen konstanten Wert gesetzt, um den Einfluss der Anströmbedingungen detailliert untersuchen zu können. Dazu wird die Windrichtung in 30° -Schritten variiert. Bei der Windgeschwindigkeit wird zum einen $v = 2\text{ m s}^{-1}$ und zum anderen $v = 5\text{ m s}^{-1}$ verwendet. Die Vertikalprofile der Temperatur und der Feuchte werden nicht verändert, wodurch die restlichen Bedingungen dem des Ausgangsprofils entsprechen. Diese Läufe dienen als Referenzläufe, um sie mit weiteren Läufen, bei denen die Vertikalprofile der Temperatur und der Feuchte verändert werden, zu vergleichen. In Tabelle 3.1 werden diese Läufe mit einem 'R' gekennzeichnet.

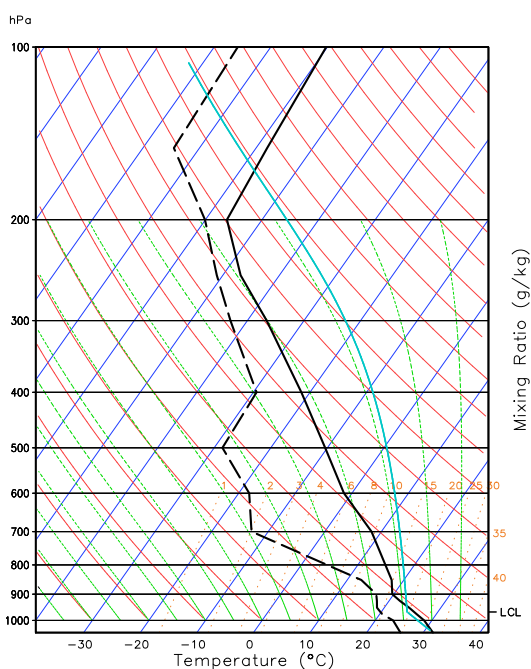


Abbildung 3.3: Thermodynamisches Skew T -log p -Diagramm mit dem Vertikalprofil der Temperatur (schwarz, durchgezogen), der Taupunkttemperatur (schwarz, gestrichelt) und der Hebungs-kurve (türkis), nach Erhöhung der Temperatur im bodennahen Bereich.

3.2.2 Vertikalprofil mit bodennaher Labilisierung (Erste Variation)

Um bodennah eine größere Instabilität zu erreichen, wird die Temperatur vom Erdboden bis 900 hPa erhöht. Die Temperaturerhöhung beträgt am Boden 2 K und nimmt bis 900 hPa linear ab, sodass keine Sprünge im Profil entstehen (Abb. 3.3). Durch diese Änderung erhöht sich die CAPE auf 5210 J kg^{-1} und die CIN verringert sich auf 9 J kg^{-1} . Es wird also weniger Energie benötigt um freie Konvektion auszulösen und dem Luftpaket steht noch mehr Energie für die Vertikalbewegung zur Verfügung. Die Windrichtung und die Windgeschwindigkeit werden, wie bei den Referenzläufen, variiert. Zusätzlich werden mit der zeitlich konstanten Strahlung von 12 UTC noch einige weitere Läufe durchgeführt. So werden bei einer Anströmgeschwindigkeit von 2 m s^{-1} noch Läufe mit einer Windrichtung von 285° und 315° und bei einer Windrichtung von 300° noch ein Lauf mit einer Anströmgeschwindigkeit von 1 m s^{-1} durchgeführt. Läufe mit diesem Vertikalprofil werden im weiteren Verlauf mit einem 'L' abgekürzt (vgl. Tab. 3.1).

3.2.3 Vertikalprofil mit verringertem Sättigungsdefizit (Zweite Variation)

Die Windgeschwindigkeit und die Windrichtung werden, wie bei den Referenzläufen und den Läufen der ersten Variation, variiert. Die Windrichtung wird in 30° -Schritten geändert und für die Windgeschwindigkeit werden 5 m s^{-1} und 2 m s^{-1} verwendet. Es wird nun das Sättigungsdefizit zwischen 900 hPa und 400 hPa verringert. Um dies zu erreichen, wird die Taupunkttemperatur zwischen diesen beiden Höhen linear interpoliert. Da das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre keinen Einfluss auf CAPE und CIN hat, entsprechen die thermodynamischen Bedingungen

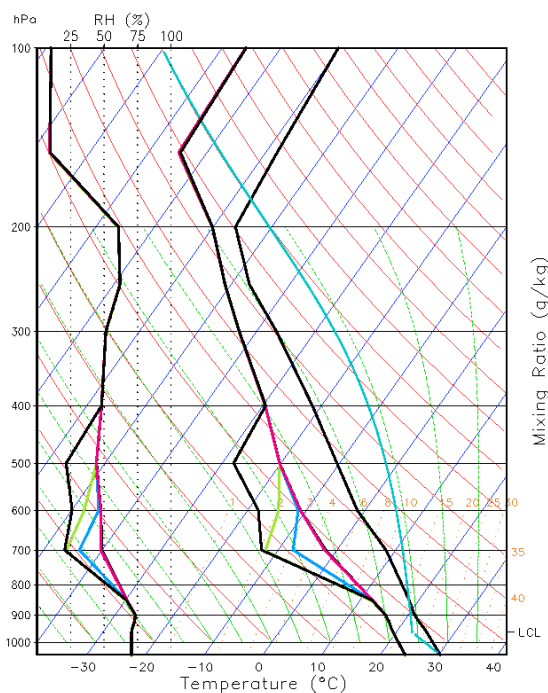


Abbildung 3.4: Thermodynamisches Skew T -log p -Diagramm mit den Profilen mit verringertem Sättigungsdefizit. Erhöhung der relativen Feuchte ab 700 hPa (grün), ab 750 hPa (blau) und ab 800 hPa bzw. 900 hPa (pink). Die Vertikalprofile des Referenzlaufs sind zum Vergleich in schwarz dargestellt. Links die relative Feuchte, in der Mitte die Taupunkttemperatur, rechts die Temperatur und die Hebungskurve (türkis).

denen des Referenzprofils.

Da das Gebirge auf Korsika im Modell bis zu 2249 m hoch ist, wirken sich die Änderungen des Vertikalprofils auch auf die bodennahen Werte im Gebirge ab ca. 1000 m aus. Um diesen Einfluss näher zu untersuchen, wird für beide Windgeschwindigkeiten (2 m s^{-1} , 5 m s^{-1}), aber nur für eine Windrichtung (210°) und eine Strahlungseinstellung von 12 UTC, die Taupunkttemperatur ab unterschiedlichen Druckleveln erhöht. Die Änderung der Feuchte erfolgt in diesen Fällen ab 800 hPa, 750 hPa und 700 hPa. Die geänderten Vertikalprofile, sowie das Referenzprofil zum Vergleich, sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Da die Änderungen zwischen 900 hPa und 800 hPa minimal sind, sind die beiden Profile in Abbildung 3.4 durch ein Profil abgebildet. Die CIN und die CAPE unterscheiden sich bei den Profilen nur minimal. Die Läufe werden in Tabelle 3.1 und 3.2 mit 'SD' abgekürzt.

3.3 Übersicht der Modellläufe

Es wurden insgesamt 225 Läufe durchgeführt. Dazu wurden die in Kapitel 3.2 beschriebenen Vertikalprofile und die in Kapitel 3.1.2 erwähnten Strahlungseinstellungen verwendet. Eine Übersicht über die Läufe und deren Bezeichnungen ist in Tabelle 3.1 und 3.2 aufgeführt.

Tabelle 3.1: Übersicht über die Modellläufe, unterteilt in die einzelnen Variationen des Vertikalprofils und die unterschiedlichen Strahlungseinstellungen, in Abhängigkeit von der Anströmrichtung (wr) und der Windgeschwindigkeit (wg).

Strahlung wr	REFERENZ (R)			VARIATION I (L)			VARIATION 2 (SD)		
	0 UTC	7 UTC	12 UTC	0 UTC	7 UTC	12 UTC	0 UTC	7 UTC	12 UTC
Anströmgeschwindigkeit $v = 5 \text{ m s}^{-1}$									
30°	R00_wg5_030	R07_wg5_030	R12_wg5_030	L00_wg5_030	L07_wg5_030	L12_wg5_030	SD00_wg5_030	SD07_wg5_030	SD12_wg5_030
60°	R00_wg5_060	R07_wg5_060	R12_wg5_060	L00_wg5_060	L07_wg5_060	L12_wg5_060	SD00_wg5_060	SD07_wg5_060	SD12_wg5_060
90°	R00_wg5_090	R07_wg5_090	R12_wg5_090	L00_wg5_090	L07_wg5_090	L12_wg5_090	SD00_wg5_090	SD07_wg5_090	SD12_wg5_090
120°	R00_wg5_120	R07_wg5_120	R12_wg5_120	L00_wg5_120	L07_wg5_120	L12_wg5_120	SD00_wg5_120	SD07_wg5_120	SD12_wg5_120
150°	R00_wg5_150	R07_wg5_150	R12_wg5_150	L00_wg5_150	L07_wg5_150	L12_wg5_150	SD00_wg5_150	SD07_wg5_150	SD12_wg5_150
180°	R00_wg5_180	R07_wg5_180	R12_wg5_180	L00_wg5_180	L07_wg5_180	L12_wg5_180	SD00_wg5_180	SD07_wg5_180	SD12_wg5_180
210°	R00_wg5_210	R07_wg5_210	R12_wg5_210	L00_wg5_210	L07_wg5_210	L12_wg5_210	SD00_wg5_210	SD07_wg5_210	SD12_wg5_210
240°	R00_wg5_240	R07_wg5_240	R12_wg5_240	L00_wg5_240	L07_wg5_240	L12_wg5_240	SD00_wg5_240	SD07_wg5_240	SD12_wg5_240
270°	R00_wg5_270	R07_wg5_270	R12_wg5_270	L00_wg5_270	L07_wg5_270	L12_wg5_270	SD00_wg5_270	SD07_wg5_270	SD12_wg5_270
300°	R00_wg5_300	R07_wg5_300	R12_wg5_300	L00_wg5_300	L07_wg5_300	L12_wg5_300	SD00_wg5_300	SD07_wg5_300	SD12_wg5_300
330°	R00_wg5_330	R07_wg5_330	R12_wg5_330	L00_wg5_330	L07_wg5_330	L12_wg5_330	SD00_wg5_330	SD07_wg5_330	SD12_wg5_330
360°	R00_wg5_360	R07_wg5_360	R12_wg5_360	L00_wg5_360	L07_wg5_360	L12_wg5_360	SD00_wg5_360	SD07_wg5_360	SD12_wg5_360
Anströmgeschwindigkeit $v = 2 \text{ m s}^{-1}$									
30°	R00_wg2_030	R07_wg2_030	R12_wg2_030	L00_wg2_030	L07_wg2_030	L12_wg2_030	SD00_wg2_030	SD07_wg2_030	SD12_wg2_030
60°	R00_wg2_060	R07_wg2_060	R12_wg2_060	L00_wg2_060	L07_wg2_060	L12_wg2_060	SD00_wg2_060	SD07_wg2_060	SD12_wg2_060
90°	R00_wg2_090	R07_wg2_090	R12_wg2_090	L00_wg2_090	L07_wg2_090	L12_wg2_090	SD00_wg2_090	SD07_wg2_090	SD12_wg2_090
120°	R00_wg2_120	R07_wg2_120	R12_wg2_120	L00_wg2_120	L07_wg2_120	L12_wg2_120	SD00_wg2_120	SD07_wg2_120	SD12_wg2_120
150°	R00_wg2_150	R07_wg2_150	R12_wg2_150	L00_wg2_150	L07_wg2_150	L12_wg2_150	SD00_wg2_150	SD07_wg2_150	SD12_wg2_150
180°	R00_wg2_180	R07_wg2_180	R12_wg2_180	L00_wg2_180	L07_wg2_180	L12_wg2_180	SD00_wg2_180	SD07_wg2_180	SD12_wg2_180
210°	R00_wg2_210	R07_wg2_210	R12_wg2_210	L00_wg2_210	L07_wg2_210	L12_wg2_210	SD00_wg2_210	SD07_wg2_210	SD12_wg2_210
240°	R00_wg2_240	R07_wg2_240	R12_wg2_240	L00_wg2_240	L07_wg2_240	L12_wg2_240	SD00_wg2_240	SD07_wg2_240	SD12_wg2_240
270°	R00_wg2_270	R07_wg2_270	R12_wg2_270	L00_wg2_270	L07_wg2_270	L12_wg2_270	SD00_wg2_270	SD07_wg2_270	SD12_wg2_270
285°						L12_wg2_285			
300°	R00_wg2_300	R07_wg2_300	R12_wg2_300	L00_wg2_300	L07_wg2_300	L12_wg2_300	SD00_wg2_300	SD07_wg2_300	SD12_wg2_300
315°						L12_wg2_315			
330°	R00_wg2_330	R07_wg2_330	R12_wg2_330	L00_wg2_330	L07_wg2_330	L12_wg2_330	SD00_wg2_330	SD07_wg2_330	SD12_wg2_330
360°	R00_wg2_360	R07_wg2_360	R12_wg2_360	L00_wg2_360	L07_wg2_360	L12_wg2_360	SD00_wg2_360	SD07_wg2_360	SD12_wg2_360
Anströmgeschwindigkeit $v = 1 \text{ m s}^{-1}$									
300°						L12_wg1_300			

Tabelle 3.2: Übersicht über die Modellläufe mit einer Anströmrichtung von 210° und einer konstanten Strahlung von 12 UTC, in Abhängigkeit von der Variation des Feuchteprofils.

Erhöhung der Feuchte	Windgeschwindigkeit	Kürzel
ab 800 hPa	2 m s^{-1}	SD12_rh800_wg2_210
ab 750 hPa	2 m s^{-1}	SD12_rh750_wg2_210
ab 700 hPa	2 m s^{-1}	SD12_rh700_wg2_210
ab 800 hPa	5 m s^{-1}	SD12_rh800_wg5_210
ab 750 hPa	5 m s^{-1}	SD12_rh750_wg5_210
ab 700 hPa	5 m s^{-1}	SD12_rh700_wg5_210

4. Ergebnisse

Eine Übersicht über die Niederschlagsmenge, die in 24 h über der Insel gefallen ist, und den Zeitpunkt der Niederschlagsauslösung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Bei den Läufen ohne Niederschlag wurde der Zeitpunkt der Niederschlagsauslösung mit dem Ausfallwert -99 gekennzeichnet. Die Ergebnisse werden in den folgenden Kapiteln näher besprochen.

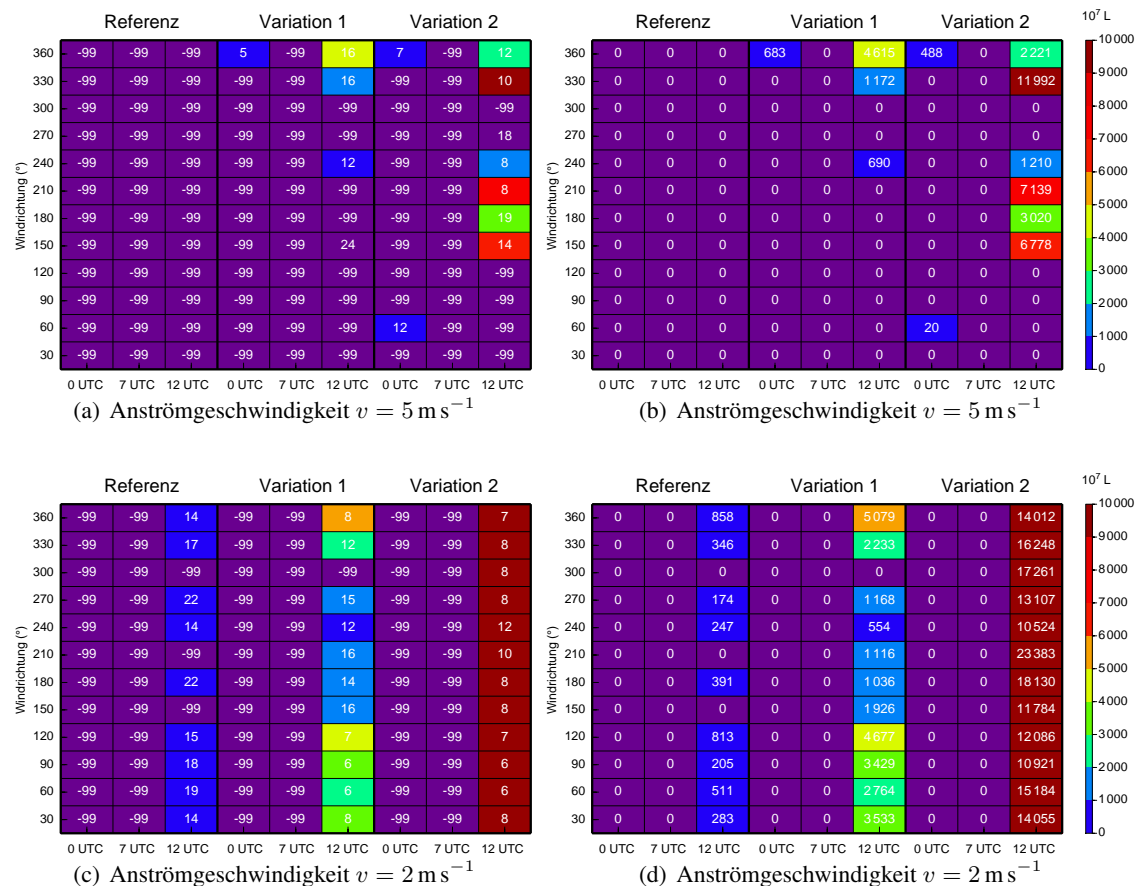


Abbildung 4.1: Übersicht über den Zeitpunkt der Niederschlagsauslösung in Stunden (links) und die Niederschlagsmenge auf der gesamten Insel (rechts), unterteilt in Läufe mit einer Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} (oben) und 2 m s^{-1} (unten). Farblich dargestellt ist in allen vier Abbildungen die Niederschlagssumme in 24 h.

4.1 Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1}

Zunächst werden die Ergebnisse der Läufe mit einer hohen Anströmgeschwindigkeit (5 m s^{-1}) analysiert. Dabei werden die drei unterschiedlichen Strahlungseinstellungen getrennt betrachtet. Bei der Analyse der Gebietsmittelwerte werden die Ergebnisse für präkonvektive Bedingungen (nach 8 h Simulationszeit) ausgewertet.

4.1.1 Strahlungseinstellung 00 UTC

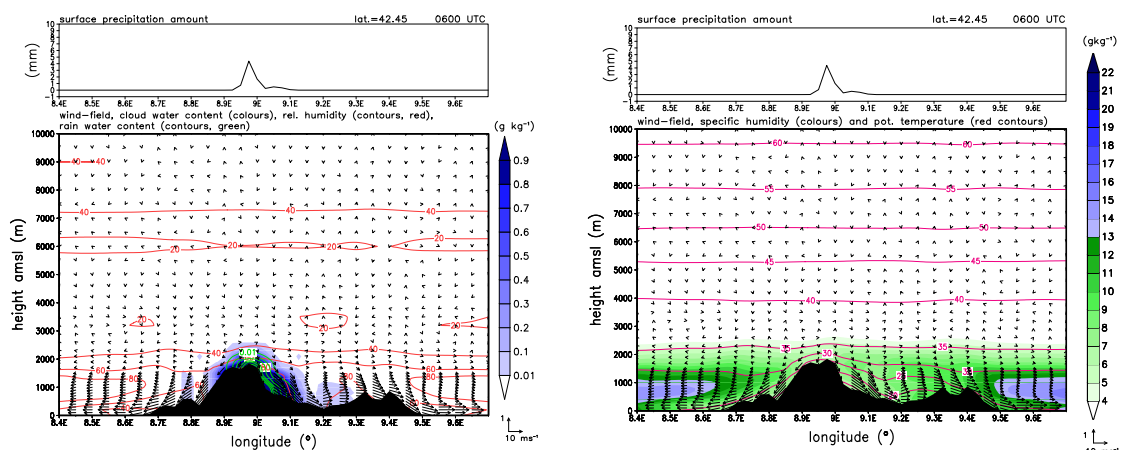
In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aller Läufe mit einer Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} und einer Strahlungseinstellung von 0 UTC gemeinsam betrachtet, da es nur in drei der 36 Läufe zur Niederschlagsauslösung kommt (vgl. Abb. 4.1). Bei den Läufen L00_wg5_360, SD00_wg5_060 und SD00_wg5_360 fällt im Norden der Insel Niederschlag.

Zur Simulation nächtlicher Bedingungen wurde die solare Einstrahlung am oberen Rand der Atmosphäre auf Null gesetzt. Dadurch erhält man auf der Insel nach 8 h Simulationszeit an der Erdoberfläche eine mittlere Strahlungsbilanz von -91 W m^{-2} bis -72 W m^{-2} . Der fühlbare Wärmestrom ist in allen Läufen mit dieser Einstrahlung negativ und die Mittelwerte liegen um -60 W m^{-2} . Dies führt zur Abkühlung der bodennahen Luftschicht und es bilden sich über den Gebirgen katabatische Winde, die zu Divergenzgebieten über den Gipfeln führen. Der Temperaturunterschied zwischen Land und der angrenzenden Wasserfläche liegt um 7 K, wodurch sich Landwinde bilden. Die katabatischen Winde und die Landwinde überlagern sich, sodass es zu ablandigen Winden auf der gesamten Insel kommt.

Bei den drei oben genannten Läufen mit Niederschlag führen jeweils die gleichen Prozesse zur Auslösung. Durch den negativen fühlbaren Wärmestrom kommt es zur Abkühlung der bodennahen Luftschichten. Diese Abkühlung ist so stark, dass die adiabatische Erwärmung der abfließenden Luftmassen überkompensiert wird und es netto, über dem Gipfel und an den Hängen, zu einer Abkühlung kommt, bis Sättigung und Nebelbildung eintritt. Dies ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die potentielle Temperatur sinkt bodennah auf 15°C (Abb. 4.2 b) und es bildet sich Nebel (Abb. 4.2 a). Die Isolinien des Regenwasseranteils in Abbildung 4.2 a zeigen, dass etwas Niederschlag aus der Nebelschicht über dem Hang ausfällt. Die Niederschlagsmengen sind jedoch sehr gering. Die Hangabwinde sind ebenfalls in beiden Teilabbildungen deutlich zu erkennen und mit Geschwindigkeiten über 10 m s^{-1} sehr stark.

4.1.2 Strahlungseinstellung 07 UTC

Bei den Läufen, bei denen eine morgendliche solare Einstrahlung verwendet wird, wird kein Niederschlag ausgelöst. Deshalb werden die Ergebnisse der Referenzläufe und der Läufe mit der ersten und zweiten Variation des Vertikalprofils zusammengefasst. Im Folgenden soll erklärt werden, weshalb es bei diesen Läufen nicht zur Niederschlagsauslösung kommt. Die Läufe weisen nach 8 h Simulationszeit eine mittlere Strahlungsbilanz von 164 W m^{-2} bis 193 W m^{-2} auf (Abb. 4.3 a). Aufgrund der geringen Einstrahlung sind die thermischen Windsysteme nur schwach ausgeprägt, wodurch das Windfeld von der großskaligen Strömung bestimmt wird. Die Umströ-



(a) Windfeld, Wolkenwasseranteil (farbig), Isolinien der relativen Feuchte (rot) und Isolinien des Regenwasseranteils (grün). (b) Windfeld, spezifische Feuchte (farbig) und Isolinien der potentielle Temperatur (rot).

Abbildung 4.2: Querschnitte nach 6 h Simulationszeit bei $42,45^\circ \text{N}$ für den Lauf L00_wg5_360.

mung der Insel überwiegt. Insbesondere bei einer Anströmung aus $30^\circ - 90^\circ$ und $270^\circ - 330^\circ$ sind die Umströmungseffekte stark ausgeprägt und es bildet sich eine Gegenströmung im Lee der Insel. Die Anteile des Windes, die nicht abgelenkt werden, vereinigen sich im Luv, genauso wie die Gegenströmung im Lee, mit den schwach ausgeprägten See- und Hangaufwinden. Die Konvergenz dieser beiden auflandigen Strömungen liegt dabei stromab im Lee des Gebirges. Um die Stärke der Konvergenz des 10 m Windes zu ermitteln, werden alle positiven Werte über Land akkumuliert. Die Werte liegen für die Läufe zwischen $0,18 \text{ s}^{-1}$ und $0,25 \text{ s}^{-1}$ (Abb. 4.3 d), wobei das Maximum bei einer Anströmung von 270° erreicht wird. Dort sind die beiden Strömungen (luvseitige Anströmung und Gegenströmung) besonders stark. Diese Konvergenzen erzeugen aus Kontinuitätsgründen Aufwinde. Sind sie stark genug, wird die Differenzgeschwindigkeit positiv, die CIN kann überwunden und die CAPE freigesetzt werden. Die Mittelwerte der CAPE liegen bei allen Läufen zwischen 1500 J kg^{-1} und 1850 J kg^{-1} (vgl. Abb. 4.3 b). Dies würde für die Bildung hochreichender Konvektion ausreichen. Die Werte der CIN, die überwunden werden müssen, liegen bei den Referenzläufen (R07_wg5_030-360) und bei den Läufen SD07_wg5_030-360 zwischen 11 J kg^{-1} und 23 J kg^{-1} . Bei den Läufen der ersten Variation liegen sie durch die bodennahe Labilisierung des Vertikalprofils niedriger, zwischen 5 J kg^{-1} und 19 J kg^{-1} (vgl. Abb. 4.3 c). Betrachtet man jedoch die Anzahl der Gitterpunkte mit positiver Differenzgeschwindigkeit sieht man, dass nur an wenigen Punkten die notwendige Hebung vorhanden ist, um die CIN zu überwinden (Abb. 4.3 e). Zusätzlich zum fehlenden Hebungsantrieb ist das NSD in der mittleren Troposphäre um 700 hPa sehr groß (ohne Abb.). Im unteren Bereich der Troposphäre um 850 hPa liegen die Werte für das NSD der Referenzläufe zwischen 3 und $3,5$, für die Läufe der zweiten Variation etwas niedriger und für die Läufe der ersten Variation zwischen 2 und $2,8$ (vgl. Abb. 4.3 f). Durch die geringe Einstrahlung können sich also nur schwache thermische Windsysteme ausbilden, was zu weniger starken Konvergenzen des bodennahen Windfeldes führt. Dadurch ist die resultierende Hebung ebenfalls schwach und reicht nur an wenigen Gitterpunkten zur Überwin-

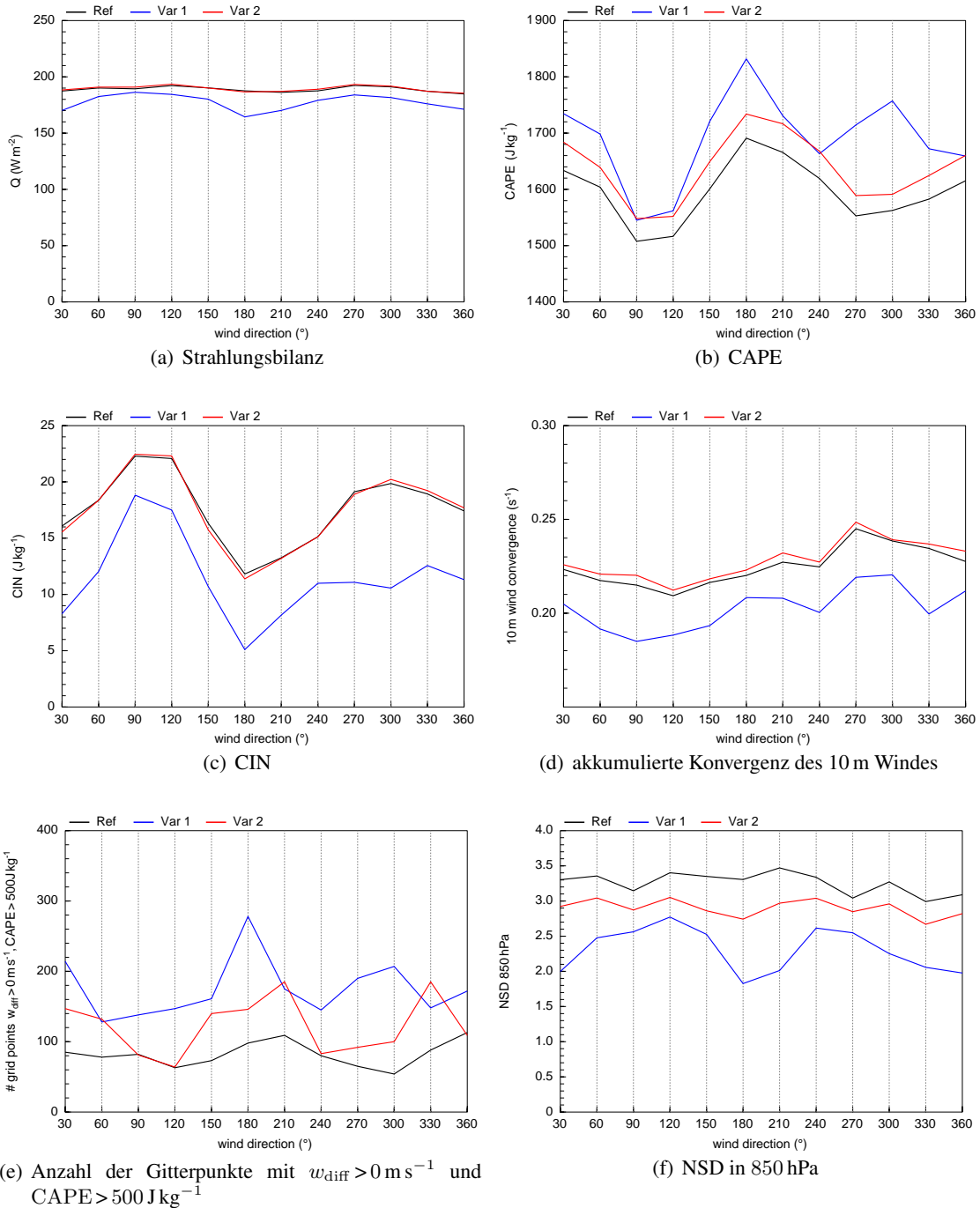


Abbildung 4.3: Gebietsmittel und Summen von konvektionsrelevanten Parametern in Abhängigkeit von der Anströmrichtung. Ergebnisse der präkonvektiven Bedingungen für die Modellläufe mit hoher Anströmgeschwindigkeit (5 m s^{-1}) und 7 UTC Einstrahlung nach Erreichen stationärer Bedingungen (8 h Simulationszeit).

dung der CIN aus. Ebenfalls hemmend auf die Entwicklung hochreichender Konvektion wirkt sich das hohe Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre aus. Es bilden sich deshalb nur niedrige Wolken und es entsteht keine hochreichender Konvektion.

4.1.3 Strahlungseinstellung 12 UTC

Wird die Strahlung auf den Wert von 12 UTC gesetzt, wird bei neun von 36 Läufen Niederschlag ausgelöst (Abb. 4.1). Dabei gibt es im Niederschlag Unterschiede in Abhängigkeit vom verwendeten Vertikalprofil und der Anströmrichtung. Bei den Referenzläufen kommt es in keinem der 12 Läufe zur Niederschlagsauslösung. Bei einer bodennahen Labilisierung des Vertikalprofils wird bei den Läufen L12_wg5_240, L12_wg5_330 und L12_wg5_360 Niederschlag ausgelöst und bei den Läufen mit verringertem Sättigungsdefizit wird bei einer Anströmrichtung von 150° - 240° , 330° und 360° Niederschlag ausgelöst. Der Ort der Niederschlagsentstehung wird dabei bei allen Läufen entscheidend durch das großräumige Windfeld bestimmt. Durch die hohen Windgeschwindigkeiten dominieren die dynamischen Effekte. Es kommt zur Umströmung der Insel und es können sich kaum Seewindsysteme durchsetzen. Im Lee der Insel bilden sich bei vielen Läufen Gegenströme, welche zu Konvergenzgebieten über der Insel führen. Im Bereich dieser Konvergenzgebiete liegen die Orte der Niederschlagsauslösung der oben genannten Läufe. Um detailliert auf die Ergebnisse der einzelnen Läufen eingehen zu können, werden diese in drei separaten Abschnitten besprochen. Dabei werden stets die Läufe mit dem gleichen Vertikalprofil zur Initialisierung zusammengefasst.

4.1.3.1 Referenzläufe

In den Referenzläufen wird wie oben erwähnt kein Niederschlag ausgelöst (vgl. Abb. 4.1). Durch die Änderung der Strahlung auf den Wert von 12 UTC liegt die flächengemittelte Strahlungsbilanz nach 8 h Simulationszeit bei Werten zwischen 385 W m^{-2} und 466 W m^{-2} (Abb. 4.4 a). Im Vergleich zu den Läufen der ersten und zweiten Variation des Vertikalprofils liegen die Werte stets darüber, da der Wolkenbedeckungsgrad geringer ist (Abb. 4.4 h). Die Mittelwerte der CAPE liegen bei den zwölf Referenzläufen zwischen 1910 J kg^{-1} und 2030 J kg^{-1} und sind damit etwas niedriger als bei den Läufen der ersten und zweiten Variation (Abb. 4.4 b). In Abbildung 4.4 c ist zu erkennen, dass die CIN Werte zwischen 7 J kg^{-1} und 11 J kg^{-1} annimmt. Sie ist deutlich höher als bei den Läufen mit bodennaher Labilisierung des Vertikalprofils. Im Vergleich zu den Simulationen mit verringertem Sättigungsdefizit ist sie jedoch um 1 J kg^{-1} geringer. Könnte also die CIN überwunden oder vollständig abgebaut werden, wäre im Mittel ausreichend Energie für hochreichende Konvektion vorhanden. Ein Mechanismus, der zur Überwindung der CIN führen kann, ist die Konvergenz des bodennahen Windfeldes. Die akkumulierte Konvergenz des bodennahen Windes über der Insel ist bei den Referenzläufen mit den Werten der Läufe der zweiten Variation vergleichbar und höher als bei den Läufen der ersten Variation des Vertikalprofils (Abb. 4.4 d). Ob die Hebung, die durch die bodennahe Konvergenz oder andere Prozesse verursacht wird, tatsächlich ausreicht, um die CIN zu überwinden, kann mit Hilfe der Differenzgeschwindigkeit festgestellt werden. Da solche Hebungsmechanismen lokal stark variieren können, wird nicht der

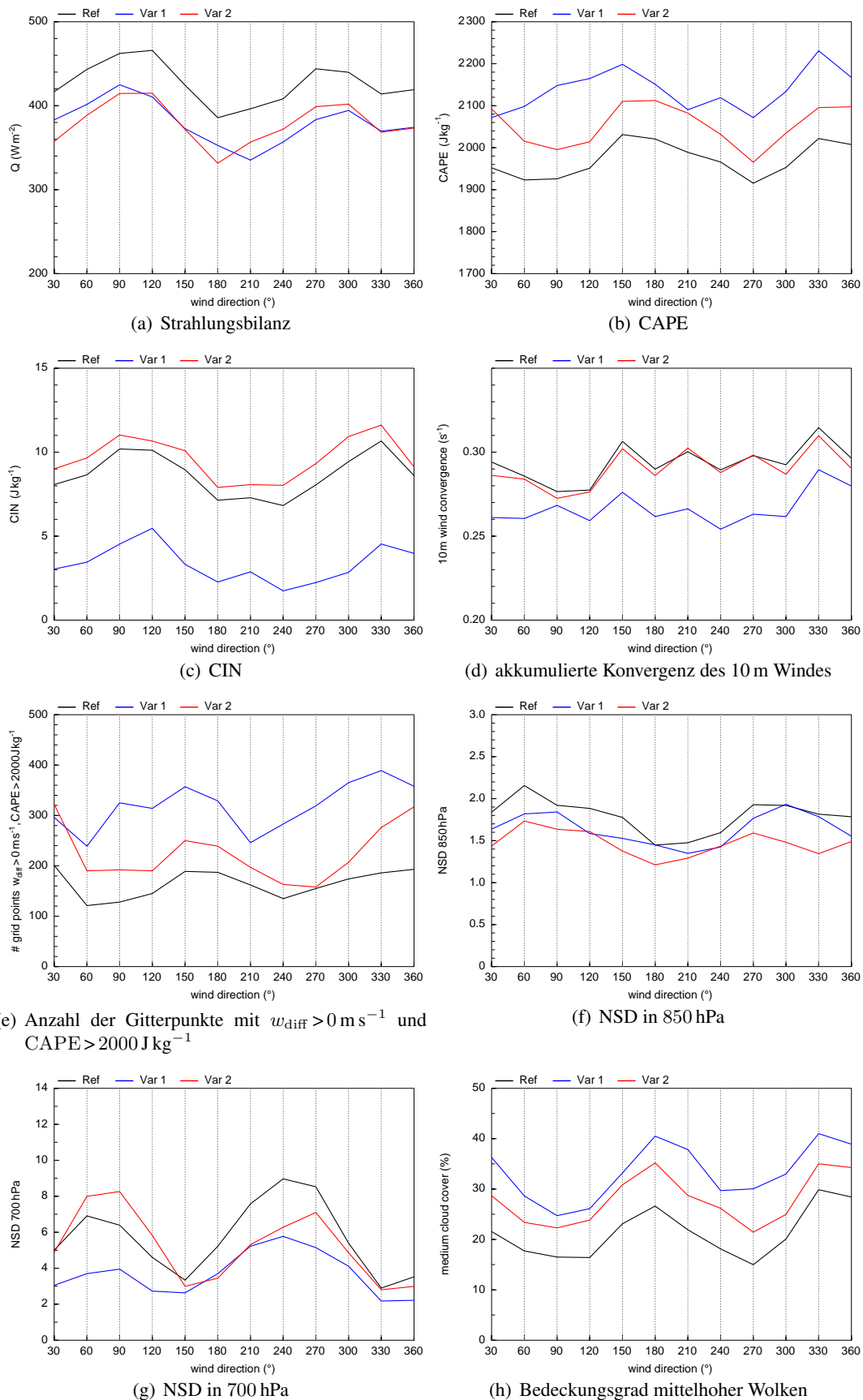


Abbildung 4.4: Konvektionsrelevante Parameter wie in Abb. 4.3 für eine Strahlungseinstellung von 12 UTC.

Mittelwert der Differenzgeschwindigkeit betrachtet, sondern es wird die Anzahl der Gitterpunkte ermittelt, an denen die Differenzgeschwindigkeit positiv ist und zusätzlich ausreichend CAPE vorhanden ist, um hochreichende Konvektion auszulösen. Die Anzahl der Punkte mit $w_{\text{diff}} > 0$ und einer CAPE über 2000 J kg^{-1} ist in Abbildung 4.4 e dargestellt. Die Referenzläufe haben bei allen Anströmrichtungen die geringste Anzahl an solchen Punkten. Das gleiche Ergebnis erhält man, wenn man den Schwellenwert der CAPE auf 1000 J kg^{-1} herabsetzt (ohne Abb.). Dort ist der Unterschied sogar noch deutlicher zu erkennen. Die Referenzläufe haben bei allen Anströmrichtungen etwa 100 Gitterpunkte weniger als die Läufe der ersten Variation des Vertikalprofils. Doch auch wenn es Punkte gibt an denen das NFK erreicht werden kann, kommt es nur zur Auslösung hochreichender Konvektion, wenn das Sättigungsdefizit nicht zu hoch ist (Adler et al., 2011). Die Mittelwerte des NSD sind in 850 hPa, außer bei einer Anströmung aus 60° , niedriger als 2, was für Wolkenbildung und Niederschlagsauslösung spricht. In der mittleren Troposphäre ist dies jedoch nicht der Fall. Dort liegen sie bei Werten zwischen 3 und 9 (Abb. 4.4 g).

Obwohl also ausreichend CAPE vorhanden ist um hochreichende Konvektion zu ermöglichen und die CIN mit Werten zwischen 7 J kg^{-1} und 11 J kg^{-1} in einem moderaten Bereich liegt, sind nur wenige Gitterpunkte vorhanden an denen die CIN überwunden werden kann. Das hohe Sättigungsdefizit in 700 hPa hemmt die Entwicklung hochreichender Wolken zusätzlich, da es zur Einmischung trockener Umgebungsluft in die aufsteigenden Luftpakete führt. Deshalb wird in keinem der Referenzläufe Niederschlag ausgelöst.

4.1.3.2 Läufe mit bodennaher Labilisierung des Vertikalprofils (Erste Variation)

Bei Verwendung der ersten Variation des Vertikalprofils wird bei einer Anströmung aus 240° (L12_wg5_240), 330° (L12_wg5_330) und 360° (L12_wg5_360) Niederschlag ausgelöst. Durch die Labilisierung des Vertikalprofils ist die CAPE bei den Läufen mit diesem Vertikalprofil höher und die CIN geringer als bei den Referenzläufen und den Läufen mit reduziertem Sättigungsdefizit (SD12_wg5_030-360). Die CAPE weist Werte zwischen 2070 J kg^{-1} und 2231 J kg^{-1} auf und die CIN liegt mit Werten um $3,5 \text{ J kg}^{-1}$ um etwa 5 J kg^{-1} bis 6 J kg^{-1} unter den Werten der anderen Läufe (Abb. 4.3 b, c). Das NSD ist bei allen Anströmrichtungen in 850 hPa und 700 hPa ebenfalls geringer als bei den Referenzläufen, was auf einen höheren Bedeckungsgrad mittelhoher Wolken zurückzuführen ist (Abb. 4.4 f, g, h). Im Vergleich zu den Referenzläufen herrschen also durch die niedrigere CIN, die höhere CAPE und das geringere NSD prinzipiell günstigere Bedingungen für die Auslösung hochreichender Konvektion. Trotzdem wird, wie oben erwähnt, nur bei drei Läufen Niederschlag ausgelöst. Weshalb es bei eben diesen Läufen zur Niederschlagsauslösung kommt, soll nun näher erklärt werden.

Bei L12_wg5_330 und L12_wg5_360 ist die bodennahe Windkonvergenz stärker als bei den Läufen L12_wg5_030-300 (Abb. 4.4 d). Dadurch kommt es zu stärkeren Aufwinden und die Anzahl an Punkten mit positiver Differenzgeschwindigkeit und einer CAPE größer als 2000 J kg^{-1} ist höher (Abb. 4.4 e). Durch die positive Differenzgeschwindigkeit kann die CIN überwunden werden und die CAPE wird freigesetzt. Außerdem ist das Sättigungsdefizit in 700 hPa, im Vergleich zu den anderen Läufen dieses Vertikalprofils, mit einem Wert von 2,2 deutlich geringer und liegt im

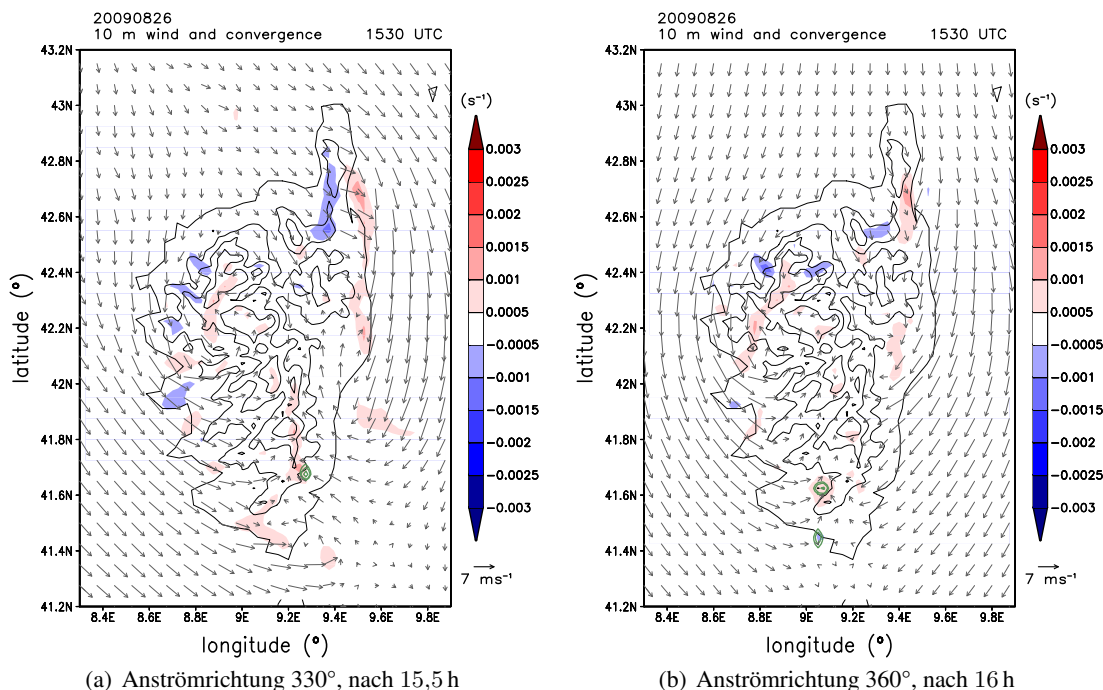


Abbildung 4.5: 10 m Windfeld mit Konvergenzen (positive Werte, rot) und Divergenzen (negative Werte, blau) und Isolinien des Niederschlags (grün) für die Läufe: (a) L12_wg5_330 und (b) L12_wg5_360.

Bereich der von Chaboureaux et al. (2004) gefundenen Werte, bei denen es in ihren Untersuchungen zur Auslösung hochreichender Konvektion mit signifikanter Wolkenbildung kam. Die Auslösung erfolgt bei einer Anströmung aus 330° nach 15,5 h im Südosten der Insel, im Konvergenzgebiet des östlichen Gegenstroms und der aus Westen überströmenden Luftmassen (Abb. 4.5 a). Bei dem Lauf L12_wg5_360 fällt der erste Niederschlag nach 16 h Simulationszeit, ausgelöst durch die bodennahe Konvergenz der die Insel umströmenden Luftmassen im Süden der Insel (Abb. 4.5 b). Die akkumulierte Niederschlagsmenge auf der gesamten Insel ist dabei bei einer Anströmung aus 360° mit $4615 \cdot 10^7$ L deutlich höher als bei einer Anströmung aus 330° ($1172 \cdot 10^7$ L), was unter anderem von einem deutlich größeren Gebiet mit sehr starken Niederschlägen (über 60 L m^{-2}) herrührt.

Bei L12_wg5_240, dem dritten Lauf mit Niederschlag, unterscheiden sich die Mittelwerte in Abbildung 4.4 nicht sonderlich von den Mittelwerten benachbarter Anströmrichtungen, wie 210° und 270°, bei denen kein Niederschlag fällt. Betrachtet man jedoch die bodennahen Felder der Wind- und Feuchtekonvergenz, so ist in beiden Feldern ein lokales Maximum bei einer Anströmung aus 240° im Bereich der Niederschlagsauslösung zu erkennen (Abb. 4.6 b, Windkonvergenz ohne Abb.). In den Feldern der Läufe L12_wg5_210 und L12_wg5_270 treten in diesem Bereich keine Maxima auf. Die Windkonvergenz verursacht starke positive Vertikalwinde im Bereich der Niederschlagsauslösung bei $9,125^\circ$ O (ohne Abb.). Dadurch kann die bodennah feuchte Luft soweit gehoben werden, dass die CIN überwunden und die CAPE freigesetzt werden kann. Es bilden sich tiefe und mittelhohe Wolken, wodurch insbesondere das Sättigungsdefizit zwischen 900 hPa

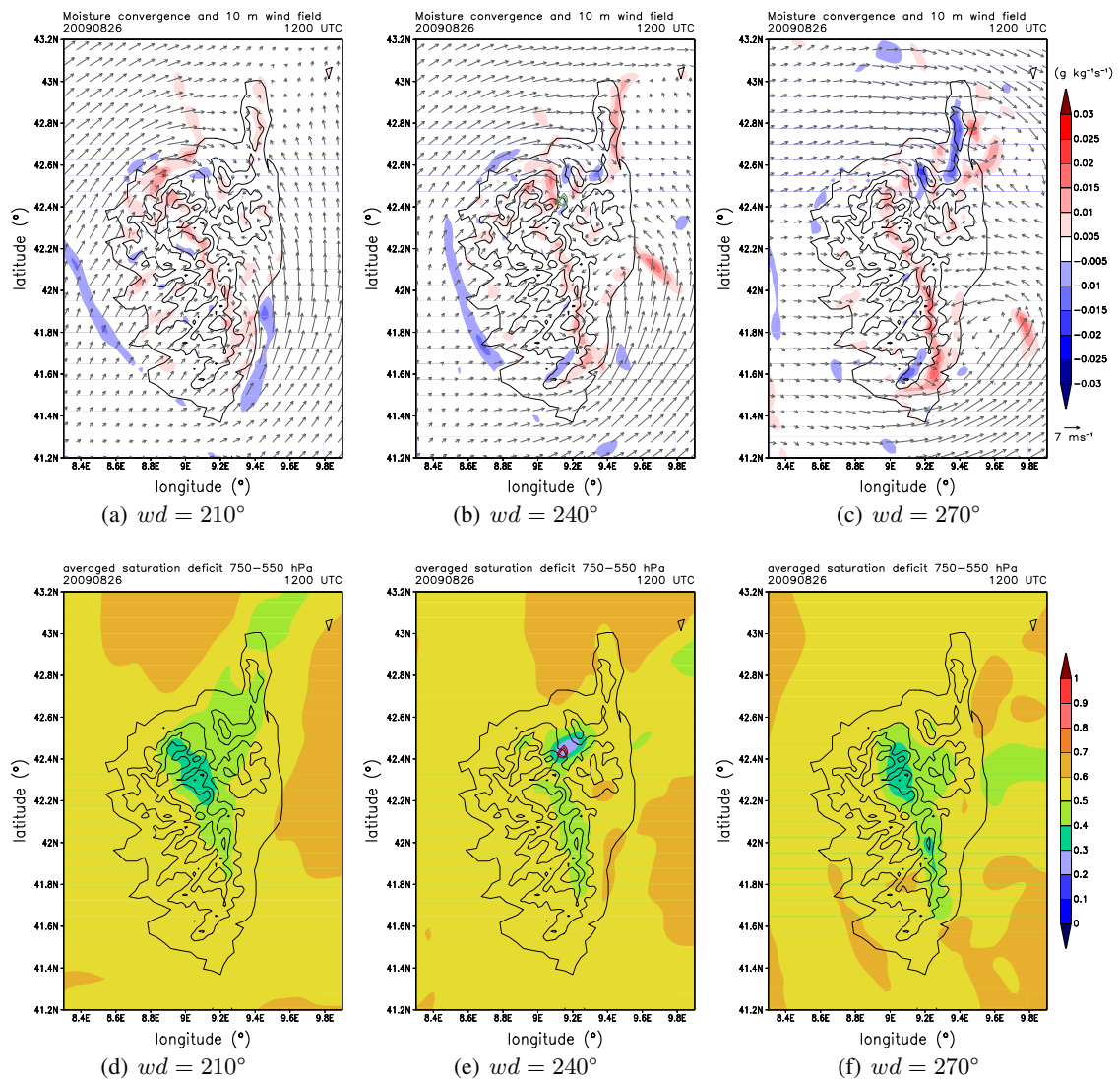


Abbildung 4.6: (a) - (c) Windfeld, Feuchtedivergenzfeld in 2 m (farbig) und Isolinien des Niederschlags (grün); (d) - (f) Horizontale Verteilung des vertikal gemittelten Sättigungsdefizits zwischen 750 hPa und 550 hPa (farbig) und Isolinien des Niederschlags (rot), für die Läufe L12_wg5_210, L12_wg5_240 und L12_wg5_270 nach 12 h Simulationszeit.

und 700 hPa aber auch zwischen 750 hPa und 550 hPa verringert wird. Bei einer Anströmrichtung von 210° und 270° bilden sich weniger tiefe Wolken, sodass das Sättigungsdefizit nicht so stark verringert wird. Dieser Prozess beginnt bereits 6 h vor Niederschlagsauslösung und führt zu einem kontinuierlichen Abbau des Sättigungsdefizits. Zu Beginn des Niederschlags im Lauf L12_wg5_240 hat das Sättigungsdefizit in diesem Bereich sein Minimum erreicht (Abb. 4.6 c-f). Die Luftpakete können also in einer recht feuchten Umgebung aufsteigen und es kann sich hochreichende Konvektion entwickeln, da es nur zur Einmischung relativ feuchter Umgebungsluft kommt. Die starke bodennahe Konvergenz in Lauf L12_wg5_240 führt also zur Hebung und Wolkenbildung in den Stunden vor dem Niederschlag, wodurch das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre verringert wird und es zur Entwicklung von hochreichender Konvektion mit Wolken und Niederschlag kommt.

4.1.3.3 Läufe mit verringertem Sättigungsdefizit (Zweite Variation)

Wird das Profil mit einem verringertem Sättigungsdefizit ab 900 hPa verwendet, wird bei sechs Läufen Niederschlag ausgelöst. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen, kommt es bei einer südwestlichen (150° - 240°) und bei einer nördlichen (330° , 360°) Anströmung zu Niederschlag. Die Entstehungsorte liegen dabei immer auf der Seite der Insel, die der Anströmung abgewandt ist, da sich durch die hohe Anströmgeschwindigkeit kaum thermische Windsysteme durchsetzen können und somit die großskalige Anströmung das Windfeld bestimmt. Es kommt durch die eingangs beschriebenen Umströmungseffekte zu Konvergenzen des bodennahen Windes im Lee des Gebirges, in deren Bereich dann der Niederschlag ausgelöst wird.

Bei allen zwölf Läufen ist die relative Feuchte in 700 hPa zwischen 15 % und 28 % höher als bei den Referenzläufen und den Läufen der ersten Variation, da dort das Maximum der Feuchteerhöhung liegt (ohne Abb.). Die Mittelwerte der CAPE liegen für die Läufe SD12_wg5_030-360 zwischen 1965 J kg^{-1} und 2112 J kg^{-1} . Sie sind also höher als die Werte in den Referenzläufen, da durch die Erhöhung der Feuchte ab 900 hPa an den Gitterpunkten im Gebirge auch die bodennahe Feuchte erhöht wird. Im Vergleich zu den Läufen L12_wg5_030-360 sind sie jedoch niedriger (Abb. 4.4 b), da sich die Erhöhung der Feuchte nur auf die Gitterpunkte im Gebirge auswirkt und somit die Erhöhung der bodennahen Temperatur in den Läufen der ersten Variation einen größeren Einfluss auf die Änderung der CAPE hat. Die CIN ist bei Verwendung dieses Vertikalprofils durchgehend am höchsten und liegt bei Werten zwischen 8 J kg^{-1} und 12 J kg^{-1} (Abb. 4.4 c). Es wird also deutlich mehr Energie benötigt, um die CIN zu überwinden, als in den Läufen der ersten Variation des Vertikalprofils. Dank der stärkeren bodennahen Konvergenz, ist bei den Läufen der zweiten Variation jedoch mehr Antrieb für Hebung vorhanden, wodurch die Anzahl der Gitterpunkte mit positiver Differenzgeschwindigkeit und einer CAPE größer als 1000 J kg^{-1} im gleichen Bereich liegt wie für die Läufe L12_wg5_030-360 (ohne Abb.). Die Werte des NSD liegen in 850 hPa für alle Anströmrichtungen um 1,5. In 700 hPa schwanken die Werte stärker mit der Anströmrichtung. So liegen sie zwischen 60° und 120° deutlich über den Werten der Läufe L12_wg5_030-120 und der Läufe R12_wg5_060-120. Bei einer Anströmung aus 150° - 240° sind die Werte mit denen der Läufe der ersten Variation fast identisch und liegen unter den Werten der

Referenzläufe. Zwischen 270° und 30° sind die Werte im Vergleich zu L12_wg5_270-030 etwas höher und liegen näher an den Werten der Referenzläufe. Es soll nun betrachtet werden wie diese Bedingungen zur Auslösung des Niederschlags in den oben genannten sechs Läufen beitragen.

Bei einer südlichen Anströmung (150° , 180°) wird der Niederschlag nach 13,5 h bzw. 19 h im Norden der Insel ausgelöst. Die Niederschlagsmenge, die in 24 h über Land fällt, ist bei einer 180° Anströmung geringer, da ein Großteil des Niederschlags über dem Meer fällt und es insgesamt nur 5 h regnet. Bei einer Anströmung aus 150° regnet es hingegen 8 h und die Niederschlagsgebiete verlagern sich im zeitlichen Verlauf vom Meer landeinwärts. Vergleicht man die Mittelwerte bei einer südlichen Anströmung (150° , 180°) mit denen einer östlichen Anströmung (90° , 120°) so ist zu erkennen, dass die akkumulierten Werte der bodennahen Konvergenz des Windfeldes bei einer Anströmung aus 150° und 180° zwischen $0,01 \text{ s}^{-1}$ und $0,03 \text{ s}^{-1}$ höher sind. Außerdem ist ein Anstieg der CAPE um 100 J kg^{-1} bei einer südlichen Anströmung zu beobachten. Da bodennahe Konvergenz zu Hebung und somit zu positiven vertikalen Windgeschwindigkeiten führt, ist durch die stärkere bodennahe Konvergenz und durch die höhere CAPE die Anzahl an Gitterpunkten, an denen die Differenzgeschwindigkeit positiv und die CAPE größer als 2000 J kg^{-1} ist, größer (Abb. 4.4 e). Dadurch kann die CIN an mehr Punkten überwunden werden und die CAPE steht für die Bildung hochreichender Konvektion zur Verfügung. Betrachtet man das NSD so sieht man, dass bei 150° und 180° ein geringeres NSD in 850 hPa und 700 hPa vorliegt (Abb. 4.4 f, g). Insbesondere in 700 hPa ist der Unterschied sehr ausgeprägt. Diese Variationen bezüglich der Anströmrichtung entstehen durch einen unterschiedlich hohen Bedeckungsgrad niedriger und mittelhoher Wolken (Abb. 4.4 h). Betrachtet man nicht nur das NSD, sondern auch die Verteilung des vertikal gemittelten Sättigungsdefizits, so ist dieses im gesamten Norden der Insel für die Läufe SD12_wg5_150 und SD12_wg5_wg180 kleiner als 0,2. Für eine östliche Anströmung hingegen liegen die Werte stets über 0,2 (ohne Abb.). Das geringe Sättigungsdefizit bei einer südlichen Anströmung begünstigt die Entwicklung hochreichender Konvektion zusätzlich, da die Einmischung von trockener Umgebungsluft in die aufsteigenden Luftpakete gering ist. Dadurch kann sich bei einer südlichen Anströmung hochreichende Konvektion entwickeln und es kommt zur Wolkenbildung und Niederschlag.

Bei einer südwestlichen Anströmung aus 210° und 240° kommt es in beiden Fällen nach 8 h zu Niederschlag und auch der Ort der Entstehung ist gleich. Er liegt leeseitig des Gebirges bei $9,1^\circ \text{ O}$ und $42,425^\circ \text{ N}$. Die Niederschlagsmenge unterscheidet sich jedoch erheblich. So liegt sie bei SD12_wg5_210 nach 24 h bei $7139 \cdot 10^7 \text{ L}$ bei SD12_wg5_240 hingegen bei $1210 \cdot 10^7 \text{ L}$. Dieser große Unterschied ergibt sich daraus, dass bei einer Anströmung aus 210° zu einem späteren Zeitpunkt weitere Niederschlagsereignisse stattfinden. Bei einer Anströmung aus 240° bleibt es bei lokalen Niederschlägen um den Auslöseort. Im Vergleich zu einer Anströmung aus 270° , bei der kein Niederschlag ausgelöst wird, ist zu erkennen, dass es bei Lauf L12_wg5_270 weniger Bewölkung gibt. Dadurch ist die Strahlungsbilanz am Erdboden etwas höher und es können sich intensivere Seewinde bilden. Die östliche Seewindfront wird jedoch durch den ersten Berghang im Osten blockiert und es kommt aus Kontinuitätsgründen zur Hebung und zu einer gegenläufigen Strömung ab 1000 m Höhe (Abb. 4.7 c). Es bilden sich über diesem ersten Gipfel Wolken, die jedoch nicht weiter anwachsen, da das Sättigungsdefizit in 700 hPa zu groß ist. Bei einer Anströ-

mung aus 210° und 240° wird der erste Berg im Osten überströmt (Abb. 4.7 a, b). Die maritime Luft wird an den zweiten Berg herantransportiert und der Seewind vereint sich dort mit den Hangaufwinden. Es kommt zur Hebung über dem Gipfel, was zur Wolkenbildung führt. Das NSD in der mittleren Troposphäre wird dadurch verringert und die Wolke kann weiter anwachsen, bis es zur Niederschlagsauslösung kommt. Obwohl also die atmosphärischen Bedingungen sehr ähnlich sind, fehlt bei einer Anströmung aus 270° die bodennahe Konvergenz über dem zweiten Gipfel, um hochreichende Konvektion auszulösen.

Bei einer nördlichen Anströmung aus 330° und 360° wird der Niederschlag nach 10 h bzw. 12 h ausgelöst. Die Niederschlagsgebiete liegen beide im südlichen Teil der Insel um $41,85^\circ$ N. Bei einer Anströmrichtung von 330° wird der Niederschlag östlich des Gebirges bei $9,2^\circ$ O ausgelöst und bei einer Anströmung aus 360° westlich des Gebirges bei $8,99^\circ$ O. Die hohe Niederschlagsmenge von $11992 \cdot 10^7$ L bei einer Anströmung aus 330° kommt unter anderem durch ein zweites Niederschlagsereignis zustande, das unabhängig vom Ersten mehrere Stunden später einsetzt. Während die Mittelwerte der meisten konvektionsrelevanten Parameter bei einer Anströmung von 330° und 360° mit denen der Läufe SD12_wg5_300 und SD12_wg5_wg030 vergleichbar sind, ist bei den Mittelwerten des NSD in 700 hPa ein großer Unterschied zu erkennen (Abb. 4.4 g). Das NSD liegt bei 2,8 bzw. 3 für eine Anströmung aus 330° bzw. 360° , für eine Anströmung aus 300° und 30° jedoch bei 4,9. Betrachtet man die horizontale Verteilung des vertikal gemittelten Sättigungsdefizits zwischen 750 hPa und 550 hPa so weist diese im Bereich der Niederschlagsauslösung ein Minimum auf, mit Werten kleiner als 0,1. In den Läufen SD12_wg5_300 und SD12_wg5_wg030 liegt kein solches Minimum vor. Die Werte liegen in diesen Läufen zwischen 0,2 und 0,5 was die Entwicklung hochreichender Konvektion hemmt. Ein lokales Maximum im Bereich der Niederschlagsauslösung ist in den Feldern der bodennahen Wind- und Feuchtekonvergenz für die Läufe mit einer Anströmrichtung von 330° und 360° zu erkennen. Diese bodennahen Konvergenzen und das geringe Sättigungsdefizit ermöglichen also die Bildung hochreichender Wolken mit Niederschlag.

Verringerung des Sättigungsdefizits ab unterschiedlichen Höhen

Die Ergebnisse der Zusatzläufe SD12_rh800_wg5_210, SD12_rh750_wg5_210 und SD12_rh700_wg5_210 sollen in diesem Abschnitt besprochen werden. Da die Orographie im Modell bis ca. 2250 m reicht und somit auch die bodennahen Werte im Gebirge durch die Erhöhung der Feuchte ab 900 hPa verändert wurden, wurden die oben genannten zusätzlichen Läufe durchgeführt. Dabei wurde die Feuchte für eine Anströmung aus 210° nicht nur ab 900 hPa (SD12_wg5_210) erhöht, sondern auch ab 800 hPa (SD12_rh800_wg5_210), 750 hPa (SD12_rh750_wg5_210) und 700 hPa (SD12_rh700_wg5_210). Zur Niederschlagsauslösung kommt es bei den ersten drei Läufen (Tab. 4.1). Der Ort der Niederschlagsauslösung ist dabei bei allen Läufen gleich und liegt östlich des Gebirges bei $9,1^\circ$ O und $42,425^\circ$ N. Die Simulationszeit nach der der Niederschlag ausgelöst wird unterscheidet sich hingegen. Bei den Läufen SD12_wg5_210 und SD12_rh800_wg5_210 wird der Niederschlag nach 8 h Simulationszeit ausgelöst, bei SD12_rh750_wg5_210 hingegen erst nach 16 h (Tab. 4.1). Dies liegt daran, dass die bodennahe Feuchtekonvergenz bei den Läufen SD12_wg5_210 und SD12_rh800_wg5_210 nach

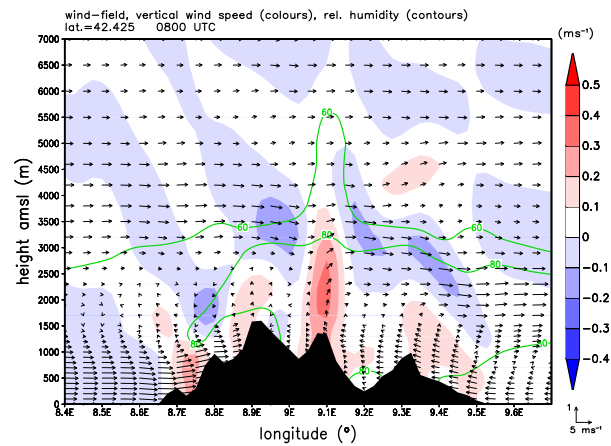
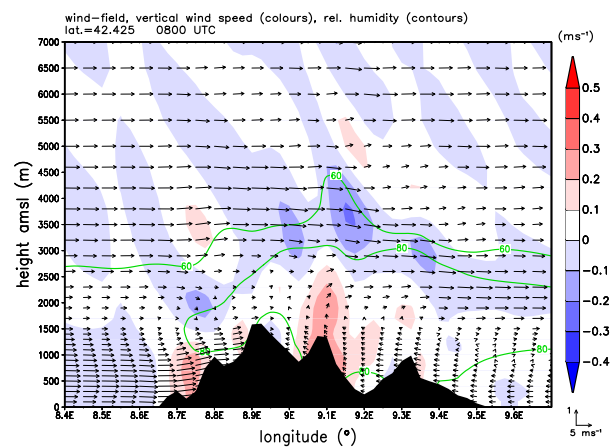
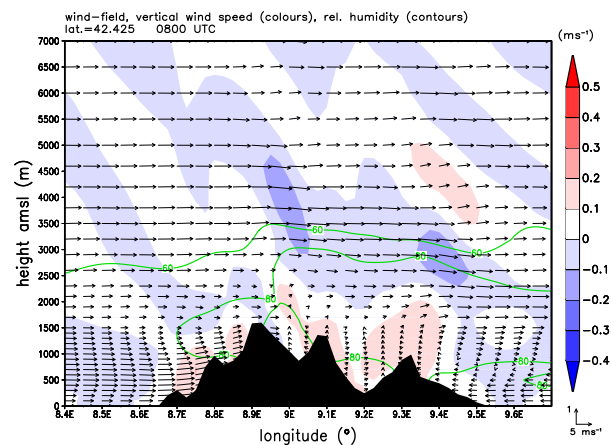
(a) wd: 210° , nach 8 h Simulationszeit(b) wd: 240° , nach 8 h Simulationszeit(c) wd: 270° , nach 8 h Simulationszeit

Abbildung 4.7: Vertikale Querschnitte bei $42,425^\circ \text{ N}$, nach einer Simulationszeit von 8 h. Abgebildet ist das Windfeld, die Vertikalgeschwindigkeit (farbig) und Isolinien der relativen Feuchte (grün) für die Läufe SD12_wg5_210, SD12_wg5_240 und SD12_wg5_270.

Tabelle 4.1: Simulationszeit nach der der Niederschlag entsteht und Niederschlagsmenge nach 24 h für die Läufe SD12_wg5_210, SD12_rh800_wg5_210, SD12_rh750_wg5_210 und SD12_rh700_wg5_210.

Läufe	wd	wg (m s^{-1})	Erhöhung der Feuchte ab (hPa)	Niederschlagsmenge (10^7 L)	Auslösung nach (h)
SD12_wg5_210	210°	5	900	7139	8
SD12_rh800_wg5_210	210°	5	800	5003	8
SD12_rh750_wg5_210	210°	5	750	770	16
SD12_rh700_wg5_210	210°	5	700	–	–

8 h stärker ist als die des Laufes SD12_wg5_rh700_210 und dass das vertikal gemittelte Sättigungsdefizit in diesen Läufen nach 8 h bereits sehr gering ist. Im Bereich des Auslöseortes liegt es zwischen 900 hPa und 700 hPa unter 0,1 und zwischen 750 hPa und 550 hPa unter 0,2. Bei den Läufen SD12_rh750_wg5_210 und SD12_rh700_wg5_210 liegen die Werte deutlich darüber. Durch die bodennahe Konvergenz kommt es zur Hebung. Da das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre im Bereich der Hebung gering ist, wird bei den aufsteigenden Luftpaketen kaum trockene Luft eingemischt. Es können sich dadurch hochreichende Wolken bilden. Im Lauf SD12_rh750_wg5_210 hingegen benötigt es weitere 8 h bis das Sättigungsdefizit ebenso niedrige Werte erreicht. Die Niederschlagsmenge in 24 h nimmt bei einer Erhöhung der Feuchte in größeren Höhen ab, da durch die Erhöhung der Feuchte in unterschiedlichen Höhen der Gesamtwassergehalt der Atmosphäre variiert und somit auch die maximal mögliche Niederschlagsmenge verschieden hoch ist. Gibt es also in der Atmosphäre eine Schicht trockener Luft, so ist für die Niederschlagsauslösung und auch die Niederschlagsmenge die vertikale Erstreckung dieser Schicht von entscheidender Bedeutung. Je höher die Schicht mit trockener Luft, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit der Niederschlagsauslösung und desto geringer ist die maximal mögliche Niederschlagsmenge.

4.2 Anströmgeschwindigkeit von 2 m s^{-1}

In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, dass bei einer Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} dynamische Effekte, wie die Umströmung des Gebirges, dominieren. Die daraus resultierenden Konvergenzgebiete im Lee des Gebirges beeinflussen überwiegend die Konvektionsauslösung. Um diesen Einfluss zu verringern, wurde die Anströmgeschwindigkeit auf 2 m s^{-1} reduziert. Da es bei Lauf SD12_wg2_060 bereits nach 5,5 h Simulationszeit zur Niederschlagsauslösung kommt, werden im Folgenden stets die Mittelwerte nach 5 h Simulationszeit verwendet, um die präkonvektiven Bedingungen zu erfassen und zu vergleichen.

4.2.1 00 UTC

Da es bei den Simulationen ohne solare Einstrahlung bei keinem der Vertikalprofile zur Niederschlagsauslösung kommt, werden die Ergebnisse dieser 36 Läufe zusammengefasst. Es stellen sich, wie bei den Simulationen mit höherer Anströmgeschwindigkeit in Kapitel 4.1.1, nächtliche Bedingungen ein. Die Strahlungsbilanz ist negativ und es bildet sich eine stabile nächtliche Grenzschicht. Durch den negativen fühlbaren Wärmefluss kommt es zu katabatischen Winden und Landwinden, die sich überlagern. Die mittleren Windgeschwindigkeiten liegen zwischen $0,1 \text{ m s}^{-1}$ und $0,6 \text{ m s}^{-1}$. Durch die ablandigen Winde ist die Konvergenz über der Insel sehr gering und variiert kaum mit der Anströmrichtung. Die akkumulierten Werte der Konvergenz liegen bei diesen Läufen um $0,1 \text{ s}^{-1}$ und es ist kein Unterschied zwischen den Läufen mit unterschiedlichem Vertikalprofil zu erkennen. Das NSD in der mittleren Troposphäre ist noch größer als bei den Läufen mit hoher Anströmgeschwindigkeit. Da sich eine stabile nächtliche Grenzschicht bildet und es keinerlei Antrieb für Hebung gibt, kommt es bei diesen Läufen nicht zur Niederschlagsauslösung (Abb. 4.1).

4.2.2 07 UTC

Auch wenn man die Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre auf einen konstanten Wert, der dem um 7 UTC entspricht, setzt, erhält man bei Verwendung der unterschiedlichen Vertikalprofile in keinem der Läufe Niederschlag. Die Ergebnisse der Referenzläufe und der Läufe der ersten und zweiten Variation des Vertikalprofils werden deshalb gemeinsam betrachtet. Setzt man die Strahlung auf einen morgendlichen Wert, erhält man, wie bei den Läufen mit hoher Anströmgeschwindigkeit, eine mittlere Strahlungsbilanz von 176 W m^{-2} bis 196 W m^{-2} (ohne Abb.). Die Mittelwerte der CAPE liegen nach 5 h Simulationszeit unabhängig von der Anströmrichtung für die Referenzläufe und die Läufe SD12_wg2_030-360 bei Werten um 1500 J kg^{-1} und für die Läufe L12_wg2_030-360 bei 1650 J kg^{-1} (Abb. 4.8 a). Die Mittelwerte der CIN liegen bei diesen Läufen zwischen 6 J kg^{-1} und 8 J kg^{-1} und für die Referenzläufe und die Läufe der zweiten Variation liegen die Werte etwa 10 J kg^{-1} darüber (Abb. 4.8 b). Die Vertikalwinde sind allerdings nicht stark genug, um diese CIN zu überwinden. Die Anzahl der Gitterpunkte, an denen es eine positive Differenzgeschwindigkeit gibt, liegt bei den Referenzläufen und bei den Läufen der zweiten Variation unter 50 und für die Läufe der ersten Variation bei maximal 192 (Abb. 4.8 c).

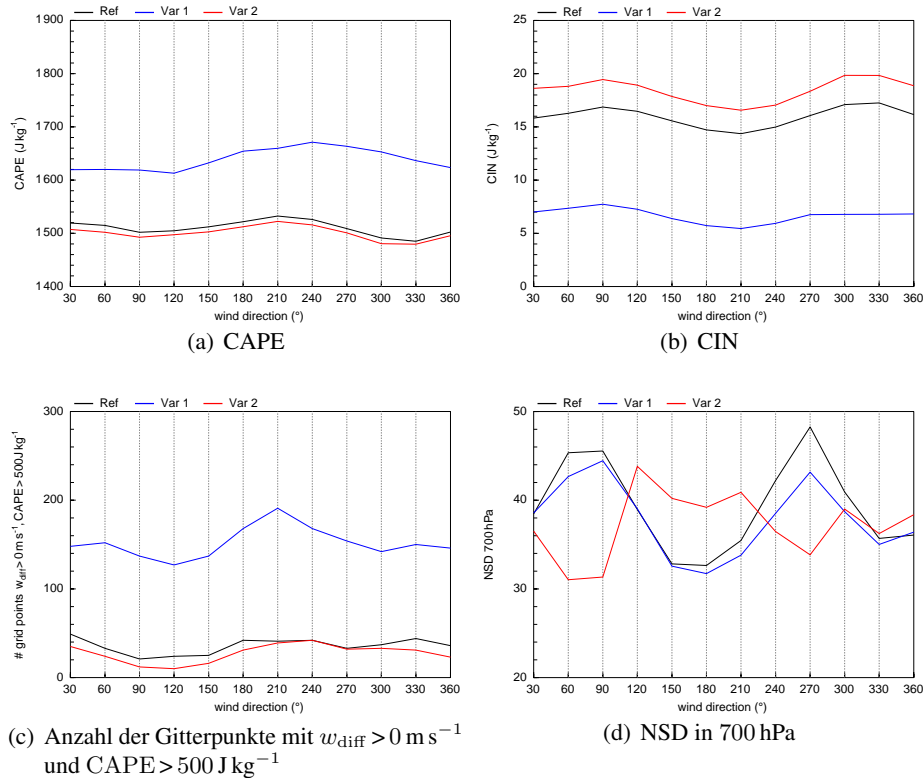


Abbildung 4.8: Gebietsmittel und Summen von konvektionsrelevanten Parametern in Abhängigkeit von der Anströmrichtung. Ergebnisse der präkonvektiven Bedingungen für die Modellläufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit (2 m s^{-1}) und 7 UTC Einstrahlung nach Erreichen stationärer Bedingungen (5 h Simulationszeit).

Hinzu kommt ein großes Sättigungsdefizit in der gesamten Troposphäre, was die Entwicklung hochreichender Konvektion ebenfalls hemmt (Abb. 4.8 d).

Betrachtet man den Zustand der Atmosphäre nach 12 h Simulationszeit, so konnte in diesen sieben zusätzlichen Simulationsstunden die CIN in allen Läufen weiter abgebaut werden, sodass es kaum noch Unterschiede zwischen den Läufen der unterschiedlichen Anfangsprofile gibt. Die Mittelwerte der CIN liegen zwischen 3 J kg^{-1} und 7 J kg^{-1} . Die CAPE konnte weiter anwachsen, doch obwohl die CIN sehr niedrig ist und die CAPE hoch genug wäre, um hochreichende Konvektion zuzulassen, kommt es nicht zur Auslösung. Dies liegt bei den Referenzläufen und bei den Läufen der ersten Variation insbesondere daran, dass es weiterhin nur wenige Gitterpunkte auf der Insel gibt, an denen die CAPE über 1000 J kg^{-1} oder gar über 2000 J kg^{-1} liegt und gleichzeitig die Vertikalgeschwindigkeit groß genug ist, um die CIN zu überwinden. Bei den Läufen SD07_wg2_030-360 dagegen steigt die Anzahl an Punkten, im Vergleich zur Anzahl nach 5 h Simulationszeit, enorm an. Die Möglichkeit die CIN zu überwinden und die CAPE freizusetzen besteht in diesen Läufen also an vielen Gitterpunkten. Auch das NSD wurde in den zusätzlichen Simulationsstunden verringert. In der mittleren Troposphäre (um 700 hPa) ist es jedoch weiterhin so hoch, dass es zur Einmischung trockener Umgebungsluft in die aufsteigenden Luftpakete kommt und dadurch die Entstehung von mittelhohen Wolken unterbunden wird. Es bilden sich

zwar viele tiefe Wolken, doch diese wachsen nicht weiter an und es fällt kein Niederschlag.

4.2.3 12 UTC

Bei maximaler Einstrahlung und einer geringeren Anströmgeschwindigkeit von 2 m s^{-1} kommt es bei fast allen Läufen zur Bildung hochreichender Konvektion mit Niederschlag. Nur bei den Läufen R12_wg2_150, R12_wg2_210, R12_wg2_300 und SD12_wg2_300 wird kein Niederschlag ausgelöst. Bei allen Läufen ist zu beobachten, dass es trotz geringerer Anströmgeschwindigkeit zur Umströmung der Insel und zu daraus resultierenden Umströmungseffekten kommt. An den Inseleiten treten erhöhte Windgeschwindigkeiten auf und es bilden sich im Lee der Insel Gegenströme. Da die Windgeschwindigkeiten jedoch geringer sind als bei den Läufen mit höherer Anströmgeschwindigkeit, gewinnen die thermischen Windsysteme an Bedeutung. Es kommt zu einer Überlagerung der großräumigen Strömung mit dem Seewind, wodurch entlang der gesamten Küste Korsikas auflandige Winde vorherrschen. Diese vereinen sich im Landesinneren mit den Hangaufwinden und es kommt zur Konvergenz über dem Gebirge. Der Ort der Niederschlagsauslösung ist dadurch nicht mehr so stark von der großräumigen Anströmung abhängig, sondern eher von den oben beschriebenen Konvergenzgebieten über den Gebirgen. Zwei Regionen treten dabei besonders hervor. Bei 19 der 36 Läufe, die in Abbildung 4.1 c und d aufgeführt sind, wird der Niederschlag westlich des Gebirges zwischen $8,975^\circ \text{ O}$ und $9,05^\circ \text{ O}$ und $42,1^\circ \text{ N}$ und $42,2^\circ \text{ N}$ ausgelöst (Abb. 4.9, Gebiet A). Bei weiteren neun Läufen wird der Niederschlag östlich des Gebirges zwischen $9,1^\circ \text{ O}$ und $9,125^\circ \text{ O}$ und $42,35^\circ \text{ N}$ und $42,425^\circ \text{ N}$ ausgelöst (Abb. 4.9, Gebiet B). Bei den restlichen vier Läufen wird der Niederschlag zweimal im nördlichen Teil der Insel ausgelöst und zweimal südlich des Gebiets A. Da es durch die Modifikation des vertikalen Anfangsprofils zu erheblichen Unterschieden bei den Ergebnissen kommt, werden diese im weiteren Verlauf in getrennten Abschnitten betrachtet.

4.2.3.1 Referenzläufe

Die Läufe R12_wg2_030-360 wurden, wie die Läufe R12_wg5_030-360, mit dem Vertikalprofil aus Kapitel 3.2.1 angetrieben. Im Gegensatz zu den Läufen mit hoher Anströmgeschwindigkeit wird bei neun von zwölf Läufen Niederschlag ausgelöst (vgl. Abb. 4.1). Vergleicht man nach 5 h Simulationszeit die Mittelwerte in Abbildung 4.10 mit den Mittelwerten der Läufe R12_wg5_030-360, so sind entscheidende Unterschiede zu erkennen. Die bodennahe relative Feuchte ist bei einer Anströmgeschwindigkeit von 2 m s^{-1} etwas höher, dadurch liegt das NFK zwischen 100 m und 300 m unter dem NFK der Referenzläufe mit hoher Anströmgeschwindigkeit. Dies führt dazu, dass die CIN geringer ist und somit weniger Energie benötigt wird, um Konvektion auszulösen. Eine etwas schwächere akkumulierte bodennahe Windkonvergenz reicht deshalb aus, um ausreichend Hebung zu erzeugen, sodass die CIN überwunden werden kann. Wird die CIN überwunden, steht ausreichend CAPE für die Entwicklung hochreichender Konvektion zur Verfügung. Die bodennahen Unterschiede in der Feuchte führen also dazu, dass die Werte der CIN in den Läufen mit niedriger Anströmgeschwindigkeit geringer sind und somit der bodennahe Antrieb ausreicht, um diese zu überwinden und hochreichende Konvektion mit Niederschlag auszulösen.

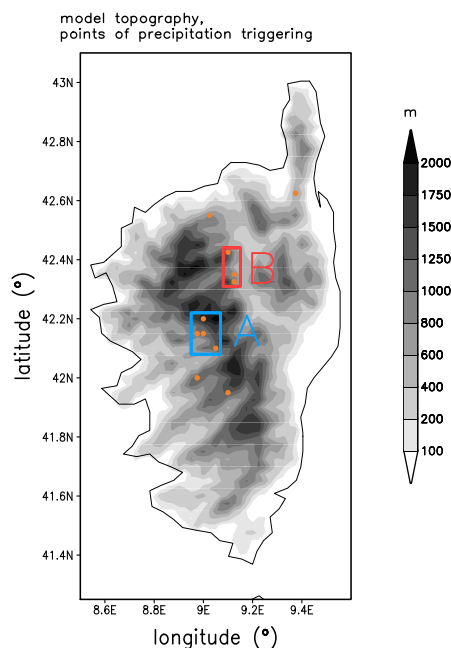


Abbildung 4.9: Modelltopographie und Auslöseorte (orange) der Läufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit. Bei 19 Läufen wurde im Gebiet A (blau) Niederschlag ausgelöst und bei 9 Läufen im Gebiet B (rot).

Vergleicht man nun die Ergebnisse der Läufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit, so ist in Abbildung 4.1 c zu erkennen, dass es bei den Referenzläufen stets später zur Auslösung des Niederschlags kommt als bei den Läufen der ersten und zweiten Variation. Dies deutet darauf hin, dass zu einem früheren Zeitpunkt die CIN bei den Referenzläufen noch nicht vollständig abgebaut wurde, bzw. die Vertikalgeschwindigkeit nicht ausreicht, um die Luftpakete auf das NFK zu heben, sodass es nicht zur Auslösung hochreichender Konvektion kommen kann. Außerdem kann bei längerer Simulationszeit durch Advektion feuchter maritimer Luft mehr Feuchtigkeit in die Atmosphäre eingebracht werden. Dadurch steigt der Feuchtegehalt in der Atmosphäre an und das Sättigungsdefizit verringert sich.

Die Gesamtniederschlagsmengen sind bei den Referenzläufen sehr gering, da es nur zu sehr kleinräumigen und kurzlebigen Niederschlagsereignissen kommt (Abb. 4.1 d). Bei einer Anströmrichtung von $330^\circ - 120^\circ$ wird der Niederschlag westlich des Gebirgszugs ausgelöst. Dabei liegen die Entstehungsorte, außer bei einer Anströmung aus 30° , im Gebiet A (Abb. 4.9). Bei 180° wird an der Nordküste, im Lee des Gebirges, Niederschlag ausgelöst und bei einer Anströmung aus 240° und 270° liegen die Orte der Niederschlagsauslösung östlich des Gebirges im Gebiet B (Abb. 4.9).

Bei einer Anströmung aus 150° (R12_wg2_150), 210° (R12_wg2_210) und 300° (R12_wg2_300) wird kein Niederschlag ausgelöst. Die Mittelwerte dieser Läufe in Abbildung 4.10 unterscheiden sich nicht wesentlich von denen der anderen Anströmrichtungen. Vergleicht man jedoch den Lauf R12_wg2_150 mit den benachbarten Läufen R12_wg2_120 und R12_wg2_180, so zeigen sich Unterschiede in den Windfeldern, die zu lokalen Maxima bei den bodennahen Wind- und Feuch-

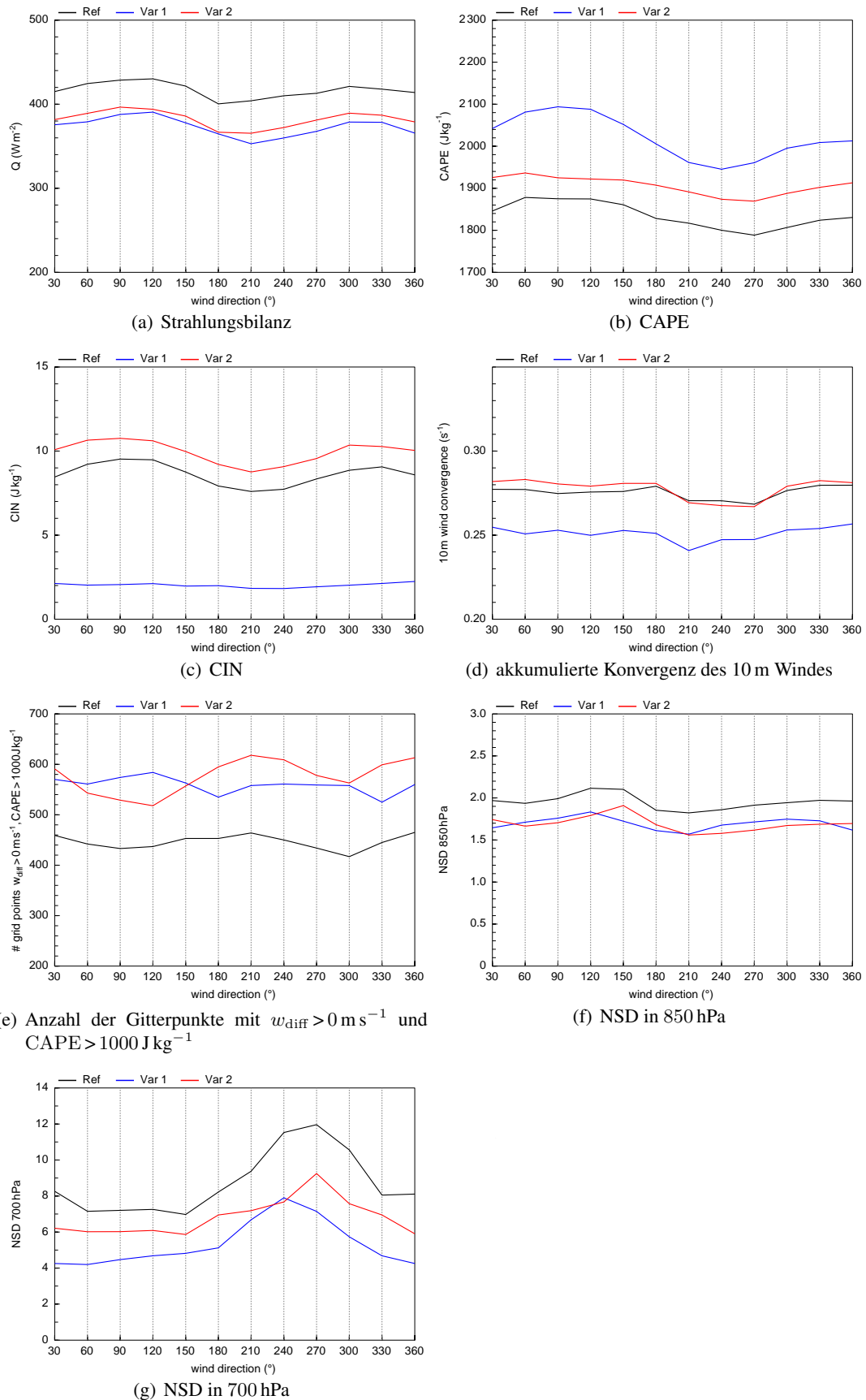


Abbildung 4.10: Konvektionsrelevante Parameter wie in Abb. 4.8 für eine Strahlungseinstellung von 12 UTC.

tekonvergenzen der Läufe R12_wg2_120 und R12_wg2_180 führen (Abb. 4.11). Durch die Konvergenz am Boden kommt es zur Hebung. Außerdem ist das vertikal gemittelte Sättigungsdefizit im Bereich dieser Maxima mit 0,1 - 0,2 über die gesamte Atmosphäre sehr gering. Die Luftpakete steigen bei einer Anströmung aus 120° und 180° also in einer sehr feuchten Umgebung auf, was Wolkenbildung und Wolkenwachstum zulässt und schlussendlich zur Niederschlagsauslösung führt. Diese Prozesse fehlen bei einer Anströmung aus 150°, wodurch es nicht zur Auslösung von hochreichender Konvektion mit Niederschlag kommt.

Im Vergleich der Läufe R12_wg2_210 und R12_wg2_240 sind stärkere bodennahe Konvergenzen und daraus resultierende größere positive Vertikalgeschwindigkeiten bei einer Anströmung aus 240° die entscheidenden Unterschiede. Die positiven Vertikalgeschwindigkeiten führen dazu, dass die CIN überwunden werden kann und es bei einer Anströmung aus 240° zur Auslösung hochreichender Konvektion mit Niederschlag kommt und bei 210° nicht.

Die Ursache, dass es bei einer Anströmung aus 300° nicht zur Auslösung von Niederschlag kommt, liegt unter anderem an der horizontalen Verteilung der CAPE. Vergleicht man die Felder der CAPE der Läufe R12_wg2_270 und R12_wg2_330 mit den Werten des Laufes R12_wg2_300, so ist die CAPE an den Auslöseorten des Niederschlags um 500 J kg^{-1} bzw. 1000 J kg^{-1} höher als bei R12_wg2_300. Bei einer Anströmung aus 300° ist also die potentiell zur Verfügung stehende Energie für hochreichende Konvektion deutlich geringer als bei den anderen Läufen. Betrachtet man außerdem die Vertikalgeschwindigkeiten im Bereich der Niederschlagsauslösung, so sind diese bei den Läufen R12_wg2_270, R12_wg2_330 stark positiv und deutlich höher als bei R12_wg2_300. Zur fehlenden CAPE kommt bei einer Anströmung aus 300° also noch der fehlende bodennahe Antrieb für die Auslösung von hochreichender Konvektion mit Niederschlag hinzu.

4.2.3.2 Läufe mit bodennaher Labilisierung des Vertikalprofils (Erste Variation)

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Läufe mit niedriger Anströmungsgeschwindigkeit und der ersten Variation des Vertikalprofils behandelt werden. Es kommt außer in Lauf L12_wg2_300 in allen Läufen zur Niederschlagsauslösung. Durch die anfängliche Erhöhung der Temperatur in der Grenzschicht (s. Kapitel 3.2.2) wird die Labilität erhöht und die Mittelwerte der CIN sind dadurch deutlich geringer als bei den Referenzläufen und den Läufen SD12_wg2_030-360 (Abb. 4.10c). Sie variieren nur minimal mit der Anströmrichtung und liegen bei 2 J kg^{-1} . Es wird also deutlich weniger Energie benötigt, um die CIN zu überwinden, als in den anderen Läufen. Zusätzlich ist die CAPE höher was bedeutet, dass bei Überwindung der CIN mehr Energie für hochreichende Konvektion zur Verfügung steht. Durch die erhöhte Labilität bilden sich jedoch mehr tiefe und mittelhohe Wolken, was zu einer Verringerung der Einstrahlung führt. Die thermischen Windsysteme sind aufgrund der verringerten Einstrahlung weniger stark ausgeprägt. Deshalb liegen die Werte der akkumulierten bodennahen Konvergenz für die Läufe der ersten Variation unter denen der Referenzläufe und der Läufe der zweiten Variation. Der Hebungsantrieb wird dadurch reduziert. Ein positiver Aspekt des erhöhten Wolkenbedeckungsgrads ist, dass dies zu höheren Feuchtwerten in der mittleren Troposphäre führt. Das Sättigungsdefizit in 700 hPa ist

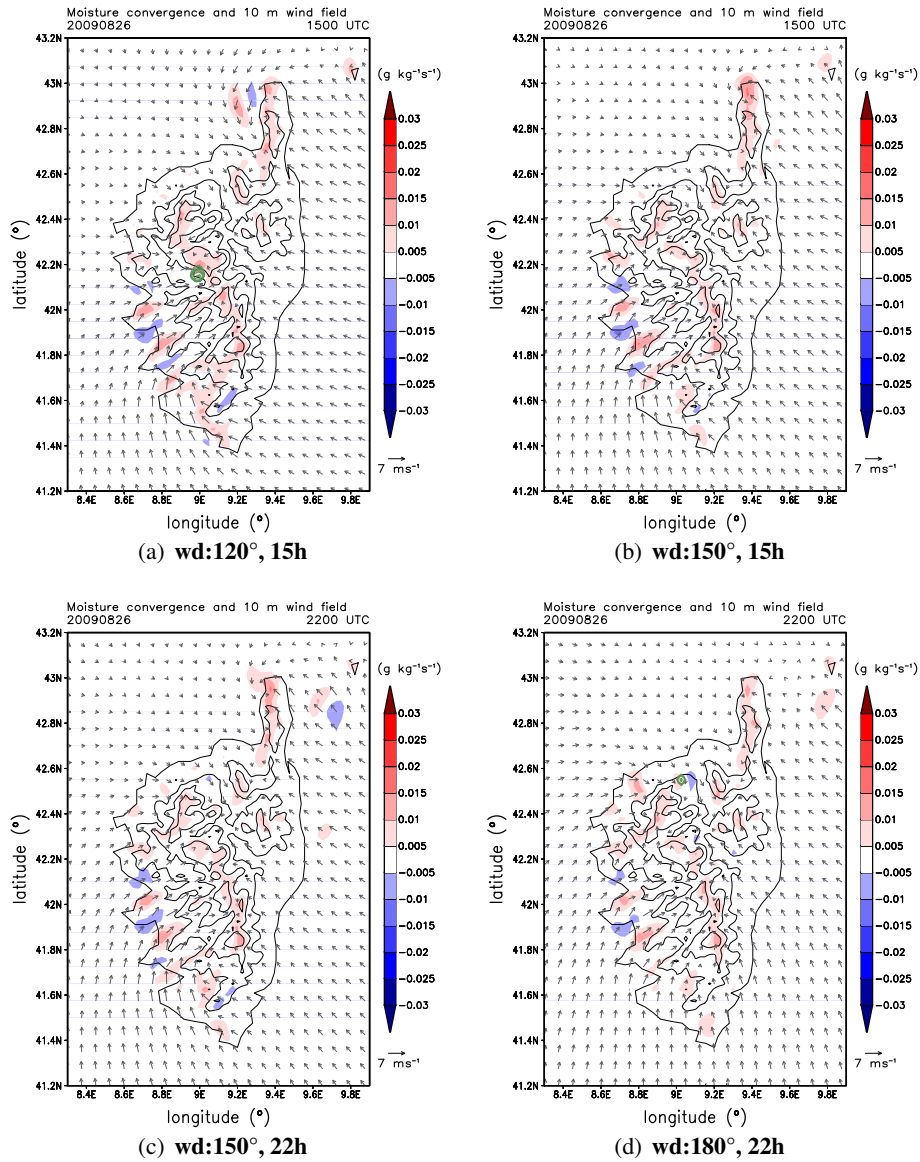


Abbildung 4.11: Windfeld, Feuchtedivergenzfeld in 2 m (farbig) und Isolinien des Niederschlags (grün) für die Läufe R12_wg2_120 und R12_wg2_150 nach 15 h und für die Läufe R12_wg2_150 und R12_wg2_180 nach 22 h.

dadurch bei den Läufen L12_wg2_030-360 geringer als bei den Referenzläufen und den Läufen der zweiten Variation des Vertikalprofils (Abb. 4.10 g). Kann die CIN überwunden werden, ist die Einmischung trockener Umgebungsluft in der mittleren Atmosphäre weniger stark. Obwohl das NSD in 700 hPa geringer ist als bei den anderen Läufen, variiert es stark mit der Anströmrichtung. Es ist ein starker Anstieg des NSD in 700 hPa bei einer südwestlichen bis nordwestlichen Anströmung zu sehen (Abb. 4.10 g). Dies ist auch bei den Referenzläufen und bei Verwendung der zweiten Variation des Vertikalprofils zu beobachten. Dieses Feuchtedefizit ist unter anderem auf die dynamischen Effekte zurückzuführen. An der Westküste steigt die Topographie stark an und der Seewind wird blockiert. An der Ostküste steigt die Topographie hingegen langsamer an, wodurch sich die Seewinde und Hangaufwinde optimal überlagern können und dadurch die maritimen Luftmassen bis in die Gebirgsregionen transportiert werden. Außerdem verstärkt diese positive Überlagerung der beiden Windsysteme die akkumulierte Konvergenz über der Insel (Abb. 4.10 d). Die daraus resultierende Hebung ermöglicht das Aufsteigen der feuchten Luftmassen bis in die mittlere Troposphäre, was das Sättigungsdefizit verringert. Dadurch, dass sich Seewinde und Hangwinde bei einer Anströmung aus Westen nicht optimal überlagern können, wird also das Sättigungsdefizit in der Höhe nicht so stark verringert. Bei den Läufen der ersten Variation gibt es auf der Insel viele Gitterpunkte mit einer positiven Differenzgeschwindigkeit und einer CAPE größer als 1000 J kg^{-1} oder sogar größer als 2000 J kg^{-1} . Die Anzahl der Punkte mit einer CAPE größer als 1000 J kg^{-1} ist vergleichbar mit den Werten der Läufe SD12_wg2_030-360 und liegt zwischen 525 und 585 Punkten (Abb. 4.10 e). Die Referenzläufe haben ca. 100 Gitterpunkte weniger, die diese Kriterien erfüllen. Der Bereich auf der Insel in dem die CIN überwunden werden kann und die Bedingungen für hochreichende Konvektion gegeben sind, ist also bei den Läufen L12_wg2_030-360 besser als bei den Referenzläufen.

Bis auf eine Ausnahme (Lauf L12_wg2_300) wird bei allen Anströmrichtungen der Läufe mit der ersten Variation des Vertikalprofils Niederschlag ausgelöst (Abb. 4.1 c, d). Der Auslöseort befindet sich bei einer Anströmrichtung von $330^\circ - 150^\circ$ auf der Westseite des Gebirges im Gebiet A, bei einer Anströmrichtung von $180^\circ, 240^\circ$ und 270° im Gebiet B und bei einer Anströmung aus 210° nordöstlich des Gebietes B. Obwohl sich die Auslösung des Niederschlags auf zwei Hauptgebiete beschränkt, variiert die Niederschlagsmenge nach 24 h und der Zeitpunkt des Einsetzens des Niederschlags bei den einzelnen Anströmwinkeln stark. Bei einer Anströmung zwischen 360° und 120° setzt der Niederschlag nach spätestens 8,5 h ein und man erhält eine Niederschlagsmenge von über $2760 \cdot 10^7 \text{ L}$. Zwischen 150° und 330° setzt der Niederschlag deutlich später ein und die Niederschlagsmenge ist geringer. Die spätere Auslösung ist auf ein höheres NSD in 700 hPa zurückzuführen. Wie bereits oben erläutert, kommt es durch die Topographie bei einer Anströmung aus diesen Richtungen zur Blockade des Seewindes und die bodennahen Prozesse, die zu Hebung führen, sind dadurch schwächer. Es dauert deshalb länger, bis ausreichend feuchte Luft bis in 700 hPa transportiert wurde, um das Sättigungsdefizit soweit zu verringern, dass hochreichende Konvektion mit Niederschlag möglich ist.

Um das Ausbleiben des Niederschlags bei einer Anströmung aus 300° zu erklären, wurden weitere Simulationen durchgeführt. Es wurden Läufe mit dem gleichen Vertikalprofil aber einer Anströmrichtung von 285° (L12_wg2_285) und 315° (L12_wg2_315), sowie ein Lauf mit einer Anström-

Tabelle 4.2: Simulationszeit nach der der Niederschlag ausgelöst wurde und Niederschlagsmenge nach 24 h für die Läufe L12_wg2_270 - L12_wg2_330 und L12_wg1_300.

Lauf	wd	wg (m s^{-1})	Niederschlagsmenge (10^7 L)	Auslösung nach (h)	Auslöseort
L12_wg2_270	270°	2	1168	15	Gebiet B
L12_wg2_285	285°	2	586	17	Gebiet B
L12_wg2_300	300°	2	–	–	–
L12_wg2_315	315°	2	594	17	Gebiet A
L12_wg2_330	330°	2	2233	12	Gebiet A
L12_wg1_300	300°	1	823	17 18,5	Gebiet A Gebiet B

richtung von 300° und einer Anströmgeschwindigkeit von 1 m s^{-1} (L12_wg1_300), initialisiert. Mit diesen Läufen soll überprüft werden, inwieweit das Ausbleiben des Niederschlags auf diese spezielle Anströmrichtung zurückzuführen ist und ob die Anströmgeschwindigkeit ebenfalls einen Einfluss darauf hat. An den Ergebnissen in Tabelle 4.2 ist zu erkennen, dass bei gleicher Windgeschwindigkeit der Anströmwinkel die Niederschlagsauslösung entscheidend beeinflusst. So wird auch bei 285° und 315° Niederschlag ausgelöst. Vergleicht man die geographische Lage des Niederschlags, so wird der Niederschlag bei einer Anströmrichtung von 270° und 285° auf der nordöstlichen Seite des Gebirges (Abb. 4.9, Gebiet B) und bei einer Anströmung aus 315° und 330° auf der südwestlichen Seite des Gebirges (Abb. 4.9, Gebiet A) ausgelöst. Das Ausbleiben des Niederschlags bei 300° kann also auf das Strömungsmuster bei dieser speziellen Anströmrichtung zurückgeführt werden. Betrachtet man die horizontale Verteilung der bodennahen Windkonvergenz und der Differenzgeschwindigkeit, so ist zu erkennen, dass durch schwächere Konvergenzen des bodennahen Windfeldes die positiven Vertikalgeschwindigkeiten geringer sind. Dadurch ist nicht genug Antrieb vorhanden, um die Luftpakete bis in die mittlere Troposphäre anzuheben und hochreichende Konvektion auszulösen.

Belässt man den Anströmwinkel bei 300° und verringert die Anströmgeschwindigkeit auf 1 m s^{-1} , so wird nach 17 h zunächst Niederschlag südwestlich des Gebirges im Gebiet A ausgelöst und nach 18,5 h nordöstlich des Gebirges im Gebiet B. Vergleicht man das Windfeld der Läufe L12_wg5_wd300, L12_wg2_wd300 und L12_wg1_300, so sieht man, dass mit abnehmender Anströmgeschwindigkeit die Umströmungseffekte schwächer werden. Die dynamischen Effekte verlieren an Einfluss und die thermischen Windsysteme prägen das Windfeld. Bei einer Anströmgeschwindigkeit von 1 m s^{-1} entwickeln sich entlang der gesamten Küste Korsikas Seewindsysteme, die sich im Landesinneren mit den Hangaufwinden überlagern und zu Konvergenzgebieten über den Gebirgen führen. Durch die daraus resultierenden positiven Vertikalwinde wird das Sättigungsdefizit über den Gipfeln verringert und es kommt zur Bildung hochreichender Konvektion mit Niederschlag. Die Niederschlagsauslösung ist also stark abhängig vom Anströmwinkel und der Anströmgeschwindigkeit, da diese beiden Faktoren das Windfeld und somit auch die Lage und Stärke der Konvergenzgebiete bestimmt.

4.2.3.3 Läufe mit verringertem Sättigungsdefizit (Zweite Variation)

Für die Läufe SD12_wg2_030-360 wurde wieder das Profil mit geringerem Sättigungsdefizit ab 900 hPa aus Kapitel 3.2.3 verwendet. Es wird bei allen Anströmrichtungen Niederschlag ausgelöst. Die Niederschlagsmengen in Abbildung 4.1 d zeigen, dass bei dieser Konfiguration mit Abstand am meisten Niederschlag fällt. Dies liegt unter anderem daran, dass durch die Verringerung des Sättigungsdefizits der Feuchtegehalt der Atmosphäre erhöht wurde und dadurch der vertikal integrierte Wassergehalt der Atmosphäre größer ist als bei den Referenzläufen oder den Läufen der ersten Variation des Vertikalprofils. Bei allen Anströmrichtungen wird nach spätestens 11,5 h Niederschlag ausgelöst und die akkumulierten Niederschlagsmengen liegen zwischen $10524 \cdot 10^7$ L und $23382 \cdot 10^7$ L. Das Maximum wird dabei bei Lauf SD12_wg2_210 erreicht. Der Niederschlag wird bei einer Anströmung aus $330^\circ - 180^\circ$ westlich des Gebirges ausgelöst, wobei im Lauf SD12_wg2_060 der Auslöseort südlich von Gebiet A liegt und bei den anderen Läufen in Gebiet A. Im Gebiet B liegen die Auslöseorte der restlichen Läufe SD12_wg2_210-300.

Die Mittelwerte der CAPE variieren nur minimal mit der Anströmrichtung und liegen bei Werten um 1900 J kg^{-1} . Sie liegen damit über den Werten der Referenzläufe, jedoch unter den Werten der Läufe L12_wg2_030-360 (Abb. 4.10 b). Die CIN ist für alle Anströmrichtungen mit Werten zwischen 8 J kg^{-1} und 11 J kg^{-1} höher als bei den Referenzläufen und den Läufen der ersten Variation (Abb. 4.10 c). Die Werte der akkumulierten Konvergenz der Läufe der zweiten Variation sind vergleichbar mit den Werten der Referenzläufe (Abb. 4.10 d). Doch trotz gleich starker Konvergenz ist die Anzahl an Gitterpunkten mit positiver Differenzgeschwindigkeit und einer CAPE über 1000 J kg^{-1} deutlich höher. Die Mittelwerte des NSD in 700 hPa liegen nach 5 h Simulationszeit zwischen den Werten der Läufe L12_wg2_030-360 und R12_wg2_030-360. Dies liegt daran, dass in den Läufen der ersten Variation, durch die bodennahe Labilisierung, früher Konvektion ausgelöst wird und der Bedeckungsgrad mittelhoher Wolken zu diesem Zeitpunkt bereits höher ist. Dadurch beginnt auch der Abbau des NSD in diesen Läufen früher. Betrachtet man den zeitlichen Verlauf des NSD für die Läufe der ersten und zweiten Variation, so sieht man, dass die Werte für die Läufe der beiden Variationen bereits nach 6 h Simulationszeit im gleichen Bereich liegen.

In 850 hPa sind die Werte des NSD vergleichbar mit den Werten der Läufe der ersten Variation und niedriger als die der Referenzläufe (Abb. 4.10 f). Sie liegen bei einem Wert um 1,7, bei dem die Entwicklung hochreichender Konvektion mit Niederschlag durchaus möglich ist. Obwohl die CIN im Vergleich zu den Läufen L12_wg2_030-360 und R12_wg2_030-360 am höchsten ist, ist der Antrieb für Hebung ausreichend stark, um diese zu überwinden. Die Differenzgeschwindigkeit ist an vielen Gitterpunkten positiv und die CAPE kann freigesetzt werden. Durch das geringe Sättigungsdefizit in 850 hPa und 700 hPa kommt es nicht zur Einmischung trockener Luft in die aufsteigenden Luftpakete und es kann sich hochreichende Konvektion mit ausgiebigen Niederschlägen entwickeln.

Verringerung des Sättigungsdefizits ab unterschiedlichen Höhen

Wie in Kapitel 4.1.3.3 wurden auch für eine Anströmgeschwindigkeit von 2 m s^{-1} zusätzliche

Läufe durchgeführt, da bei einer Erhöhung der Feuchte ab 900 hPa auch die bodennahen Werte im Gebirge erhöht werden. Es wurden wiederum drei zusätzliche Läufe mit einer Anströmrichtung von 210° durchgeführt. Dabei wurde die Feuchte ab 800 hPa (SD12_rh800_wg2_210), 750 hPa (SD12_rh750_wg2_210) und 700 hPa (SD12_rh700_wg2_210) erhöht. Es ergeben sich die gleichen Beobachtungen wie bei den Läufen mit einer Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} . Die Niederschlagsmenge nimmt mit zunehmender Höhe der Feuchteänderung ab und die Simulationszeit, nach der der Niederschlag ausgelöst wird, verlängert sich (Tab. 4.3). So wird bei einer Erhöhung ab 700 hPa der Niederschlag erst nach 22 h ausgelöst und man erhält eine Niederschlagsmenge von $874 \cdot 10^7 \text{ L}$, wohingegen bei einer Erhöhung ab 900 hPa eine Menge von $23383 \cdot 10^7 \text{ L}$ gemessen wird und der Niederschlag bereits nach 10,5 h einsetzt. Die Auslösung des Niederschlags erfolgt bei allen vier Läufen wieder im Gebiet B (Abb. 4.9).

Tabelle 4.3: Simulationszeit nach der der Niederschlag ausgelöst wurde und Niederschlagsmenge nach 24 h für die Läufe SD12_wg2_210, SD12_rh800_wg2_210, SD12_rh750_wg2_210 und SD12_rh700_wg2_210.

Läufe	wd	wg (m s^{-1})	Erhöhung der Feuchte ab (hPa)	Niederschlagsmenge (10^7 L)	Auslösung nach (h)
SD12_wg2_210	210°	2	900	23383	10,5
SD12_rh800_wg2_210	210°	2	800	22398	10,5
SD12_rh750_wg2_210	210°	2	750	2930	14
SD12_rh700_wg2_210	210°	2	700	874	22

4.3 Synthese

Die Auswertung der Daten ergab, dass man die Insel bei der Entstehung des Niederschlags in vier Gebiete einteilen kann (Abb. 4.12). Eines im Norden (Abb. 4.12, Gebiet N) und eines im Süden (Abb. 4.12, Gebiet S) der Insel. Ein Gebiet liegt im Zentrum der Insel, westlich des Gebirgszuges (Abb. 4.12, Gebiet W) und eines nordöstlich des Gebirges (Abb. 4.12, Gebiet O).

Im Gebiet N wird nur bei einer südlichen Anströmung Niederschlag ausgelöst. Die Anströmrichtung ist dabei für die Lage dieses Gebietes verantwortlich. Bei einer südlichen Anströmung teilt sich die Strömung vor der Insel in zwei Teile, die östlich und westlich an der Insel vorbeiströmen. Im Norden der Insel konvergieren diese beiden Strömungen wieder und es kommt aus Kontinuitätsgründen im Bereich dieser Konvergenzzone zur Hebung. Zur Entwicklung hochreichender Konvektion kommt es jedoch nur dann, wenn die Einstrahlung sehr stark ist und dadurch starke thermische Konvergenzgebiete induziert werden, die ebenfalls Hebung verursachen und somit die dynamische Hebung verstärken. Bei schwacher Einstrahlung sind die thermischen Windsysteme schwächer und der resultierende Hebungsantrieb reicht nicht aus, um hochreichende Konvektion auszulösen. Bei einer hohen Anströmgeschwindigkeit muss außer der starken Einstrahlung auch ein geringes Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre vorliegen, sodass sich hochreichende Konvektion entwickeln kann. Verringert man die Anströmgeschwindigkeit, so entwickelt sich

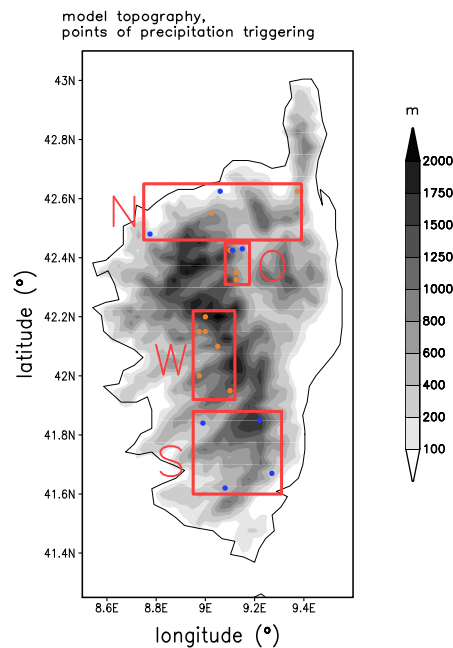


Abbildung 4.12: Hauptgebiete der Niederschlagsentstehung (N, O, S, W) mit den exakten Auslösorten der Läufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit (orange) und denen der Läufe mit hoher Anströmgeschwindigkeit (blau).

hochreichende Konvektion auch bei anfänglich großem Sättigungsdefizit. Dies liegt daran, dass bei einer niedrigen Anströmgeschwindigkeit die thermischen Windsysteme dominieren und die Bergventilation ausreicht, um feuchte Luft in die mittlere Troposphäre zu transportieren, sodass das Sättigungsdefizit mit der Zeit abgebaut wird. Ist das Sättigungsdefizit in der Atmosphäre bereits zu Anfang gering, muss dies nicht erst durch die Bergventilation verringert werden und es kann früher Niederschlag ausgelöst werden. Außerdem kommt es zu intensiveren Niederschlägen.

Im Gebiet O, das nordöstlich des Gebirgszugs liegt, entsteht ebenfalls nur bei starker Einstrahlung hochreichende Konvektion mit Niederschlag. Wie im Gebiet N können sich bei schwächerer Einstrahlung nur schwache thermische Windsysteme bilden und der bodennahe Hebungsantrieb ist zu schwach, um hochreichende Konvektion auszulösen. Niederschlag wird in diesem Gebiet nur bei einer südwestlichen bis nordwestlichen Anströmung ausgelöst. Das hängt damit zusammen, dass nur bei diesen Anströmrichtungen die Luftmassen im Lee des Gebirges, im Tal zwischen dem Hauptgebirgszug und einem östlich davon gelegenen kleineren Gebirgszug, kanalisiert werden. Der nordwestliche und der südöstliche Talwind konvergieren im Gebiet O und es kommt zur Hebung der Luftmassen. Bei einer niedrigen Anströmgeschwindigkeit wird durch die zusätzliche Bergventilation feuchte Luft in die mittlere Troposphäre eingemischt, wodurch das Sättigungsdefizit abgebaut wird und es nicht zur Einmischung sehr trockener Luft in die aufsteigenden Luftmassen kommt. Dadurch kann sich hochreichende Konvektion entwickeln und es kommt zu Niederschlag. Bei einer hohen Anströmgeschwindigkeit wird dagegen ein von Anfang an geringes Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre benötigt, da sich die thermischen Windsysteme

nicht durchsetzen können und somit das Sättigungsdefizit nicht durch intensive Bergventilation abgebaut werden kann.

Bei starker Einstrahlung, einer nördlichen Anströmrichtung und einer hohen Anströmgeschwindigkeit wird im Gebiet S hochreichende Konvektion ausgelöst. Verringert man die Anströmgeschwindigkeit verlagern sich die Entstehungsorte der Konvektion Richtung Norden in das Gebiet W. Die Anströmrichtung ist auch hier wieder für die Lage des Gebiets verantwortlich. Bei einer Anströmung aus Norden wird der breitere nördliche Teil der Insel küstenparallel umströmt und es kommt zu einer auflandigen Strömung im südlichen Teil der Insel, wodurch feuchte Luftmassen auf die Insel transportiert werden. Im Konvergenzgebiet der beiden auflandigen Strömungen wird die feuchte Luft gehoben und es kann hochreichende Konvektion entstehen. Hierfür muss die Atmosphäre jedoch labil genug sein, sodass der Hebungsantrieb ausreicht, um die Luftmassen in die freie Atmosphäre zu heben, oder das anfängliche Sättigungsdefizit muss gering sein, sodass keine feuchte Luft in die mittlere Troposphäre transportiert werden muss, um es abzubauen. Ist die Atmosphäre nicht labil genug und das Sättigungsdefizit zu groß, kommt es nicht zu Niederschlag.

Als viertes Gebiet konnte das Gebiet W westlich des Gebirgszuges identifiziert werden. Dort wird hochreichende Konvektion ausgelöst, wenn die Anströmrichtung zwischen 330° und 150° liegt, die Anströmgeschwindigkeit niedrig und die Einstrahlung stark ist. Die Auslösung erfolgt also stets im Lee des Gebirges, direkt unterhalb der Gipfel oder an den Gebirgshängen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich die See- und Hangaufwinde positiv überlagern und es leicht westlich des Gipfelbereichs zur Konvergenz der östlichen und westlichen auflandigen Strömungen kommt. Die Verlagerung nach Westen erfolgt durch die großräumige östliche Anströmung. Wird die Anströmgeschwindigkeit erhöht, dominieren die dynamischen Effekte das Windfeld. Es kommt zur Umströmung der Insel und im Lee entsteht ein sehr breiter, dafür jedoch sehr schwacher Gegenstrom. Außerdem bilden sich bei den meisten dieser Läufe Wirbel über dem Meer, wodurch die Konvergenzgebiete über dem Meer liegen und die Strömung an Teilen der Küste fast küstenparallel verläuft. Es entstehen also nur schwache auflandige Strömungen, wodurch der Transport maritimer Luftmassen auf die Insel gering und die Windkonvergenz im Gebiet W nur schwach ist. Bei geringer Einstrahlung ist der Einfluss der thermischen Windsysteme noch geringer und es entstehen nur sehr schwache Konvergenzgebiete auf der Insel, wodurch kein ausreichender Antrieb für die Auslösung hochreichender Konvektion vorhanden ist.

5. Zusammenfassung

Konvektive Systeme führen im Mittelmeerraum häufig zu Starkniederschlägen, die schwere Schäden verursachen. Um die Vorhersage solcher Ereignisse zu verbessern, ist es wichtig die Auslösemechanismen und die Einflussfaktoren zu kennen und zu verstehen. Das Ziel dieser Arbeit war, den Einfluss der Variation der großräumigen Anströmung und Schichtung auf die Auslösung hochreichender Konvektion über Korsika, bei Verwendung einer realen Orographie, zu untersuchen. Dazu wurden idealisierte Modellsimulationen durchgeführt, bei denen systematisch die Anströmrichtung und die Anströmgeschwindigkeit variiert wurden. Dabei wurde die Anströmrichtung in 30° Schritten variiert und für die Anströmgeschwindigkeit wurden zwei Werte verwendet (2 m s^{-1} und 5 m s^{-1}). Damit alle Anströmrichtungen miteinander verglichen werden konnten, wurde Sardinien aus den Geländedaten entfernt. Die Simulationen wurden mit einem Vertikalprofil gestartet, das an allen Gitterpunkten gleich war, sodass im gesamten Modellgebiet gleiche thermische Bedingungen herrschten. Das Anfangsprofil wurde einmal bodennah labilisiert und bei einer weiteren Variation wurde das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre verringert. Somit konnte das Modell mit drei unterschiedlichen Vertikalprofilen angetrieben werden. Für den Strahlungsantrieb wurden drei verschiedene zeitlich konstante Strahlungsbedingungen am oberen Rand der Atmosphäre gewählt (nächtliche, morgendliche und mittägliche). Mit diesen Variationen wurden insgesamt 225 Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse nach 5 h Einschwingzeit verglichen werden konnten.

Durch die Variation der Einstrahlung wurde ersichtlich, dass sich hochreichende Konvektion nur bei starker solarer Einstrahlung (mittägliche Strahlungsbedingungen) bildet. Bei nächtlichen Strahlungsbedingungen entwickelte sich eine stabile Grenzschicht, da der fühlbare Wärmestrom negativ wurde und dies eine Abkühlung der bodennahen Luftschicht bewirkte. Dadurch entstanden katabatische Winde, die zu einer Winddivergenz über der Insel führten. Bei einzelnen Läufen war die bodennahe Abkühlung so stark, dass Sättigung eintrat und es zur Nebelbildung mit leichtem Niederschlag kam. Wurde eine schwache Einstrahlung gewählt, konnten sich nur schwache thermische Windsysteme bilden. Dies führte dazu, dass die bodennahe Windkonvergenz über der Insel ebenfalls schwach war, sodass nur ein geringer Hebungsantrieb herrschte. Dadurch konnte die CIN nicht überwunden werden und es kam nicht zur Auslösung hochreichender Konvektion. Bei starker Einstrahlung entstand eine ausreichend große Temperaturdifferenz zwischen der Landoberfläche und dem angrenzenden Meer, sodass sich thermische Windsysteme bilden konnten. Es kam zu einer Überlagerung der thermischen Windsysteme und der großräumigen Anströmung.

Bei einer hohen Anströmgeschwindigkeit dominierten die dynamischen Effekte und die Seewinde wurden abgelenkt. Es kam zur Umströmung der Insel und es bildeten sich bei einem Teil der Läufe Gegenströme im Lee der Insel. Es entstand also nur ein starker Landaufwind, wenn der Seewind

und die großräumige Anströmung die gleiche Richtung hatten und sich dadurch optimal überlagerten. Hatten sie nicht die gleiche Richtung wurde der Seewind abgelenkt und traf schräg auf die Küste oder wehte, durch die Umströmung der Insel, parallel zur Küstenlinie. Durch diese dynamischen Effekte war die Windkonvergenz über der Insel schwächer und die bodennahe Advektion maritimer Luftmassen auf die Insel war geringer. Insbesondere die fehlende Konvergenz führte dazu, dass nur in neun der 36 Läufe mit hoher Anströmgeschwindigkeit und starker Einstrahlung Niederschlag ausgelöst wurde. Durch die komplexe Topographie Korsikas war die Lage und Stärke der Konvergenzgebiete außerdem stark von der Anströmrichtung abhängig. Eine Änderung der Anströmrichtung von nur 30° konnte das Konvergenzfeld so sehr verändern, dass dies über die Auslösung bzw. nicht Auslösung hochreichender Konvektion entscheiden konnte. Mit Reduktion der Windgeschwindigkeit konnte der Einfluss der dynamischen Effekte verringert werden und die thermischen Windsysteme dominierten das Windfeld. Der Seewind wurde nicht so stark durch die großräumige Anströmung abgelenkt und es kam an den Gebirgen zu einer positiven Überlagerung des Seewindes mit den Hangaufwinden. Dadurch wurde die bodennahe Windkonvergenz an den Gebirgen verstärkt und es konnten zwei Hotspots für die Niederschlagsauslösung identifiziert werden. Die Anströmrichtung hatte dabei einen entscheidenden Einfluss auf die Lage der Niederschlagsgebiete. Westlich des Gebirges, zwischen $8,975^\circ$ O und $9,05^\circ$ O und $42,1^\circ$ N und $42,2^\circ$ N, wurde der Niederschlag bei einer nördlichen bis südöstlichen Anströmung ($330^\circ - 150^\circ$) bei 19 Läufen ausgelöst und bei einer südlichen bis nordwestlichen Anströmung ($180^\circ - 300^\circ$) kam es östlich des Gebirges bei neun Läufen, zwischen $9,1^\circ$ O und $9,125^\circ$ O und $42,35^\circ$ N und $42,425^\circ$ N, zur Niederschlagsauslösung.

Durch die Variation der thermischen Bedingungen des Anfangsprofils konnte gezeigt werden, dass eine bodennahe Labilisierung die CIN verringert und die CAPE erhöht. Dadurch wurde die Wahrscheinlichkeit zur Auslösung hochreichender Konvektion verbessert. Es wurde weniger Hebungsantrieb benötigt, um die CIN zu überwinden, sodass es in diesen Läufen früher zur Niederschlagsauslösung kam als in den Referenzläufen. Es konnten sich außerdem größere und langlebigere konvektive Systeme bilden, wodurch die Niederschlagsmenge im Vergleich zu den Referenzläufen höher war. Doch trotz thermisch besserer Bedingungen wurde nicht bei allen Anströmrichtungen Niederschlag ausgelöst, da sich das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre hemmend auf die Konvektionsentwicklung auswirkte.

Wenn keine Labilisierung des vertikalen Anfangsprofils vorgenommen wurde, sondern lediglich das Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre verringert wurde, war die Entwicklung hochreichender Konvektion mit Niederschlag am stärksten. Durch starke bodennahe Windkonvergenzen konnte in diesen Läufen die CIN überwunden werden und durch das geringe Sättigungsdefizit in der mittleren Troposphäre konnte sich hochreichende Bewölkung mit Niederschlag entwickeln. Um den Einfluss des Sättigungsdefizits genauer zu untersuchen, wurden weitere Läufe durchgeführt. Dabei wurde die Höhe der Schicht, in der das Sättigungsdefizit verringert wurde, variiert. Diese Simulationen ergaben einen direkten Zusammenhang zwischen der vertikalen Erstreckung einer trockenen Luftschicht, dem Zeitpunkt der Niederschlagsauslösung und der Niederschlagsmenge. Je höher die Schicht mit trockener Luft, desto geringer war die Wahrscheinlichkeit der Niederschlagsauslösung und desto geringer war die maximal mögliche Niederschlagsmenge.

Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde haben die variierten Parameter, Einstrahlung, großräumige Anströmung, Feuchte und Stabilität, einen großen Einfluss auf die Auslösung hochreichender Konvektion. Da der Seewind entscheidend zum bodennahen Hebungsantrieb für die Auslösung hochreichender Konvektion beiträgt, wäre es hilfreich den Einfluss der einzelnen Faktoren auf charakteristische Eigenschaften des Seewindes zu quantifizieren. Dazu könnte dieser Datensatz in weiteren Forschungsarbeiten verwendet werden, um dimensionslose Kennzahlen für charakteristische Größen des Seewindes, wie Höhe, Eindringtiefe, Geschwindigkeit und Stärke der Seewindfront, in Abhängigkeit der oben genannten Parameter, zu erstellen. Diese könnten dann mit Hilfe der Messdaten der HyMeX Messkampagne des IMK für reale Bedingungen überprüft werden. Berücksichtigt werden sollte dabei jedoch, insbesondere bei einer südlichen Anströmung, dass diese Simulationen ohne Sardinien durchgeführt wurden. Den Einfluss Sardinien auf die Auslösung von konvektivem Niederschlag über Korsika untersucht unter anderem Ehmele (2013). Auch bei einem Vergleich der identifizierten Hotspots für die Auslösung konvektiver Systeme mit realen Messergebnissen sollte dies berücksichtigt werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema über die Entwicklung der Grenzschicht im Tagesgang. PS steht für Prandtl Schicht und z_i ist die Untergrenze der Inversion. Bild aus Kraus (2008).	8
2.2	Stabilitätsbereiche für ungesättigte Luft (links) und gesättigte Luft (rechts) für unterschiedliche Schichtungen der Umgebung. Dünne Linien: Trockenadiabaten, auf denen ein ungesättigtes Luftpaket aufsteigt/absinkt (grün) und Pseudoadiabaten, auf denen ein gesättigtes Luftpaket aufsteigt (rot). Dicke Linien: Temperaturgradient der Umgebung; aus Kunz et al. (2009).	8
2.3	Ausbildung einer baroklinen Schichtung über dem Land (rechts) und der angrenzenden Wasserfläche (links). Abbildung entnommen aus Holton (2004). Dabei gilt $\bar{T}_1 < \bar{T}_2$. Die schwarze durchgezogene Linie mit den Pfeilen beschreibt den Integrationsweg, über den in Gleichung 2.13 integriert wird. Die gestrichelten Linien sind Flächen konstanter Dichte. h ist die Höhe der Seewindzirkulation und L die horizontale Erstreckung.	13
2.4	Hang- und Talwindssystem mit Blickrichtung talaufwärts. (a) Situation am Tag mit Hang- und Talaufwinden. (b) In der Nacht bilden sich Hangabwinde, die die Talabwinde verstärken. Abbildung aus Oke (1987).	16
2.5	Mechanismen für orographisch bedingte Konvektionsauslösung: (a) Auslösung durch Hebung am Luvhang, (b) Destabilisierung durch Hebung stromauf, (c) Konvektion durch leeseitige Konvergenz bei Umströmung, (d) Auslösung im Lee durch hydraulischen Sprung, (e) thermische Auslösung durch Hangaufwinde; aus Kunz (2003), modifiziert nach Houze (1993).	17
3.1	COSMO Modellgebiet.	22
3.2	Thermodynamisches Skew T -log p -Diagramm des Ausgangsprofils, mit dem Vertikalprofil der Temperatur (schwarz, durchgezogen), der Taupunkttemperatur (schwarz, gestrichelt) und der Hebungskurve (türkis).	24
3.3	Thermodynamisches Skew T -log p -Diagramm mit dem Vertikalprofil der Temperatur (schwarz, durchgezogen), der Taupunkttemperatur (schwarz, gestrichelt) und der Hebungskurve (türkis), nach Erhöhung der Temperatur im bodennahen Bereich.	25

3.4	Thermodynamisches $SkewT$ - $\log p$ -Diagramm mit den Profilen mit verringertem Sättigungsdefizit. Erhöhung der relativen Feuchte ab 700 hPa (grün), ab 750 hPa (blau) und ab 800 hPa bzw. 900 hPa (pink). Die Vertikalprofile des Referenzlaufs sind zum Vergleich in schwarz dargestellt. Links die relative Feuchte, in der Mitte die Taupunkttemperatur, rechts die Temperatur und die Hebungskurve (türkis).	26
4.1	Übersicht über den Zeitpunkt der Niederschlagsauslösung in Stunden (links) und die Niederschlagsmenge auf der gesamten Insel (rechts), unterteilt in Läufe mit einer Anströmgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} (oben) und 2 m s^{-1} (unten). Farbiger dargestellt ist in allen vier Abbildungen die Niederschlagssumme in 24 h.	29
4.2	Querschnitte nach 6 h Simulationszeit bei $42,45^\circ \text{ N}$ für den Lauf L00_wg5_360.	31
4.3	Gebietsmittel und Summen von konvektionsrelevanten Parametern in Abhängigkeit von der Anströmrichtung. Ergebnisse der präkonvektiven Bedingungen für die Modellläufe mit hoher Anströmgeschwindigkeit (5 m s^{-1}) und 7 UTC Einstrahlung nach Erreichen stationärer Bedingungen (8 h Simulationszeit).	32
4.4	Konvektionsrelevante Parameter wie in Abb. 4.3 für eine Strahlungseinstellung von 12 UTC.	34
4.5	10 m Windfeld mit Konvergenzen (positive Werte, rot) und Divergenzen (negative Werte, blau) und Isolinien des Niederschlags (grün) für die Läufe: (a) L12_wg5_330 und (b) L12_wg5_360.	36
4.6	(a) - (c) Windfeld, Feuchtedivergenzfeld in 2 m (farbig) und Isolinien des Niederschlags (grün); (d) - (f) Horizontale Verteilung des vertikal gemittelten Sättigungsdefizits zwischen 750 hPa und 550 hPa (farbig) und Isolinien des Niederschlags (rot), für die Läufe L12_wg5_210, L12_wg5_240 und L12_wg5_270 nach 12 h Simulationszeit.	37
4.7	Vertikale Querschnitte bei $42,425^\circ \text{ N}$, nach einer Simulationszeit von 8 h. Abgebildet ist das Windfeld, die Vertikalgeschwindigkeit (farbig) und Isolinien der relativen Feuchte (grün) für die Läufe SD12_wg5_210, SD12_wg5_240 und SD12_wg5_270.	41
4.8	Gebietsmittel und Summen von konvektionsrelevanten Parametern in Abhängigkeit von der Anströmrichtung. Ergebnisse der präkonvektiven Bedingungen für die Modellläufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit (2 m s^{-1}) und 7 UTC Einstrahlung nach Erreichen stationärer Bedingungen (5 h Simulationszeit).	44
4.9	Modelltopographie und Auslöseorte (orange) der Läufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit. Bei 19 Läufen wurde im Gebiet A (blau) Niederschlag ausgelöst und bei 9 Läufen im Gebiet B (rot).	46
4.10	Konvektionsrelevante Parameter wie in Abb. 4.8 für eine Strahlungseinstellung von 12 UTC.	47
4.11	Windfeld, Feuchtedivergenzfeld in 2 m (farbig) und Isolinien des Niederschlags (grün) für die Läufe R12_wg2_120 und R12_wg2_150 nach 15 h und für die Läufe R12_wg2_150 und R12_wg2_180 nach 22 h.	49

4.12 Hauptgebiete der Niederschlagsentstehung (N, O, S, W) mit den exakten Auslösearten der Läufe mit niedriger Anströmgeschwindigkeit (orange) und denen der Läufe mit hoher Anströmgeschwindigkeit (blau).	54
--	----

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über die Modellläufe, unterteilt in die einzelnen Variationen des Vertikalprofils und die unterschiedlichen Strahlungseinstellungen, in Abhängigkeit von der Anströmrichtung (wr) und der Windgeschwindigkeit (wg).	27
3.2	Übersicht über die Modellläufe mit einer Anströmrichtung von 210° und einer konstanten Strahlung von 12 UTC, in Abhängigkeit von der Variation des Feuchteprofils.	28
4.1	Simulationszeit nach der der Niederschlag entsteht und Niederschlagsmenge nach 24 h für die Läufe SD12_wg5_210, SD12_rh800_wg5_210, SD12_rh750_wg5_210 und SD12_rh700_wg5_210.	42
4.2	Simulationszeit nach der der Niederschlag ausgelöst wurde und Niederschlagsmenge nach 24 h für die Läufe L12_wg2_270 - L12_wg2_330 und L12_wg1_300.	51
4.3	Simulationszeit nach der der Niederschlag ausgelöst wurde und Niederschlagsmenge nach 24 h für die Läufe SD12_wg2_210, SD12_rh800_wg2_210, SD12_rh750_wg2_210 und SD12_rh700_wg2_210.	53

Literaturverzeichnis

- Adler, B., N. Kalthoff, und L. Gantner, 2011: Initiation of deep convection caused by land-surface inhomogeneities in West Africa: a modelled case study. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **112 (1-2)**, 15–27.
- Alpert, P., et al., 2002: The paradoxical increase of Mediterranean extreme daily rainfall in spite of decrease in total values. *Geophys. Res. Lett.*, **29 (10)**, 29–32.
- Arritt, R., 1993: Effects of the large-scale flow on characteristic features of the sea breeze. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 116 – 125.
- Atkinson, B., 1981: *Meso-scale atmospheric circulations*. Academic Pr., London, 495 S.
- Barthlott, C. und N. Kalthoff, 2011: A numerical sensitivity study on the impact of soil moisture on convection-related parameters and convective precipitation over complex terrain. *J. Atmos. Sci.*, **68 (12)**, 2971–2987.
- Barthlott, C. und D. J. Kirshbaum, 2013: Sensitivity of deep convection to terrain forcing over Mediterranean islands. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **doi:10.1002/qj.2089**.
- Bech, J., et al., 2011: A Mediterranean nocturnal heavy rainfall and tornadic event. Part I: Overview, damage survey and radar analysis. *Atmos. Res.*, **100 (4)**, 621–637.
- Beheng, K. D., 2010: *Thermodynamik und Statik der Atmosphäre - Scriptum zur Vorlesung*. Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 154 S.
- Blahak, U., 2011: New implementation of idealized cases in the COSMO model Version 4.16. Tech. rep., Deutscher Wetterdienst, 30 S., Offenbach am Main.
- Chaboureaud, J.-P., F. Guichard, J.-L. Redelsperger, und J.-P. Lafore, 2004: The role of stability and moisture in the diurnal cycle of convection over land. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130 (604)**, 3105–3117.
- Chen, Y.-L. und J. Feng, 2001: Numerical simulations of airflow and cloud distributions over the windward side of the Island of Hawaii. Part I: The effects of trade wind inversion. *Mon. Wea. Rev.*, **129 (1993)**, 1117–1134.

- Clarke, R., 1955: Some observations and comments on the sea breeze. *Aust. Meteor. Mag.*, **11**, 47–68.
- Cohuet, J., R. Romero, V. Homar, V. Ducrocq, und C. Ramis, 2011: Initiation of a severe thunderstorm over the Mediterranean Sea. *Atmos. Res.*, **100 (4)**, 603–620.
- Crosman, E. T. und J. D. Horel, 2010: Sea and lake breezes: A review of numerical studies. *Boundary -Layer Meteorol.*, **137 (1)**, 1–29.
- Defant, F., 1950: Theorie der Land- und Seewinde. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklim.*, **2 (4)**, 404–425.
- Doms, G., et al., 2011: A description of the nonhydrostatic regional COSMO model. Part II: Physical parameterization. Tech. rep., Deutscher Wetterdienst, 154 S., Offenbach am Main.
- Doswell III, C. A., 1987: The distinction between large-scale and mesoscale contribution to severe convection: A case study example. *Wea. Forecasting*, **2**, 3–16.
- Ehmele, F., 2013: Auswirkungen thermischer und dynamischer Wechselwirkungen benachbarter Inseln auf den konvektiven Niederschlag. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, in Vorbereitung.
- Etling, D., 1996: *Theoretische Meteorologie*. 2. ed., Springer, Berlin, 354 S.
- Golding, B., 1993: A numerical investigation of tropical island thunderstorms. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1417–1433.
- Haurwitz, B., 1947: Comments on the sea-breeze circulation. *J. Meteor.*, **4 (1)**, 1–8.
- Hill, C. M., P. J. Fitzpatrick, J. H. Corbin, Y. H. Lau, und S. K. Bhate, 2010: Summertime precipitation regimes associated with the sea breeze and land breeze in southern Mississippi and eastern Louisiana. *Wea. Forecasting*, **25**, 1755 – 1779.
- Holton, J. R., 2004: *An introduction to dynamic meteorology*. 4. ed., International Geophysics Series ; 88, Elsevier Acad. Press, Amsterdam, 535 S.
- Homar, V., C. Ramis, R. Romero, und S. Alonso, 2009: Recent trends in temperature and precipitation over the Balearic Islands (Spain). *Clim. Change*, **98 (1-2)**, 199–211.
- Houze, R. A., 1993: *Cloud dynamics*. International Geophysics Series; 53, Academic Pr., San Diego [u.a.], 573 S.
- Kalthoff, N., et al., 2009: The impact of convergence zones on the initiation of deep convection: A case study from COPS. *Atmos. Res.*, **93 (4)**, 680–694.
- Kottmeier, C., P. Palacio-Sese, N. Kalthoff, U. Corsmeier, und F. Fiedler, 2000: Sea breezes and coastal jets in southeastern Spain. *Int. J. Climatol.*, **20 (14)**, 1791–1808.

- Kraus, H., 2008: *Grundlagen der Grenzschicht-Meteorologie*. Springer, Berlin Heidelberg, 211 S.
- Kunz, M., 2003: Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer über Mittelgebirgen. Dissertation, Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH), Nr. 31, Karlsruhe.
- Kunz, M., C. Hauck, und C. Kottmeier, 2009: Meteorologische Naturgefahren - Vorlesungsskript. Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 113 S.
- Kunz, M. und M. Puskeiler, 2010: High-resolution assessment of the hail hazard over complex terrain from radar and insurance data. *Meteorol. Z.*, **19** (5), 427–439.
- Leuenberger, D., M. Stoll, und A. Roches, 2010: Description of some convective indices implemented in the COSMO model. Tech. Rep. 17, Deutscher Wetterdienst, 18 S., Offenbach am Main.
- Mahrer, Y. und R. Pielke, 1977: The effects of topography on sea and land breezes in a two-dimensional numerical model. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1151 – 1162.
- Manzato, A. und G. Morgan, 2003: Evaluating the sounding instability with the Lifted Parcel Theory. *Atmos. Res.*, **67-68**, 455–473.
- Oke, T. R., 1987: *Boundary Layer Climates*. 2. ed., Methuen, London and New York, 435 S.
- Porson, A., D. G. Steyn, und G. Schayes, 2007a: Formulation of an index for sea breezes in opposing winds. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **46** (8), 1257–1263.
- Porson, A., D. G. Steyn, und G. Schayes, 2007b: Sea-breeze scaling from numerical model simulations, part II: Interaction between the sea breeze and slope flows. *Boundary -Layer Meteorol.*, 31–41.
- Qian, J.-H., 2008: Why precipitation is mostly concentrated over islands in the Maritime Continent. *J. Atmos. Sci.*, **65** (4), 1428–1441.
- Ramis, C. und R. Romero, 1995: A first numerical simulation of the development and structure of the sea breeze on the Island of Mallorca. *Ann. Geophys.*, **13** (9), 981–994.
- Ritter, B. und J. Geleyn, 1992: A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 303–325.
- Schättler, U., G. Doms, und C. Schraff, 2011: A description of the nonhydrostatic regional COSMO-model. Part VII: Users guide. Deutscher Wetterdienst, Offenbach am Main, 147 S.
- Schmidt, F., 1947: An elementary theory of the land- and sea-breeze circulation. *J. Meteor.*, **4**, 9–20.
- Simpson, J. E., 1994: *Sea breeze and local winds*. Cambridge Univ. Pr, Cambridge [u.a.], 240 S.

Stull, R. B., 1988: *An introduction to boundary layer meteorology*. Repr. 2009 ed., Springer, Dordrecht, 670 S.

Vergeiner, I. und E. Dreiseitl, 1987: Valley winds and slope winds - observations and elementary thoughts. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **36 (1-4)**, 264–286.

Whiteman, C., 2000: *Mountain Meteorology: fundamentals and applications*. Oxford Univ. Press, New York, 376 S.

Yang, Y., Y.-L. Chen, und F. M. Fujioka, 2008: Effects of trade-wind strength and direction on the leeside circulations and rainfall of the Island of Hawaii. *Mon. Wea. Rev.*, **136 (12)**, 4799–4818.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zuerst bei Prof. Dr. Christoph Kottmeier für die Übernahme des Referats und die Ermöglichung dieser Arbeit, sowie das aufmerksame Lesen vor deren Abschluss bedanken. Des Weiteren danke ich PD Dr. Michael Kunz für die Übernahme des Koreferats.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Christian Barthlott und Dr. Norbert Kalthoff für die intensive und engagierte Betreuung während des gesamten letzten Jahres - sei es für die Einweisung in die Modellierung, die vielen Vorschläge, die hilfreichen Diskussionen, die unermüdliche Fehlersuche oder für die Motivation während der Erstellung der Arbeit.

Außerdem möchte ich mich bei Dr. Ulrich Blahak vom Deutschen Wetterdienst (DWD) bedanken, der das Modul für die idealisierten Simulationen mit COSMO entwickelt hat. Auf meine Fragen kamen stets zeitnah hilfreiche Antworten und Vorschläge zur technischen Umsetzung spezieller Einstellungen.

Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Arbeitsgruppe "Landoberflächen und Grenzschicht" möchte ich für eine sehr gute Arbeitsatmosphäre danken. Nicht nur während meiner Diplomarbeit, sondern auch während der gesamten Zeit meiner studentischen Hilfstätigkeit habe ich mich dort sehr wohl gefühlt. Mein Dank gilt dabei auch Martin Kohler für die abwechslungsreichen Aufgaben und die vielen Erfahrungen, die ich dabei sammeln konnte.

Bei Frau Birnmeier, Frau Stenschke und Frau Gräbner möchte ich mich für die Hilfe bei allen verwaltungstechnischen Angelegenheiten und sonstigen Fragen bedanken.

Ein herzliches Dankeschön gilt außerdem allen, die mich während des Studiums begleitet haben und dieses zu einem so schönen Lebensabschnitt gemacht haben.

Ganz besonders danken möchte ich meiner Familie, die mich während meines gesamten Studiums stets unterstützt hat und immer für mich da war. Meinen Eltern danke ich insbesondere für die Ermöglichung meines Studiums und die Freiräume, die sie mir dabei gelassen haben.

Und zuletzt ein großes Dankeschön an Felix, der mich ebenfalls stets unterstützt hat und all meine Launen während des Studiums ertragen hat!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich bin damit einverstanden, dass diese Arbeit in Bibliotheken eingestellt wird und vervielfältigt werden darf.

Karlsruhe, den 12. Juli 2013

Jutta Metzger