

# Untersuchungen zur Wechselwirkung tropischer Wirbelstürme mit Hilfe eines idealisierten dreidimensionalen numerischen Modells

Diplomarbeit im Fach Meteorologie  
vorgelegt von

Andrea D. F. Richter

März 2012



INSTITUT FÜR METEOROLOGIE UND KLIMAFORSCHUNG  
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE

Referent:

Prof. Dr. Sarah C. Jones

Korreferent:

Prof. Dr. Klaus Dieter Beheng

# Inhaltsverzeichnis

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1   | Einleitung  | 1  |
| 2   | Tropische Zyklone und ihre Bewegung                         | 4  |
| 2.1 | Grundlagen . . . . .  | 4  |
| 2.2 | Tropische Zyklone in vertikaler Scherungsströmung . . . . . | 5  |
| 2.3 | Interaktion tropischer Zyklone . . . . .                    | 7  |
| 3   | Numerisches Modell und Versuchsbeschreibung                 | 12 |
| 3.1 | Modell und Gitter . . . . .                                 | 12 |
| 3.2 | Anfangszustand des Modells . . . . .                        | 15 |
| 4   | Ergebnisse  | 19 |
| 4.1 | Übersicht . . . . .   | 19 |
| 4.2 | Wechselwirkungsmechanismen . . . . .                        | 22 |
| 4.3 | Separation der Wirbel . . . . .                             | 26 |
| 4.4 | Umkreisen mit anschließender Separation . . . . .           | 32 |
| 4.5 | Verschmelzung der Wirbel . . . . .                          | 39 |
| 4.6 | Einfluss der Penetrationshöhe . . . . .                     | 46 |
| 4.7 | Temperaturstörungen und Vertikalbewegungen . . . . .        | 53 |
| 5   | Zusammenfassung und Ausblick                                | 58 |
|     | Literaturverzeichnis  | I  |
| A   | Anhang  | V  |



# 1. Einleitung

Tropische Zyklone gehören zu den Wetterphänomenen, die weltweit die größten Zerstörungen anrichten. Die mit ihnen verbundenen Winde können Häuser und ganze Stadtgebiete zerstören, der auftretende Starkregen zu Überschwemmungen führen. Zu den Kernaufgaben der tropischen Wettervorhersage gehört daher die Vorhersage der Intensität und der Zugbahn eines tropischen Zyklons. Eine möglichst detaillierte Bestimmung ist notwendig für die Warnung der Bevölkerung in den betroffenen Landstrichen, wobei deutliche Vorhersagefehler sowohl finanzielle Auswirkungen haben als auch Schaden für Mensch und Tier bedeuten können.

Zur Erstellung einer präzisen Vorhersage bedarf es sowohl der Kenntnis der Mechanismen innerhalb eines Zyklons als auch der auf ihn wirkenden externen Faktoren und der möglichst detaillierten Abbildung dieser Prozesse in einem numerischen Modell. Abweichungen von der prognostizierten Stärke und Zugbahn sind jedoch nicht zu vermeiden. Mögliche Ursachen dafür sind Fehler im Modell und bei der Bestimmung von dessen Anfangs- und Randbedingungen. In bestimmten Situationen können sich diese Fehler besonders stark auswirken und für eine reduzierte Vorhersagbarkeit sorgen. Ein Beispiel dafür ist die Wechselwirkung zweier tropischer Zyklone, auch binäres System genannt. Diese Systeme haben oft zu größeren Fehlern in der Vorhersagbarkeit der Zugbahn und Intensitätsentwicklung geführt.

Fujiwhara (1923) untersuchte als erster die Interaktion von sich annähernden Wirbeln in den 1920er Jahren. Seine Experimente in einem Wassertank zeigten, dass für hinreichend kleinen Anfangsabstand eine Annäherung gleichartig rotierender Wirbel bei gleichzeitiger zyklonaler Umkreisung erfolgt, wofür sich der Begriff Fujiwhara-Effekt prägte. Durch die Analyse von Taifunen im westlichen Nordpazifik für die Jahre 1953-67 zeigte Brand (1970), dass sich der Vorhersagefehler der Zugbahn vergrößerte, sobald ein binäres System vorlag. Dong und Neumann (1983) beobachteten, dass binäre Systeme im Nordpazifik häufiger als im Nordatlantik auftreten. Sie betrachteten den Zeitraum 1946-81 und stellten im Durchschnitt 1,5 Paare jährlich im westlichen Nordpazifik fest und nur 0,33 Paare jährlich im Atlantik, was in der allgemein höheren Zahl von tropischen Zyklonen im Pazifik, aber auch mit den Unterschieden der Wirkung der Innertropischen Konvergenzzone auf beide Becken begründet ist. Dong und Neumann (1983) stellten zudem fest, dass unter dem Einfluss starker Umgebungsströmung auch antizyklonal rotierende binäre Systeme möglich sind.

Ein wichtiger Faktor bei der Untersuchung binärer Systeme ist der Abstand zwischen den Zyklonen. Lander und Holland (1993) betrachteten 10 Sturmpaare im westlichen Nordpazifik im Zeitraum 1945-88. Sie stellten eine gegenseitige Beeinflussung der Zugbahn, ein Verschmelzen zu einem größeren, stärkeren Zyklon, die partielle Auflösung eines Wirbels auf Kosten des anderen, teilweise aber auch kaum merkliche Wechselwirkung bei sich annähernden Zyklonen fest. Auch für Gruppen von mesoskaligen Wirbeln wurden ähnliche Wechselwirkungen wie bei tropischen Zyklonen beobachtet.

Unterstützt durch numerische Methoden wurde in den letzten 30 Jahren eine Vielzahl von Simulationen von binären Systemen mit meist idealisierten Modellen durchgeführt. Das Ziel dieser Untersuchungen war unter anderem, Kriterien dafür abzuleiten, wann es zu einer Interaktion bzw. Verschmelzung kommt, die dabei bestimmenden Prozesse zu identifizieren und daraus letzten Endes Verbesserungen für die Vorhersagemodelle abzuleiten. Die Simulationen berücksichtigten barotrope wie barokline Modelle, verschiedene Wirbelformen, welche durch Bereiche konstanter relativer Vorticity bzw. kontinuierliche Vorticityprofile dargestellt wurden und die Interaktionen identischer oder unterschiedlicher Wirbel. Abhängig vom verwendeten Wirbelprofil konnten notwendige Anfangsabstände für das Auftreten der Verschmelzung definiert werden (z. B. Ritchie und Holland 1993, Falkovich et al. 1995 und Shin et al. 2006). Als Kriterien für die Art der Interaktion ergab sich unter anderem die Verteilung der relativen Vorticity, welche aufgrund des Wirbelprofils durch den Anfangsabstand der Wirbel bestimmt war (DeMaria und Chan, 1984).

Wang und Holland (1995) betrachteten barokline Wirbel. Sie definierten zwei Abstandsbereiche, welche eine Einteilung in Verschmelzung, Annäherung und Separation erlaubten und die eine Abhängigkeit von der Wirbelstruktur, diabatischen Prozessen und der Orientierung auf der Beta-Ebene zeigten. Im Gegensatz zu den vorherigen barotropen Untersuchungen beobachteten sie die Verschmelzung der Wirbel auch bei Distanzen, die außerhalb des Radius des Minimums der potentiellen Vorticity eines Wirbels lagen.

In der vorliegenden Arbeit erfolgen Untersuchungen der Interaktionen zweier identischer barotroper bzw. barokliner Wirbel in einem idealisierten, dreidimensionalen numerischen Modell, welches bereits für Betrachtungen von einzelnen barotropen bzw. baroklinen Wirbeln in einer vertikal gescherten Umgebungsströmung (Jones 1995, Jones 2000a, Jones 2000b) und für Simulationen der Interaktion zweier barotroper Wirbel (Badey, 2010) genutzt wurde. Diabatische Effekte werden dabei nicht berücksichtigt, d.h. Feuchteeffekte werden nicht beachtet. Die Parameter zur Definition der Wirbel innerhalb des Modells sind derart gewählt, dass sie von ihrer Ausdehnung und Intensität einem tropischen Zyklon entsprechen. Die Wirbel sind als kontinuierliche Vorticityprofile mit abnehmender Geschwindigkeit zu größeren Radien hin definiert. Die mit dieser Auswahl getroffene Benutzung eines vereinfachten Wirbelmodells im Gegensatz zu z. B. Wang und Holland (1995), welche einen zyklonalen Wirbel am Boden mit einer Antizyklone in der Höhe kombinierten, bedeutet vermutlich keine starke Einschränkung der Ergebnisse. Dies legt zumindest ihre Anmerkung nahe, dass die Entwicklung der Antizyklone in den oberen Schichten weitge-

---

hend von den weiter unten ablaufenden Prozessen entkoppelt ist. Zudem erleichtern die einfachen Wirbelprofile einen Vergleich mit Jones (1995) und Jones (2000b), welche sehr ähnliche Profile benutzten. Das Modell wird ohne Hintergrundströmung auf einer  $f$ -Ebene betrieben. Da jeweils zwei Wirbel in das Modell eingebracht werden, erzeugt der eine eine Umgebungsströmung für den anderen, welche im baroklinen Fall zusätzlich höhenabhängig ist. Durch die Variation des Anfangsabstandes der Wirbel werden unterschiedlich starke Umgebungsströmungen simuliert, wobei sich auch die vertikale Scherung ändert.

Das Ziel dieser Versuchsanordnung ist, die Mechanismen bei der Interaktion zweier dreidimensionaler Wirbel detailliert zu beschreiben. Dabei werden einerseits die Ergebnisse von Jones (2000b) für die Bewegung eines baroklinen Wirbels in einer gescherten Umgebungsströmung berücksichtigt und andererseits die Erkenntnisse aus Badey (2010) um den dreidimensionalen Fall erweitert. Die untersuchten Szenarien sollen ferner als Testproblem für neue numerische Verfahren im Rahmen des Projekts 'Zielorientierte Adaptivität für tropische Wirbelströmungen' im DFG Schwerpunktprogramm MetStröm weiterverwendet werden.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt. In Kapitel 2 werden zuerst die theoretischen Grundlagen der Zyklonenbewegung beschrieben und es erfolgt ein Überblick über bisherige Untersuchungen von binären Systemen. Das Modell, seine zugrunde liegenden Gleichungen sowie die verwendeten Anfangszustände werden in Kapitel 3 dargestellt. Die Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsläufe erfolgt in Kapitel 4, wobei mehrere Ergebnisklassen je nach Interaktionsmuster definiert werden. Einzelne Läufe jeder Klasse werden anschließend detailliert analysiert, die Besonderheiten der barotropen wie baroklinen Lösung beschrieben und die Unterschiede zu den anderen Klassen herausgearbeitet. Daran anknüpfend wird der Einfluss der Rossbyschen Penetrationshöhe untersucht, deren Variation sich in einer Veränderung des kritischen Abstands, bei welchem noch Verschmelzen auftritt, bzw. der Art der Interaktion äußert. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Beschreibung der Sekundärzirkulationen, die in den wechselwirkenden baroklinen Wirbeln entstehen. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung in Kapitel 5.

# 2. Tropische Zyklone und ihre Bewegung

## 2.1 Grundlagen

Tropische Zyklone sind atmosphärische Tiefdruckgebiete, die sich über warmen tropischen Ozeanen entwickeln. Der Zyklon wird abhängig von der maximal auftretende Windgeschwindigkeit und seiner geographischen Lage als tropisches Tief, tropische Depression, tropischer Sturm oder Hurrikan bzw. Taifun bezeichnet. Als Grenzwert gelten für die Depression ein maximaler gemessener Wind, gemittelt über 10 Minuten, von höchstens 34 Knoten, für einen tropischen Sturm mindestens 35 Knoten und für einen Hurrikan bzw. Taifun mindestens 64 Knoten (z. B. Gray, 1968). Die Unterscheidung zwischen Hurrikan und Taifun erfolgt aufgrund des geographischen Auftretens, wobei der Begriff Hurrikan für den Atlantik und östlichen und zentralen Pazifik, der Begriff Taifun für den westlichen Pazifik verwendet wird.

Die Bestimmung der Zugbahn ist eine der wichtigsten Aufgaben bei der Vorhersage eines tropischen Zyklons. In erster Näherung kann ein Zyklon als rotierender Zylinder mit einer horizontalen Ausdehnung von 500 bis 1000 km und einer Höhe von 10 bis 16 km angesehen werden, welcher in einer Umgebungsströmung von wesentlich größeren Ausmaßen eingebettet ist (Chan, 2005). Dadurch ist die Annahme gerechtfertigt, dass er durch eben diese Umgebung gelenkt wird, wodurch sich der Begriff der 'Steuerungsströmung' (engl. *steering flow*) etabliert hat. Physikalisch läßt sich die Steuerungsströmung durch die Advektion des vertikalen Anteils der relativen Vorticity  $\zeta$  des Zyklons durch die horizontale Umgebungsströmung  $\vec{v}$  beschreiben.

In einer barotropen Atmosphäre gilt die Erhaltung der absoluten Vorticity  $\eta$ , woraus die lokalzeitliche Änderung der relativen Vorticity  $\zeta$  hergeleitet werden kann. Auf der  $\beta$ -Ebene gilt:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla(\zeta + f) = -\vec{v} \cdot \nabla \zeta - \beta v \quad (2.1)$$

wobei  $\beta$  die meridionale Variation des Coriolisparameters  $f$  und  $v$  die Meridionalkomponente des Windvektors bezeichnet. Der Advektionsterm überwiegt dabei außer bei einem schwachen Steuerungsstrom. Der zweite Term (Beta-Effekt) bewirkt eine vom Steuerungs-



strom abweichende Bewegung (engl. *propagation flow*). Diese Bewegung lässt sich erklären bei Verwendung einer nichtlinearen Lösung von Gleichung 2.1 (Chan und Williams, 1987). Durch die Advektion planetarer Vorticity durch einen asymmetrischen Wirbelanteil kommt es zu einer Verschiebung des Wirbels nach Nordwesten.

Studien der Bewegung von tropischen Zyklonen zeigten, dass neben barotropen Effekte auch barokline Prozesse eine wichtige Rolle spielen (Chan und Kepert, 2010). Gemäß Gleichung 2.1 ist zur Untersuchung der Bewegung barotroper Wirbel auf Anomalien der relativen Vorticity zu achten. Auf barokline Wirbel übertragen bedeutet dies die Wichtigkeit von Anomalien der potentiellen Vorticity (nachfolgend auch PV genannt).

Schon Hoskins et al. (1985) haben für die Beschreibung atmosphärischer Bewegungen die potentielle Vorticity betrachtet. Sie ist eine Erhaltungsgröße, wenn diabatische oder Reibungsprozesse außer Acht gelassen werden und advektive Prozesse dominieren. Ferner gilt selbst bei Vorliegen von Diabasis und Reibung das Invertierbarkeitsprinzip. So wie sich im barotropen Fall aus einer gegebenen Vorticityverteilung die Stromfunktion berechnen lässt, erlauben geeignete Randbedingungen, das Vorliegen eines Referenzstadiums für die Verteilung der potentiellen Temperatur und das Vorliegen einer Balancebeziehung im baroklinen Fall die Berechnung des Wind-, Temperatur- und Geopotentialfeldes aus dem Feld der potentiellen Vorticity. Die Balancebeziehung muss dabei physikalisch sinnvoll sein, es darf damit keine statische Instabilität, Trägheitsinstabilität oder andere Partikelinstabilität (symmetrische barokline Instabilität) vorliegen.

Die PV lässt sich auf einer Isofläche der potentiellen Temperatur wie folgt beschreiben:

$$PV = -g(f + \vec{k} \cdot \nabla_{\theta} \times \vec{v}) \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (2.2)$$

Sie wird in Einheiten von PVU (Potential Vorticity Unit) angegeben, wobei  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$  ist.

## 2.2 Tropische Zyklone in vertikaler Scherungsströmung

Auch die umgebende Atmosphäre und Ozean- und Landverteilung hat einen Einfluss auf die Bildung, Weiterentwicklung und Zerstörung des Zyklons. Ein bereits genannter wichtiger Einflussfaktor der Umgebung auf die Struktur und Intensität des Zyklons ist die vertikale Scherung der Umgebungsströmung. In einer Reihe von Arbeiten wurde dieser Einfluss untersucht.

Emanuel et al. (2004) zeigte, dass die Vorhersagbarkeit der Intensität tropischer Zyklone in dem von ihnen benutzten Modell unter anderem von der Scherung der Umgebungsströmung abhängig war.

Flatau et al. (1994) untersuchten einen baroklinen Wirbel, dessen Achse durch den Beta-Effekt bzw. durch geringe vertikale Umgebungsscherung geneigt war. Auf der  $\beta$ -Ebene bewegte sich der Wirbel nach Nordwesten analog zur Bewegungsrichtung der Rossbywellen gemäß des Beta-Effektes. Bei zonaler vertikaler östlicher Scherung erfolgte eine Bewegung

nach Nordwesten, bei westlicher Scherung nach Nordosten. Die Meridional Komponente der Bewegung wurde begründet durch die Interaktion der PV des Antizyklons im oberen Niveau und des zyklonalen Wirbels im unteren Niveau, welche durch die vertikale Scherung gegeneinander verschoben sind.

Jones (1995) untersuchte den Einfluss eines mit der Höhe abnehmenden Horizontalwindes auf einen barotropen Wirbel. Ein zu Anfang aufrechter Wirbel neigte sich als Reaktion auf die Scherung anfangs in Richtung des Scherungsvektors. Mit Einsetzen der Neigung (engl. *tilt*) begannen das obere und untere Wirbelzentrum um das mittlere Wirbelniveau zu rotieren. Diese Präzessionsbewegung war bedingt durch Anomalien der potentiellen Vorticity im oberen und unteren Niveau, welche horizontal gegeneinander verschoben waren. Die Projektionen ihrer Zirkulation auf das jeweils andere Niveau bewirkten dabei eine zyklonale Rotation. Nach einer Anfangsphase veränderte sich die Neigungsachse nicht mehr, die Richtung der Neigung war also konstant, der Abstand zwischen Boden und oberen Wirbelebenen nahm jedoch weiter zu. Die Ausprägung der Neigung hing von verschiedenen Parametern ab. In den Simulationen wurden die vertikale Scherung, die Größe und Stärke des Wirbels, der Coriolisparameter und die statische Stabilität verändert. Diese Änderungen beeinflussten die Rossbyhöhe. Sie beschreibt, wie stark das Windfeld einer Anomalie der potentiellen Vorticity sich in andere Niveaus ausbreiten kann und wird im folgenden auch als Penetrationshöhe bezeichnet. Hoskins et al. (1985) geben sie in vereinfachter Form gemäß

$$H_{Rossby} \approx f \frac{L}{N} \quad (2.3)$$

an, wobei  $L$  die horizontale Längenskala der Wirbelanomalie,  $N$  die Brunt-Väisälä Frequenz und  $f$  die planetare Vorticity darstellt. Eine alternative Formulierung, welche auch nahe am Äquator gilt, benennen sie mit

$$H_{Rossby} \approx (f_{loc}(f + \zeta)^{\frac{1}{2}}) \frac{L}{N} \quad (2.4)$$

mit  $f_{loc} = 2v_t/r$ , wobei für  $v_t$  die maximale Winkelgeschwindigkeit des Wirbels und für  $r$  die horizontale Distanz zum Anomaliezentrum gewählt wird. Bei einem gegebenen  $H$  stellt  $L$  den Rossbyschen Deformationsradius dar.

Eine erhöhte Penetrationshöhe (z. B. wegen einer geringen statischen Stabilität oder eines größeren Werts des Coriolisparameters in höheren Breiten) führte bei Jones (1995) zu einer Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit des unteren und oberen Zentrums um das mittlere Niveau und damit zu einer geringeren vertikalen Neigung der Wirbelachse. Zusätzlich zur Neigung des Wirbels bildete sich eine Vertikalzirkulation aus. Sie war notwendig, um den Wirbel in Balance zu halten. Da die Anomalie der potentiellen Vorticity durch die vertikale Scherung geneigt war, musste sich aus Balancegründen eine Anomalie der potentiellen Temperatur ausprägen. Dies passierte durch vertikale Advektion (z. B. Hoskins et al., 1985). Zwischen der Anomalie der potentiellen Temperatur und der Vertikalbewegung, die beide einem Muster der Wellenzahl 1 folgten, bildete sich nach einer initialen

Anpassungsperiode eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  aus, so dass es einen warmen Bereich in der Absinkregion und einen kalten Bereich in der Region des Aufsteigens innerhalb des Wirbels gab. Die Ausbildung der Vertikalbewegung und ihrer Phasenverschiebung wurde von Jones (1995) durch drei Mechanismen erklärt, durch die Advektion des Temperaturfelds der Umgebung, durch die für die Balance des Wirbels notwendige Verschiebung der Isentropen als Reaktion auf die Anomalien der potentiellen Vorticity und durch die Relativbewegung eines Luftteilchens entlang der Isentropen.

Befindet sich ein barokliner Wirbel in einer vertikalen Scherung, bildet sich ebenfalls eine Neigung der Wirbelachse aus und der mittlere Teil rotiert zyklonal oberhalb des Bodenniveaus (Jones, 2000b). Der schwache obere Teil des Wirbels wird jedoch häufig vom restlichen Wirbel wegadvehiert, was durch größerskalige Anomalien der potentiellen Vorticity und vertikale Flüsse begründet ist. Auch hier hängt die zyklonale Rotation des Wirbels von der Rossbyhöhe ab. Als zusätzlicher Mechanismus für das Auftreten einer Vertikalzirkulation fungiert der warme Kern des Wirbels, da durch ihn hindurch eine Relativbewegung stattfindet. Temperaturanomalie und Vertikalbewegung folgen wieder einer Wellenzahl 1 Verteilung und sind  $90^\circ$  phasenverschoben, so dass der vierte Mechanismus vermutlich eine untergeordnete Rolle spielt. Je nach Baroklinität des Wirbels, welche durch einen höhenabhängigen Horizontalwind verändert werden konnte, dominiert ein anderes Steuerungsniveau.

## 2.3 Interaktion tropischer Zyklone

Es kann vorkommen, dass sich zwei tropische Zyklone so nah beieinander befinden, dass sie durch Interaktion ihre Zugbahn beeinflussen und sogar verschmelzen. Der erste, der diese Interaktion beschrieben hat, war Fujiwhara (1923).

Studien der letzten Jahrzehnte konzentrierten sich sowohl auf die Bestimmung des minimalen Abstandes der Wirbel, bei der es zur Verschmelzung kommt, als auch für die Ursache des Verschmelzungsvorgangs.

Dong und Neumann (1983) untersuchten 43 binäre Systeme im westlichen Nordpazifik im Zeitraum 1949-78 und beobachteten deren Relativbewegungen. Sie fanden Stürme, die sich ausschließlich im Uhrzeigersinn, ausschließlich entgegen und abwechselnd in beide Richtungen gedreht haben und führten dieses einerseits auf den reinen Fujiwhara-Effekt, aber auch auf sich überlagernde großräumige Bewegungsmuster wie die Innertropische Konvergenzzone (ITCZ) zurück. Die Richtung der Bewegung war dabei abhängig vom Abstand zwischen den beiden Wirbeln, bei kleinerer Distanz dominierte der Fujiwhara-Effekt.

Chang (1983) simulierte die Interaktion zweier Wirbel in einem divergenzfreien, barotropen Modell mit verschiedenen Anfangsabständen. Da seine Versuche keine Verschmelzung zeigten, schloss er, dass nicht die Vorticityadvektion, sondern die divergente Windkomponente verantwortlich ist für die Anziehung und das Verschmelzen der Wirbel. Bei Simulationen mit einem dreidimensionalen, baroklinen Modell fand er zusätzlich diabatische Prozesse als ausschlaggebend, Reibung konnte vernachlässigt werden.

Als Reaktion darauf untersuchten DeMaria und Chan (1984) ebenfalls in einem divergenzfreien, barotropen Modell zwei Wirbel mit verschiedenen Tangentialwindprofilen. Ihre Ergebnisse identifizierten jedoch die Vorticityadvektion als ausschlaggebenden Mechanismus für Verschmelzung bzw. Separation, wobei es besonders auf die Vorticityverteilung zwischen den Wirbeln ankam. Divergenz oder diabatische Prozesse waren nicht notwendig, um in ihrem Modell eine Verschmelzung der Wirbel herbeizuführen. Als *kritische Distanz* definierten sie den Radius, bei dem im Radialprofil eines einzelnen Wirbels die Vorticity minimal ist. Nur wenn der Abstand der beiden Wirbelmittelpunkte innerhalb dieser Distanz lag, beobachteten sie die Verschmelzung und vermuteten daher, dass bei Chang (1983) diese überschritten wurde.

Eine analytische Lösung für ein stark vereinfachtes Modell der Wechselwirkung zweier identischer Wirbel präsentierten Melander et al. (1988). Dieses Modell war motiviert durch die Ergebnisse eines zweidimensionalen barotropen Modells, die sie mit Hilfe der Stromfunktion im mitrotierenden System interpretierten. Sie leiteten daraus drei verschiedene Interaktionsmöglichkeiten, welche von der Verteilung der relativen Vorticity zwischen den Wirbeln abhing, ab. Bei sehr großen Abständen zwischen den Wirbeln kreisten diese umeinander, ohne relative Vorticity auszutauschen oder zu verschmelzen. Kam es zu Überlappungen der relativen Vorticity der Wirbel im sogenannten  $\epsilon$ -Band der Stromfunktion, dann tauschten beide bei der Umkreisung Vorticity aus, ohne dass Filamente erzeugt wurden oder die Wirbel verschmolzen. Lagen die beiden Wirbel so nah beieinander, dass ihre Vorticity über das  $\epsilon$ -Band hinausreichten, dann traten sowohl Filamente als auch Verschmelzung auf. Sie deuteten den Verschmelzungsprozess als eine Form der ‘Achsensymmetrisierung (engl. *axisymmetrization*)’, welche durch die Filamentbildung ausgelöst wurde.

Lander und Holland (1993) betrachteten 10 Zyklonenpaare im westlichen Nordpazifik, stellten fest, dass die von ihnen beobachtete Wechselwirkung im Allgemeinen deutlich komplizierter verlief als in Fujiwharas Experimenten und leiteten ein neues Modell mit verschiedenen Stadien der Interaktion ab. Sie definierten Annäherung und Einfangen (engl. *approach and capture*), Umkreisen (engl. *mutual orbit*), Verschmelzung (engl. *merger*) zu einem Wirbel und Auseinandergehen (engl. *escape*) als mögliche Interaktionsphasen, wobei beim Verschmelzungsvorgang ein Wirbel häufig in die äußeren Bereiche des anderen integriert wurde.

Modelluntersuchungen zum Verhalten unterschiedlich großer Wirbel bei verschiedenen Abständen wurden von Dritschel und Waugh (1992) durchgeführt. Die Modellwirbel bestanden aus Bereichen gleichförmiger Vorticity (engl. *vorticity patch*). Als freie Parameter fungierten das Radiusverhältnis beider Wirbel und ihr Anfangsabstand. Als Ergebnis erhielten sie 5 verschiedene Regime, die auch die vollständige oder teilweise Zerstörung eines Wirbels beinhalteten und in denen sich neue Verhaltensmuster im Vergleich zu gleichgroßen Wirbeln einstellten. Sie bezeichneten die Muster als elastische Interaktion (engl. *elastic interaction*), partielle oder vollständige Verzerrung (engl. *partial/complete straining-out*) und teilweise oder vollständige Verschmelzung (engl. *partial/complete merger*).

Prieto et al. (2003) erweiterten dieses Modell um Wirbel unterschiedlicher Stärke, d. h.

Wirbel unterschiedlicher relativer Vorticity.

Eine kreisförmige Region konstanter Vorticity, auch Rankine Wirbel genannt, wurde ebenfalls von Ritchie und Holland (1993) bei ihrer Modellstudie zweidimensionaler interagierender Wirbel benutzt. Diese Art von Wirbel stellt eine gute erste Approximation der Kernregion eines tropischen Zyklons dar. Sie betrachteten Wirbel gleicher Intensität sowie gleicher und unterschiedlicher Größe. Bei gleichgroßen Wirbeln stellten sie einen Bifurkationspunkt zwischen Verschmelzung und Abstoßen fest, der bei 3,2 Radien der Wirbel lag. Diesen Abstand bezeichneten sie als *kritische Distanz*. Lag der Abstand der Wirbel innerhalb dieser Distanz, kam es zur Verschmelzung. Bei unterschiedlich großen Wirbeln trat innerhalb der kritischen Distanz eine Scherung des einen Wirbels in den anderen auf, womit ihre Ergebnisse denen von Dritschel und Waugh (1992) entsprachen. Als Grund für die Bifurkation nannten sie die konkurrierenden Effekte der aufgetragenen Verzerrung eines Wirbels durch die Scherung des anderen und eine Tendenz zur Rotationssymmetrie innerhalb eines Wirbels (die von Melander et al. (1988) angeführte ‘Achsensymmetrisierung’). Der Verschmelzungsprozess wurde nur durch Austausch von Vorticity, nicht durch Konvergenz, eingeleitet. Weiterhin untersuchten sie zusammengesetzte Wirbel (engl. *compound vortex*) mit stückweise konstanten, kreisförmig angeordneten Vorticityprofilen. Sie ließen diese mit Rankine Wirbeln und paarweise interagieren. Die Art der Interaktion hing sowohl von der Zusammensetzung des Wirbels als auch von der relativen Anordnung der Wirbel zueinander ab. Der entscheidende Prozess für die Interaktion wurde durch die Formänderung der äußeren Wirbelstruktur begründet. Dem Vorzeichen des Vorticitygradienten des zusammengesetzten Wirbels maßen sie nachrangige Bedeutung bei.

Im dritten Teil ihrer Untersuchungsreihe analysierten Holland und Dietachmayer (1993) barotrope kontinuierliche Wirbel in einem sich verändernden Feld planetarer Vorticity. Die Wirbel wurden durch ein von der Gradientwindbeziehung abgeleitetes Windprofil erzeugt und mit unterschiedlichen Abständen in das Modell eingebracht. Ähnlich wie bei den zusammengesetzten Wirbeln von Ritchie und Holland (1993) kam es je nach Abstand entweder zum Verschmelzen oder Auseinandergehen. Eine Veränderung der geographischen Breite, also der planetaren Vorticity, hatte dabei wenig Einfluss auf die relativen Zugbahnen der Wirbel um einen geeignet definierten ‘Schwerpunkt’ und den Verschmelzungsprozess, bewirkte aber eine zu erwartende nordwestliche Verschiebung des Gesamtsystems.

Falkovich et al. (1995) untersuchten die Interaktion zweier tropischer barotroper Zyklone in einem dreidimensionalen Atmosphäre-Ozean-Modell auf der  $f$ - und  $\beta$ -Ebene bei verschiedenen Anfangsabständen. Die Einbeziehung des Ozeans bzw. der  $\beta$ -Ebene hatte Auswirkungen auf die Zugbahn der Wirbel wie auf den erreichten Minimaldruck. Während die Wirbel auf der  $f$ -Ebene zyklonal umeinander kreisten, bewegten sie sich auf der  $\beta$ -Ebene wegen des Beta-Effekts in nordwestliche Richtung. Ferner entwickelten die Wirbel unterschiedliche Translationsgeschwindigkeiten, wobei der langsamere westliche Wirbel einen geringeren Minimaldruck erreichte. Den Unterschied in der Intensivierung der Zyklone führten sie auf die Unterschiede in der vertikalen Scherung, die ein Wirbel auf den anderen ausübte, zurück. Die zusätzliche Atmosphäre-Ozean-Kopplung verringerte die

Intensivierung beider Zyklone. Dies erklärten sie durch den Einfluss der Ozeanoberflächentemperatur (engl. *sea surface temperature - SST*), welche durch einen darüberwegziehenden Zyklon aufgrund turbulenter Durchmischung der oberen Ozeanschicht abnahm, und somit bei geringerer Temperatur weniger latente Wärme zur Zyklonentwicklung zur Verfügung stand. Bezüglich des Verschmelzungsvorgangs unterschieden sie zwischen der von DeMaria und Chan (1984) definierten *kritischen Distanz* und der *kritischen Separationsdistanz*, dem initialen Abstand der Wirbelmittelpunkte, bei welchem noch Verschmelzung auftrat. Die kritische Separationsdistanz war größer als die kritische Distanz, die Ozeankopplung reduzierte erstere allerdings. Als wichtige Einflussfaktoren auf den Verschmelzungsvorgang ermittelten sie sowohl die Vorticityadvektion, als auch die divergente Komponente der Zirkulation. Einen positiven Wert relativer Vorticity zwischen den Wirbeln identifizierten sie als notwendige, jedoch nicht hinreichende Bedingung für die Verschmelzung. Um den Einfluss barokliner Prozesse bei der Interaktion von Wirbeln zu untersuchen, simulierten sie einige barokline Aspekte durch Einbringen einer künstlichen Massensenke ins barotrope Modell. Während sich ohne Massensenke die Struktur des Wirbels in der Horizontalen aufgrund des Scherungsflusses des anderen Wirbels verzerrte, blieb die Wirbelstruktur bei den Versuchen mit Massensenke weitgehend erhalten, was einen Einfluss auf die Vorticityverteilung und damit auf den Verschmelzungsprozess ausübte. Sie leiteten daraus ab, dass barokline Prozesse die kritische Separationsdistanz reduzieren, weil bei geringeren Distanzen ein barokliner Wirbel sein achsensymmetrisches Vorticityfeld aufrechterhalten kann und damit der Verschmelzung widersteht. Allerdings wurde auch nicht ausgeschlossen, dass barokline Prozesse den kritischen Separationsabstand aufgrund von Advektion des Vorticityfeldes des einen Wirbels durch den wirbelfreien radialen Fluss des anderen Wirbels, wie von Chang (1983) begründet, vergrößern.

Paare aus drei unterschiedlichen baroklinen Wirbeln in einem dreidimensionalen Modell mit 40 km Gitterweite auf der  $f$ - und  $\beta$ -Ebene studierten Wang und Holland (1995). Sie unterschieden drei verschiedene Formen der Interaktion, die Entfernung, Annäherung und Verschmelzung. Diese Interaktionsformen wurden durch zwei kritische Distanzen getrennt, den Abstand, ab welchem sich Wirbel annähern (engl. *mutual approach separation - MAS*) und derjenige, innerhalb dessen eine Verschmelzung stattfindet (engl. *mutual merger separation - MMS*). Im Vergleich zum barotropen Fall von DeMaria und Chan (1984) entspricht die MAS der Region eines geringen radialen Vorticitygradienten. Sie ist jedoch größer als der Abstand, an welchem der Gradient der potentiellen Vorticity sein Vorzeichen ändert und wurde je nach Wirbelprofil bzw.  $f$ - oder  $\beta$ -Ebene mit einem Wert von 600 bis 1200 km ermittelt. Annäherung konnte somit beobachtet werden, obwohl ein antizyklonaler PV-Gradient zwischen den Wirbeln lag. Ein Grund für die Unterschiede zum barotropen Fall war die Neigung des Wirbels, welche sich aufgrund der antizyklonalen vertikalen Scherung des anderen ausbildete. Sie wurde durch eine vertikale Sekundärzirkulation stabilisiert. Die MMS lag bei ca. 450 km und entsprach damit in etwa dem Dreifachen des Wirbelradius. Der Verschmelzungsprozess setzte zuerst am Boden ein, mit einer Zeitverzögerung erfolgte er dann auch in den darüber liegenden Wirbelbereichen.

Shin et al. (2006) untersuchten mit einem divergenzfreien, barotropen Modell mit 40 km Gitterweite das bereits von DeMaria und Chan (1984) verwendete Wirbelprofil, ein Wirbelprofil von Chang (1983) und den Rankine Wirbel auf ihre kritische Distanz, um ein verlässliches Kriterium für die Vorhersage von Verschmelzung oder Separation herzuleiten. Sie ermittelten, dass das Vorzeichen der im Anfangszustand zwischen den Wirbeln vorhandenen relativen Vorticity ausschlaggebend für Verschmelzung bzw. Separation ist; zu letzterer kam es immer dann, wenn negative relative Vorticity zwischen den Wirbeln lag. Zur Verschmelzung kam es nur, wenn die positive relative Vorticity einen bestimmten Schwellenwert überschritten hatte. Basierend auf diesen Ergebnissen korrigierten sie die von Falkovich et al. (1995) vorgeschlagenen kritischen Distanzen um einen Faktor, der individuell für jedes Wirbelprofil zu bestimmen ist. Die kritische Distanz war damit ein wenig kleiner als der doppelte Radius, bei welchem die relative Vorticity eines Wirbels Null betrug. Als verantwortlichen Prozess für die Verschmelzung nannten sie die Advektion der symmetrischen relativen Vorticity eines Wirbels durch den symmetrischen tangentialen Fluss des anderen.

Badey (2010) hat in das in dieser Arbeit verwendete Modell ebenfalls zwei von Smith et al. (1990) definierte, barotrope Wirbel unterschiedlicher Größe und Stärke (charakterisiert durch die maximal auftretende Windgeschwindigkeit) und mit variierendem Anfangsabstand gesetzt. Sie analysierte die insgesamt 36 verschiedenen Modellläufe anhand des Verhältnisses der Zirkulation des Wirbels vor und nach der Interaktion bzw. anhand der Veränderung der Gesamtzirkulation des Systems und ordnete die Ergebnisse den Interaktionsmustern von Dritschel und Waugh (1992) zu. Gab es aufgrund der gewählten Parameter einen Bereich negativer relativer Vorticity zwischen den Wirbeln, fand höchstens eine partielle Verschmelzung oder auch Separation statt, bei positiver relativer Vorticity innerhalb der Wirbel Verschmelzung. Der initiale Separationsabstand, bei dem sich noch eine vollständige Verschmelzung ereignet, lag zwischen 300 und 400 km, wenn der maximale Tangentialwind  $40 \text{ m s}^{-1}$  bei einem Radius von 100 km betrug.

# 3. Numerisches Modell und Versuchsbeschreibung

## 3.1 Modell und Gitter

Bei dem verwendeten Modell handelt sich um ein dreidimensionales, nichtlineares hydrostatisches Modell auf der  $f$ -Ebene gemäß Jones und Thorpe (1992), in welches sich ein oder mehrere Wirbel einsetzen lassen. In der Horizontalen werden die kartesischen Koordinaten  $x$  und  $y$  benutzt, in der Vertikalen wird eine druckbasierte Koordinate wie von Hoskins (1972) eingeführt, verwendet. Sie lautet

$$z = \frac{H_s}{\kappa} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^\kappa \right] \quad (3.1)$$

mit der Skalenhöhe  $H_s = p_0/\rho_0g$  und  $\kappa = R/c_p$  mit der universellen Gaskonstante  $R$  und  $c_p$  spezifische Gaskonstante bei konstantem Druck.  $\rho_0$  und  $p_0$  beziehen sich auf den Referenzzustand. Ferner wird eine Pseudodichte  $r$  benutzt, welche von der Höhe abhängt:

$$r(z) = \rho_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1-\kappa} = \rho_0 \left( 1 - \frac{\kappa z}{H_s} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \quad (3.2)$$

Prognostische Variablen des Systems sind der Horizontalwind mit den Komponenten  $u$  und  $v$  und die potentielle Temperatur  $\theta$ . Die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  und das Geopotential  $\Phi$  werden diagnostisch bestimmt. Es gelten die folgenden, in Flussform gebrachten, Gleichungen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(uu) - \frac{\partial}{\partial y}(uv) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z}(ruw)}_{A_u} + fv - \frac{\partial \Phi}{\partial x} + F_u \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(uv) - \frac{\partial}{\partial y}(vv) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z}(rvw)}_{A_v} - fu - \frac{\partial \Phi}{\partial y} + F_v \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(u\theta) - \frac{\partial}{\partial y}(v\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z}(r\theta w)}_{A_{th}} + F_{th} + Q_{th} \quad (3.5)$$



$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = g \frac{\theta}{\theta_0} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z}(rw) = 0 \quad (3.7)$$

Zur Lösung dieses Systems partieller Differentialgleichungen wird das Geopotential am Boden oder am oberen Rand des Modells benötigt. Häufig wird dafür ein konstanter Wert am oberen Rand des Modells angenommen. Eine andere Methode wurde von Dalu (1978) beschrieben. Um damit das Geopotential am Boden zu bestimmen, wird Gl. 3.3 nach  $x$  und 3.4 nach  $y$  abgeleitet, die Gleichungen 3.6 und 3.7 verwendet und vom Boden bis  $z = H$  integriert:

$$\nabla^2 \Phi_0 \int_0^H r dz = \int_0^H r \left\{ \frac{\partial A_u}{\partial x} + \frac{\partial A_v}{\partial y} + f\zeta + \frac{\partial F_u}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} - \nabla^2 \int_{h=0}^z g \frac{\theta}{\theta_0} dh \right\} dz \quad (3.8)$$

mit  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  und  $\zeta = \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$ .

$F_u, F_v$  und  $F_{th}$  stellen Diffusionsterme dar (siehe 3.10),  $Q_{th}$  repräsentiert einen diabatischen Heizterm, der in dieser Arbeit auf Null gesetzt wurde.

Diese Gleichungen können bei Beachtung bestimmter Randbedingungen numerisch gelöst werden.

Das Modell wurde so konzipiert, daß verschiedene Randbedingungen genutzt werden können, welche entweder doppelt periodisch in  $x$ - und  $y$ -Richtung oder periodisch in  $x$ -Richtung und wandartig in  $y$ -Richtung sind. Es gibt die folgenden Optionen:

1. 'no slip' mit  $u' = v' = \theta' = 0$  bei  $z = 0, z = H, x = 0$  und  $x = L_x$  bei wandartigen Bedingungen in  $x$ -Richtung.
2. scherungsfreie Randbedingungen mit  $\frac{\partial \chi}{\partial z} = 0$  bei  $z = 0, z = H$  und  $\frac{\partial \chi}{\partial x} = 0$  bei  $x = 0, x = L_x$  bei wandartigen Bedingungen in  $x$ -Richtung, wobei  $\chi$  für die Variablen  $u, v$  und  $\theta$  steht.
3. scherungsfreie Störungen, wie davor, nur ist  $\chi = u', v', \theta'$ .

Die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  beträgt Null als Randbedingung am unteren Rand ( $z = 0$ ) und wird über die Kontinuitätsgleichung (Gl. 3.7) darüber berechnet. Bei  $z = H$  befindet sich der obere Rand des Modellgebiets, hier sollte  $w$  fast Null betragen, was während der Modellläufe kontinuierlich geprüft wird.

Zur Lösung der Gleichungen wird eine finite Differenzenmethode auf einem versetzten Arakawa 'C' Gitter (Arakawa und Lamb, 1977) gewählt. Die Variablen sind auch in der Vertikalen um einen halben Gitterpunkt versetzt,  $w$  wird in der Ebene dazwischen berechnet (Abb. 3.1).

Das Courant-Friedrich-Levy Kriterium  $\max(|\vec{v}|)\Delta t/\Delta x \leq 1$  begrenzt den erlaubten Zeitschritt  $\Delta t$ , welcher mit 30 Sekunden gewählt wird. Für den ersten Zeitschritt wird das

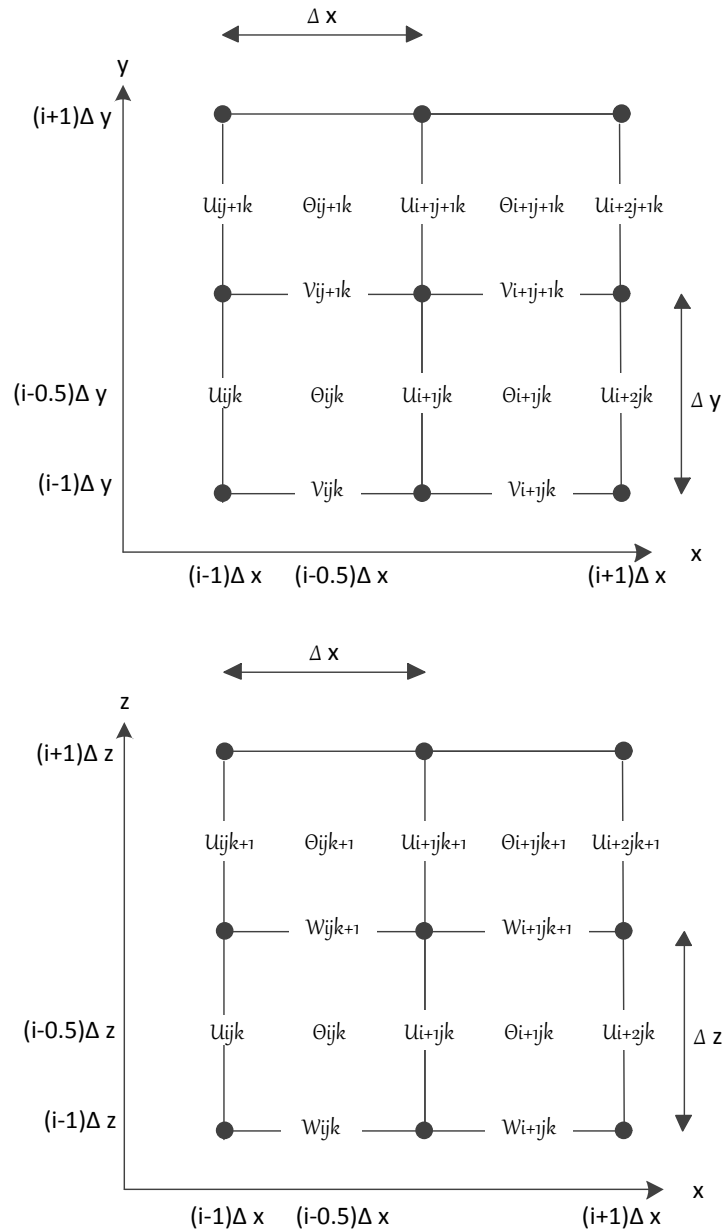


Abb. 3.1: Rechengitter in der Horizontalen (oben) und Vertikalen (x-z-Ebene, unten), nach Jones (1995)

Vorwärtsverfahren benutzt, alle nachfolgenden basieren auf dem Leapfrog-Schema. Hierbei überspringen die Zeitschritte der Zeitableitung diejenigen der räumlichen Ableitung (Press, 2007) gemäß:

$$\frac{\delta\chi}{\delta t} = \frac{\chi_{t+\Delta t} - \chi_{t-\Delta t}}{2\Delta t} \quad (3.9)$$

wobei  $\chi$  wiederum für  $u$ ,  $v$  bzw.  $\theta$  steht.

Das Modell beinhaltet keine Reibungs- oder diabatische Effekte, außer einer künstlichen Viskosität, die zur Unterdrückung numerischen Rauschens benötigt wird. In der Horizon-

talen wird ein Diffusionsterm 6. Ordnung, in der Vertikalen 2. Ordnung benutzt, so dass:

$$F_\chi = \nu_x \frac{\partial^6 \chi}{\partial x^6} + \nu_y \frac{\partial^6 \chi}{\partial y^6} + \nu_z \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \quad (3.10)$$

wobei  $\chi$  für  $u$ ,  $v$  oder  $\theta$  steht. Die Koeffizienten  $\nu_x$ ,  $\nu_y$  und  $\nu_z$  sind numerische Diffusionskonstanten. Bei einer Gitterauflösung von 10 km wird mit  $\nu_x = \nu_y = 7 \times 10^{19} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$  und  $\nu_z = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  das numerische Rauschen hinreichend gedämpft, ohne die Lösung selbst stark zu beeinträchtigen. Um dies zu bestätigen, wurde als Kontrolllauf ein barokliner Wirbel in die Mitte des Rechengebietes eingesetzt. Da keine Umgebungsströmung vorhanden war, hat dieser Wirbel seine Lage innerhalb der 96 h Rechenzeit nicht verändert, seine maximale relative Vorticity reduzierte sich nur um weniger als 1%.

Die Darstellung eines achsensymmetrischen Wirbels auf einem rechteckigen Gitter ist nicht exakt. Aus diesem Grund wird der divergente Anteil des Windes durch einen weiteren Diffusionsterm 2. Ordnung gedämpft, da ansonsten innerhalb des Wirbels ein numerischer Wellenzahl 2 Modus angeregt würde. Die Konstanten hierfür betragen  $5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  in der Horizontalen und  $50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  in der Vertikalen.

Aufgrund der im Modell verwendeten Höhenkoordinate ergibt sich eine modifizierte potentielle Vorticity von

$$PV = \frac{1}{r(z)} (f \vec{k} + \nabla_z \times \vec{v}) \nabla_z \theta \quad (3.11)$$

Die Standardauflösung, mit der die Simulationen durchgeführt werden, beträgt 10 km x 10 km x 857,14 m bei einer Größe des Rechengitters von 400 x 400 x 14 Punkten. Dadurch ergibt sich die Größe des Modellgebiets von -2000 km bis 2000 km in der Horizontalen und 0 bis 12857 m in der Vertikalen. Das unterste Niveau, auf welchem die Variablen berechnet werden, liegt somit bei 428,57 m. Die Randbedingungen wurden doppeltperiodisch in  $x$ - und  $y$ -Richtung gesetzt, als Randbedingung der Diffusion wurden scherungsfreie Störungen gewählt. Zu jeder vollen simulierten Stunde erfolgte das Herausschreiben der in Kapitel 3.1 beschriebenen Variablen wie relative und potentielle Vorticity, Horizontal- und Vertikalwind und potentielle Temperatur an den Gitterpunkten bzw. dazwischen. Die Auswertung in Kapitel 4 basiert auf diesen insgesamt 97 Zustandsvektoren pro Simulationslauf.

## 3.2 Anfangszustand des Modells

Der Anfangszustand des Modells besteht aus einer stabil geschichteten Atmosphäre. Die statische Stabilität, ausgedrückt durch die Brunt-Vaisälä-Frequenz  $N$ , errechnet sich gemäß:

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.12)$$

Es wird ein Wert von  $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  gewählt. Als Konstanten werden genutzt  $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ ,  $f = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ,  $\theta_0 = 300 \text{ K}$ ,  $\rho_0 = 1.16 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $p_0 = 1 \times 10^5 \text{ N m}^{-2}$  und  $\phi_0 = 20^\circ$  nörd-

liche Breite. Alternativ lässt sich auch eine  $\beta$ -Ebene simulieren, es gilt dann  $f = f_0 + \beta y$ , wobei  $y = 0$  bei  $\phi_0$ ,  $f_0 = 2\omega \sin(\phi_0)$  und  $\beta = 2\omega \cos(\phi_0)/a$  mit  $a =$  Erdradius und  $\omega =$  Winkelgeschwindigkeit der Erde von  $7,292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

Dem Grundzustand des Modell werden jeweils ein oder zwei identische, achsensymmetrische barotrope oder barokline Wirbel überlagert. Der barotrope Wirbel basiert auf einem von Smith et al. (1990) genutzten Standardwirbel, dessen Tangentialwind folgendermaßen definiert ist:

$$v_t = v_0 \frac{s(1 + (5b/2a)s^4)}{(1 + as^2 + bs^6)^2} \quad (3.13)$$

mit den Konstanten  $a = 0,3398$  und  $b = 5,377 \times 10^{-4}$  und  $s = r/r_{max}$  als Verhältnis des Radius  $r$  zum Radius des Maximalwinds  $r_{max}$ . Der Wirbel wird über die dazugehörige Stromfunktion eingesetzt, welche der Gleichung  $v_t(r) = d\psi/dr$  folgt, somit

$$\psi(s) = -\psi_0(1 + as^2 + bs^6) \quad (3.14)$$

mit  $\psi_0 = 1,184 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Die Konstanten wurden so gewählt, dass die tangentielle Geschwindigkeit ihren Maximalwert  $v_{max}$  bei  $r_{max}$  besitzt. Für ein rasches Abnehmen des Tangentialwindes für  $s \rightarrow \infty$  sorgt der Term  $s^6$ . Der für die Modellläufe verwendete Standardwirbel hat einen maximalen Tangentialwind von  $30 \text{ m s}^{-1}$  am Boden bei einem Radius des maximalen Windes von  $150 \text{ km}$ .

Die Stromfunktion wird auf das Modellgitter interpoliert, anschließend werden daraus die Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $v$  in kartesischen Koordinaten berechnet. Das dazugehörige Feld der potentiellen Temperatur  $\theta$  wird über die Gleichung 3.5 berechnet. Am Rand des Modellgebiets soll der Tangentialwind Null betragen. Daher wird er durch einen zusätzlichen Faktor  $\epsilon$  abgeschwächt. Dieser ist definiert mit

$$\epsilon(r) = \begin{cases} \left[1 - \exp\left(-\frac{(r-r_{cut})^2}{r_{wid}^2}\right)\right] & r \leq r_{cut} \\ 0 & r > r_{cut} \end{cases} \quad (3.15)$$

wobei  $r_{cut} = 1200 \text{ km}$  und  $r_{wid} = 500 \text{ km}$  gewählt wurde.

Um anstatt eines barotropen Wirbels einen baroklinen einzubringen, kann der Tangentialwind mit einer höhenabhängigen Funktion multipliziert werden. Es wird dazu wie in Jones (2000b) die folgende Funktion verwendet:

$$\Gamma(z) = \begin{cases} 1 & z \leq z_b \\ 1 + \frac{(1-\Gamma_t)}{2} \left\{ \cos\left(\pi \frac{(z-z_b)}{(z_t-z_b)}\right) \right\} & z_b < z < z_t \end{cases} \quad (3.16)$$

$z_t$  ist die Höhe des Modells,  $z_b$  und  $\Gamma_t$  sind Konstanten, so dass  $0 \leq \Gamma \leq 1$ . Der Tangentialwind ist also konstant bis zur Höhe  $z_b$ , damit am Boden keine Temperaturanomalie auftritt. Diese Randbedingung wird bei der Lösung von Gleichung 3.5 benötigt.  $z_b$  beträgt im weiteren  $1286 \text{ m}$ , es handelt sich somit um die 2. Ebene in der Vertikalen, auf welcher der Wind und die potentielle Temperatur berechnet wird. Da der Wirbel einen tropischen

Zyklon oberhalb der Grenzschicht repräsentieren soll, ist die Annahme eines höhenkonstanten Tangentialwindes in der unteren Troposphäre gerechtfertigt. Oberhalb  $z_b$  nimmt der Tangentialwind kontinuierlich mit der Höhe ab, so dass er am Oberrand des Modells nur noch den Faktor  $\Gamma_t$  des Bodenwindes trägt.

Abbildung 3.2 zeigt die Vertikalprofile des Tangentialwindes, der potentiellen Temperatur und der relativen und potentiellen Vorticity eines baroklinen Wirbels gemäß der Gleichungen 3.13 und 3.16 mit  $\Gamma = 0$  in der Mitte des Rechengebietes bei  $y = 0$  km. Zusätzlich ist das Radialprofil der relativen Vorticity und die vertikale Scherung des Tangentialwindes bei verschiedenen Radien dargestellt. Wegen  $\Gamma = 0$  nimmt der Tangentialwind bis auf eine Höhe von ca. 9 km auf Null ab. Bei einem Radius von 400 km werden am Boden Werte von  $13 \text{ m s}^{-1}$ , bei 800 km von knapp  $1,3 \text{ m s}^{-1}$  erreicht. Die vertikale Scherung ist am Boden bis in 2 km Höhe relativ gering und nimmt erst anschließend zu. Sie ist vom Abstand zum Wirbelmittelpunkt abhängig, wobei bei geringerem Abstand höhere Werte erreicht werden und bei 900 km fast keine Scherung mehr auftritt. Verbunden mit der Windabnahme ist eine Einkerbung der Isentropen. Der Wirbel weist also einen warmen Kern auf, wie es für tropische Wirbelstürme typisch ist. Die Temperaturanomalie ist in der Höhe von 5 km am stärksten und beträgt dort 9 K. Die relative Vorticity hat ihr Maximum von mehr als  $7 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  am Boden in der Mitte des Wirbels. Sie nimmt nach außen und mit der Höhe ab. Die Nullstelle liegt bei einem Radius von 260 km, das Minimum bei 380 km. Die potentielle Vorticity verzeichnet ihr Maximum im Kern unterhalb von 2 km und nimmt dann mit der Höhe ab. Der maximale Tangentialwind wurde so gewählt, dass es im Initialzustand zweier Wirbel nicht zu negativer potentieller Vorticity zwischen den Wirbeln kommen kann, um das Auftreten von Trägheitsinstabilität zu verhindern.

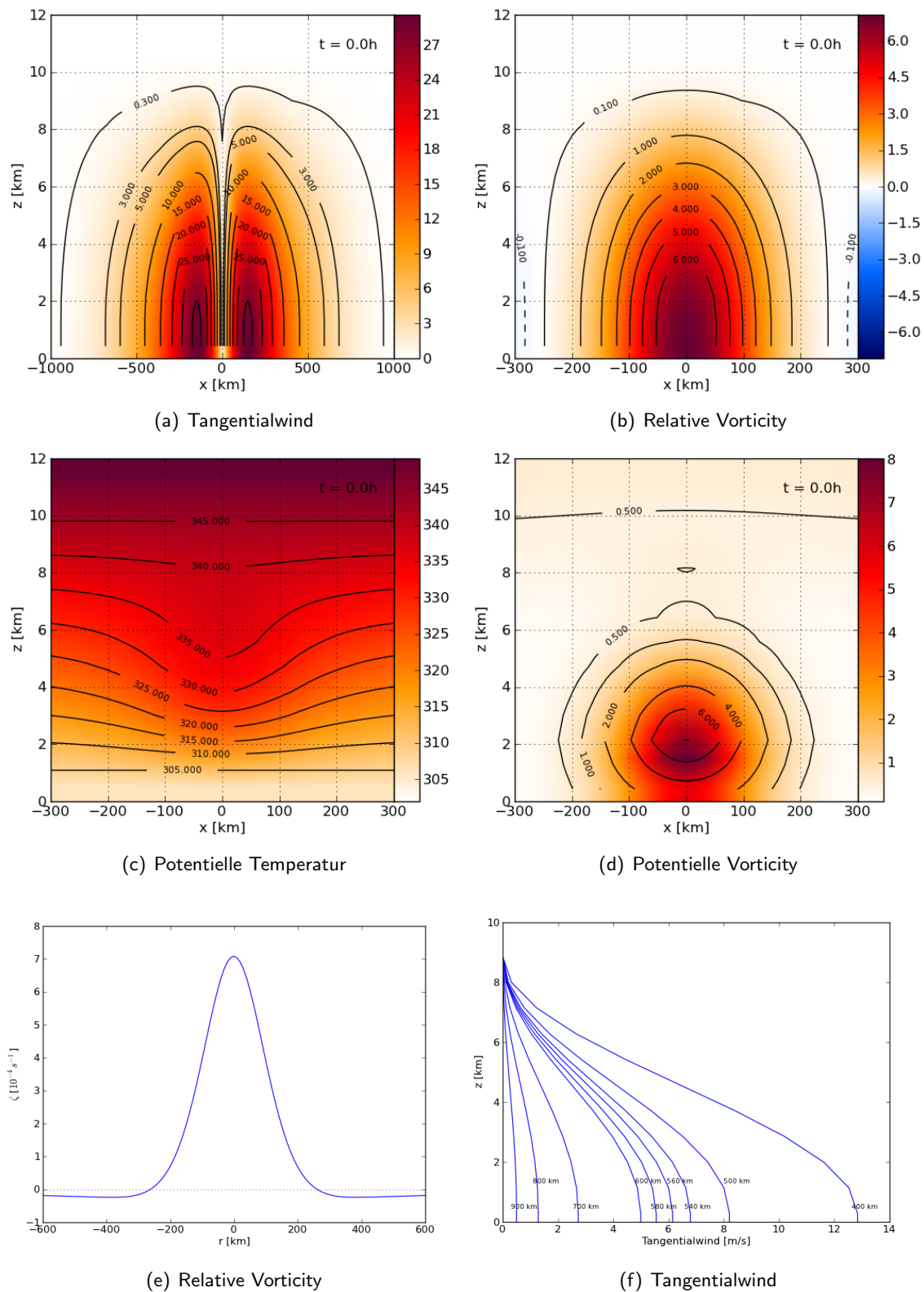


Abb. 3.2: Vertikalschnitt bei  $y = 0$  km eines baroklinen Standardwirbels mit  $\Gamma = 0$ . a) Tangentialwind in  $\text{m s}^{-1}$  b) Relative Vorticity in  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . c) Potentielle Temperatur in Kelvin. d) Potentielle Vorticity in PVU. e) Radiale Verteilung der relativen Vorticity in  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . f) Vertikales Tangentialwindprofil bei verschiedenen Abständen zum Wirbelmittelpunkt.

# 4. Ergebnisse

## 4.1 Übersicht

Im folgenden Kapitel sind die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsläufe und deren Ergebnisse dargestellt. Diese Arbeit beschränkt sich auf die Analyse der Wechselwirkung zweier identischer Wirbel, ein Ansatz, welcher auch in anderen Studien (z. B. Shin et al. 2006 und Melander et al. 1988) verfolgt wurde. Dies vereinfacht die Auswertung, da die Lösung punktsymmetrisch bleibt und es ausreicht, die Bewegung eines der beiden Wirbel zu untersuchen. In das Modellgebiet wurden entweder zwei barotrope oder barokline Wirbel gleicher Stärke eingesetzt und eine Simulation von jeweils 96 Stunden bei einem numerischen Zeitschritt von 30 Sekunden durchgeführt. Die Anfangsposition der Wirbel war  $y = 0$  km und  $x = \pm d_i/2$  km, wobei  $d_i$  den Anfangsabstand zwischen den Wirbeln bezeichnet und der Koordinatenursprung in der Mitte des Modellgebiets liegt.

Die einzelnen Läufe unterscheiden sich durch diesen Anfangsabstand der Wirbel bzw. den geographischen Breitengrad, welcher die  $f$ -Ebene charakterisiert (Tabelle 4.1). Im Fall des barotropen Wirbels ist  $\Gamma = 1$ , sein Horizontalwind ist also nicht höhenabhängig (vgl. Gleichung 3.16). Da weiterhin im barotropen Fall die Ergebnisse nicht vom Breitengrad abhängen, wurden sie für Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Das Modell wurde ohne zusätzliche Umgebungsströmung betrieben. Da jedoch jeweils zwei Wirbel eingesetzt wurden, agierte ein Wirbel durch sein Geschwindigkeitsprofil als Umgebungsströmung für den anderen, im baroklinen Fall handelt es sich um eine vertikal abnehmende Strömung. Die Variation des Anfangsabstandes beeinflusst die Stärke dieser Strömung aufgrund der Definition des Tangentialwindprofils und im baroklinen Fall auch die Stärke der vertikalen Scherung (siehe Abb. 3.2f).

Die Simulationsläufe wurden auf dem in Abschnitt 3.1 beschriebenen Gitter mit einer Auflösung von 10 km gerechnet. Zur Überprüfung der Auswirkung der Auflösung auf die Ergebnisse wurde weiterhin ein Modelllauf für zwei Wirbel bei gleicher Größe des Modellgebietes mit 5 km Auflösung durchgeführt. Die Unterschiede waren gering, so dass im folgenden nur auf die Ergebnisse mit 10 km Auflösung eingegangen wird.

Die Ergebnisse der Modellläufe lassen sich in 3 Klassen einteilen. Abhängig vom Anfangsabstand  $d_i$ , der geographischen Breite  $\phi_0$  und der Baroklinität erfolgt eine Verschmelzung der Wirbel, ein Umeinanderkreisen mit anschließender Separation oder die sofortige Separation. Verschmelzung der Wirbel bedeutet, dass innerhalb der Simulationszeit der Ab-

Tabelle 4.1: Parameter und Ergebnisse der Simulationsläufe. Die Zugbahnlänge  $l$  je Wirbel und der Zeitpunkt der Verschmelzung sind auf Basis der Position des Sturmzentrums, definiert als die Position der maximalen relativen Vorticity, angegeben. Der Abstand  $d_i$  beschreibt den Anfangsabstand bei  $t = 0$  h,  $d_f$  beschreibt die Distanz der beiden Wirbel nach 96 h Laufzeit.  $\phi_0$  gibt die geographische Breite an. Die Läufe 12c\* und 12d\* wurden mit einer Auflösung von 5 km, alle anderen mit 10 km Auflösung gerechnet. Identische barotrope Läufe ( $\Gamma = 1$ ) wurden jeweils in einer Zeile zusammengefasst.

| Lauf   | $d_i$ in km | $\phi_0$ | $\Gamma_t$ | Verschmelzung, Zeitpunkt | Klasse       | $l$ in km | $d_f$ in km |
|--------|-------------|----------|------------|--------------------------|--------------|-----------|-------------|
| 1a     | 400         | 20       | 0          | ja, 7 h                  | Verschmelzen | -         | -           |
| 2a     | 400         | 40       | 0          | ja, 7 h                  | Verschmelzen | -         | -           |
| 1/2b   | 400         | -        | 1          | ja, 6 h                  | Verschmelzen | -         | -           |
| 3a     | 500         | 20       | 0          | ja, 19 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 4a     | 500         | 40       | 0          | ja, 18 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 3/4b   | 500         | -        | 1          | ja, 17 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 5a     | 520         | 20       | 0          | ja, 28 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 5b     | 520         | 20       | 1          | ja, 35 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 6a     | 540         | 40       | 0          | ja, 56 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 6b     | 540         | 40       | 1          | nein                     | Umkreisen    | 1333      | 1851        |
| 7a     | 560         | 20       | 0          | ja, 64 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 8a     | 560         | 25       | 0          | ja, 71 h                 | Verschmelzen | -         | -           |
| 9a     | 560         | 30       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 1375      | 848         |
| 10a    | 560         | 35       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 1155      | 1216        |
| 11a    | 560         | 40       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 1135      | 1389        |
| 7-11b  | 560         | -        | 1          | nein                     | Umkreisen    | 1253      | 2049        |
| 12a    | 580         | 20       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 1144      | 1245        |
| 12b    | 580         | 20       | 1          | nein                     | Umkreisen    | 1178      | 2053        |
| 12c*   | 580         | 20       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 1141      | 1259        |
| 12d*   | 580         | 20       | 1          | nein                     | Umkreisen    | 1183      | 2054        |
| 13a    | 600         | 20       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 1028      | 1485        |
| 14a    | 600         | 40       | 0          | nein                     | Umkreisen    | 964       | 1667        |
| 13/14b | 600         | -        | 1          | nein                     | Umkreisen    | 1125      | 2061        |
| 15a    | 700         | 20       | 0          | nein                     | Separation   | 804       | 1631        |
| 16a    | 700         | 40       | 0          | nein                     | Separation   | 796       | 1746        |
| 15/16b | 700         | -        | 1          | nein                     | Separation   | 969       | 2081        |
| 17a    | 800         | 20       | 0          | nein                     | Separation   | 661       | 1617        |
| 18a    | 800         | 40       | 0          | nein                     | Separation   | 636       | 1650        |
| 17/18b | 800         | -        | 1          | nein                     | Separation   | 786       | 1933        |
| 19a    | 900         | 20       | 0          | nein                     | Separation   | 529       | 1576        |
| 19b    | 900         | 20       | 1          | nein                     | Separation   | 618       | 1791        |

stand  $d$  zwischen beiden Wirbeln abnimmt und nach  $t = 96$  h am Boden nur noch ein Wirbel vorhanden ist. Die Separation ist gekennzeichnet durch die geringsten Winkelgeschwindigkeiten der Wirbel. Der entscheidende Unterschied zu den umkreisenden Wirbeln liegt jedoch darin, dass im letzteren Fall barokline Effekte einen wesentlich größeren Einfluss auf die Zugbahn haben, so dass sich die Bewegungsrichtung der barotropen und baroklinen Wirbel am Ende des Modelllaufs deutlich unterscheiden (siehe Abschnitt 4.3 bzw. 4.4).

Die Verschmelzung geschieht schneller, je kleiner der Anfangsabstand gewählt wird (Tab. 4.1), wobei außer für den Abstand von 520 km die barotropen Wirbel schneller als die baroklinen verschmelzen. Der Verschmelzungszeitpunkt wird definiert als der Zeitpunkt, bei



welchem der Abstand  $d$  der Sturmzentren am Boden 300 km unterschreitet. Als Zentrum des Sturms wurde dabei die Position des Maximums der relativen Vorticity gewählt (siehe Abb. 4.5). Alternativ kann hierfür das Minimum des Geopotentials herangezogen werden. Dies ergibt qualitativ das gleiche Ergebnis, die Verschmelzung erfolgt jedoch laut obiger Definition noch zeitiger und die Zugbahnen sind wenige Kilometer kürzer. Für verschmelzende Wirbel wurde keine Zugbahnlänge  $l$  bzw. die Distanz  $d_f = d(t = 96)$  bestimmt. Der kritische Anfangsabstand, bei welchem noch Verschmelzen auftritt, liegt im barotropen Fall bei 520 km und im baroklinen abhängig vom Breitengrad bei 540 bzw. 560 km.

Je weiter die Wirbel voneinander platziert werden, desto kürzer und geradliniger ist die Zugbahn des einzelnen Wirbels. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen für diabatische Wirbel auf der  $f$ -Ebene von Wang und Holland (1995). Die Zugbahn des barotropen Wirbels ist dabei immer länger als die des vergleichbaren baroklinen, die Baroklinität hat also offensichtlich eine abbremsende Wirkung auf den Wirbel. Die Zugbahnlänge  $l$  eines baroklinen Wirbels unterscheidet sich bei gleichem Abstand für unterschiedliche Breitengrade, bei höheren Breiten ist sie kürzer. Für Wirbel, die nicht miteinander verschmelzen, nimmt die Distanz  $d$  am Boden mit zunehmendem Anfangsabstand im barotropen wie baroklinen Fall zuerst zu und dann wieder ab. Die maximale Distanz wird in beiden Fällen und für beide Breitengrade für den Anfangsabstand von 700 km erreicht.

Im baroklinen Fall sind die Zugbahnen am Boden und in der mittleren Troposphäre unterschiedlich (Abb. 4.1), die Wirbelachsen neigen sich also. Je kleiner  $d_i$  der baroklinen Wirbel gewählt wird, desto ausgeprägter und langanhaltender ist diese Neigung. Im Zeitverlauf verändert sich ihre Richtung, die Wirbel führen also eine Präzessionsbewegung aus. Weiterhin fällt auf, dass sich die Richtung der Zugbahnen der baroklinen und barotropen Wirbel für geringe Abstände, bei denen es zum Verschmelzen kommt und für weite Abstände, die zur Separation führen, ähneln. Die größten räumlichen Unterschiede, insbesondere ab etwa einem Drittel der Laufzeit, gibt es für mittlere Anfangsabstände, bei welchen die baroklinen Wirbel lange umeinander kreisen, während sich die barotropen Wirbel wesentlich schneller voneinander entfernen. Je größer  $d_i$  gewählt wird, desto mehr bewegen sich die Wirbel voneinander weg in südliche bzw. nördliche Richtung. Charakteristisch für die sich separierenden baroklinen Wirbel ist ein markanter Knick in der Zugbahn am Boden, welcher mit einer Kreiselbewegung in mittleren Niveau verbunden und durch die Neigung der Wirbelachse begründet ist.

In den nachfolgenden Abschnitten werden zunächst die grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen diskutiert, welche die Bewegung und Interaktion der Wirbel beeinflussen sollten. Danach wird aus jeder der drei Klassen ein Lauf mit der geographischen Breite  $\phi_0 = 20^\circ$  detaillierter analysiert und die Unterschiede zu den anderen Läufen bzw. Klassen herausgearbeitet. Dabei werden auch die Unterschiede zwischen baroklinem und barotropen Wirbel dargestellt.

Anschließend wird anhand der Läufe mit  $\phi_0 > 20^\circ$  der Einfluss der Penetrationshöhe diskutiert und zuletzt die sich in den Wirbeln entwickelnde Sekundärzirkulation.

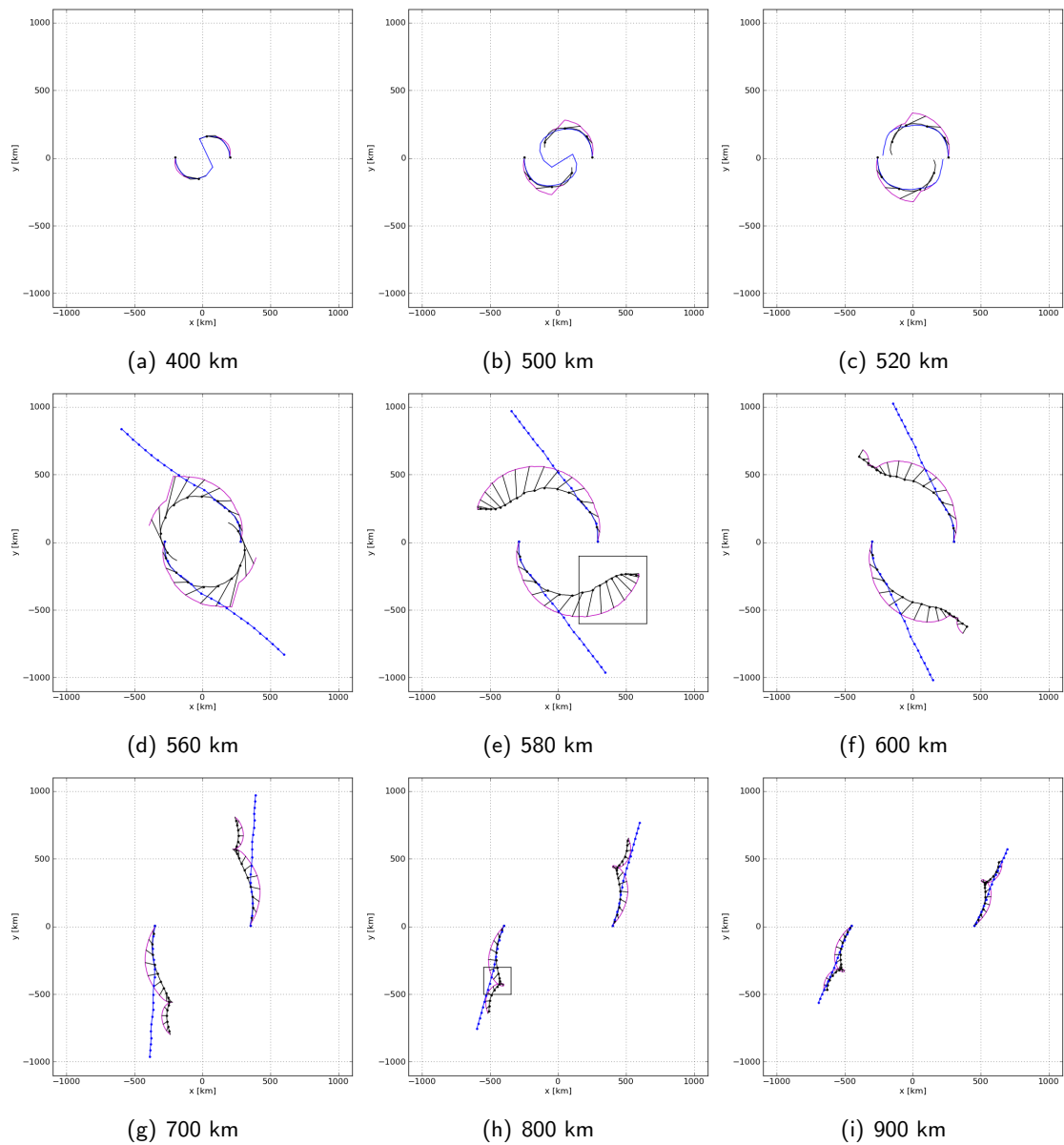


Abb. 4.1: Übersicht über die Zugbahnen der barotropen (blau) und baroklinen Wirbel bei  $\phi_0 = 20^\circ$  in 0,4 km (schwarz) und 5,5 km (magenta) Höhe für verschiedene Anfangsabstände  $d_i$ , berechnet anhand der Position der maximalen Vorticity. Die Fälle a)-d) gehören zur Klasse der Verschmelzung, wobei d) einen Sonderfall darstellt, e) und f) zur Klasse der Umkreisung und g)-i) zur Klasse der Separation. Durch einen Punkt markiert sind die Orte der Wirbel zum Zeitpunkt  $t = 0$  h und alle weiteren 6 Stunden. Die sich ausbildende Richtung der Neigung des baroklinen Wirbels ist gekennzeichnet durch die Verbindung zwischen Boden und mittlerem Niveau. Im Fall der Wirbelverschmelzung wurden die Zugbahnen nur bis zu dem Zeitpunkt gezeichnet, bis zu welchem die Wirbelmittelpunkte mindestens 300 km entfernt waren.

## 4.2 Wechselwirkungsmechanismen

Die nachfolgenden Betrachtungen und Auswertungen berücksichtigen theoretische Überlegungen zur Beeinflussung der Zugbahn eines Zyklons durch Wechselwirkungsmechanismen,

welche einerseits auf der Anwesenheit von Zyklon und Antizyklon in der Horizontalen und in der Vertikalen auf der sich ausbildenden Neigung in einer vertikal gescherter Umgebungsströmung basieren. Folgende Mechanismen haben sich bei der Interpretation der Ergebnisse (siehe Abschnitte 4.3 - 4.6) als wichtig erwiesen:

### 1. Barotrope Mechanismen

- (a) Gegenseitiges Umkreisen zweier Zyklone: Zwei Punktwirbel advehieren sich gegenseitig in entgegengesetzte Richtungen, woraus eine zyklonale Bewegung auf einer Kreisbahn resultiert (Abb. 4.2).
- (b) Geradlinige Bewegung eines Zyklon-Antizyklon-Paares: Paare aus einem Zyklon und einem Antizyklon mit Zirkulationen gleicher Stärke advehieren sich gegenseitig in die gleiche Richtung. Dies führt zu einer geradlinigen Bewegung des Paares (Abb. 4.2). Das Paar wird sich in nördliche Richtung bewegen. Die roten Pfeile zeigen die Richtung und Stärke der Zirkulation, die der Zyklon am Ort des Antizyklons erzeugt und umgekehrt.
- (c) Gegenseitige Deformation der Zyklone: Wegen ihrer horizontalen Scherung verformt die Zirkulation des einen Zyklons den anderen. Dies kann zur Bildung von Filamenten führen, welche langgezogene Vorticitystrukturen darstellen und wesentlich zum Verschmelzen der Zyklone beitragen, wie schon von Melander et al. (1988) festgestellt wurde. Zudem können unter dem Einfluss der horizontalen Scherung aus den Bereichen mit negativer Vorticity Antizyklone entstehen (Badey 2010, Valcke und Verron 1997, Beckers et al. 2002).

### 2. Barokline Mechanismen

- (a) Neigung: Ein vertikal gescherter Horizontalwind bewirkt die Ausbildung einer vertikalen Neigung der Wirbelachse. Verändert der Wirbel im Lauf der Simulationszeit seine Lage derart, dass er entgegen der Richtung der Scherung geneigt ist, dann verringert die Scherung die Neigung und führt zur Aufrichtung des Wirbels (Abb. 4.3).
- (b) Präzession der Wirbelachse: Im Ausgangszustand läßt sich der Zyklon in erster Näherung durch zwei senkrecht übereinander liegende Anomalien der relativen Vorticity beschreiben. Die vertikal gescherter Umgebungsströmung verschiebt die horizontale Lage der Anomalien relativ zueinander. Die mit den Anomalien verbundenen Zirkulationen reichen bis in das jeweils andere Niveau und bewirken dort eine horizontale Advektion der anderen Anomalie. Abbildung 4.4 zeigt die Auswirkung der unteren Anomalie  $Z_u$  auf die obere  $Z_o$  und umgekehrt für verschiedene horizontale Anordnungen beider Anomalien relativ zueinander. Die roten Pfeile verdeutlichen die Richtung und Stärke der Zirkulation, welche die jeweilige Anomalie am Ort der anderen bewirkt. Der Einfluss der unteren

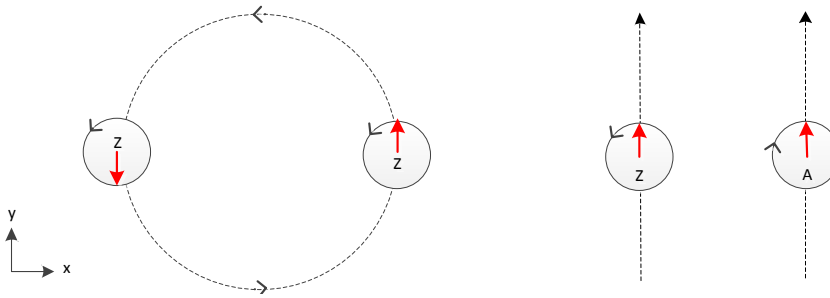


Abb. 4.2: Links: Zugbahn zweier Zykklonen Z ohne äußere Einflüsse. Rechts: Interaktion von Zyklon Z und Antizyklon A. Der rote Pfeil zeigt die Richtung der Strömung an, welche ein Wirbel am Ort des anderen verursacht.

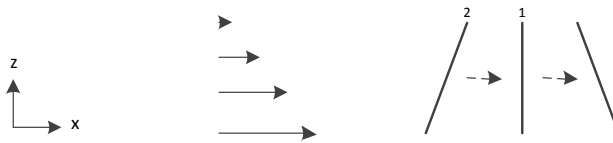


Abb. 4.3: Ausbildung bzw. Verringerung der Neigung von Wirbeln, deren Achse senkrecht (1) bzw. gegen den Scherungsvektor (2) geneigt sind.

Anomalie auf die obere ist dabei stärker als umgekehrt, da die potentielle Vorticity im Wirbel mit der Höhe abnimmt (Gleichung 3.16 und Abb. 3.2d). In erster Näherung sollte daher die obere Anomalie um die untere kreisen. Wenn sich die obere Anomalie bezogen auf die Zugbahn hinter der unteren befindet (Position a), steuert sie die untere Anomalie nach links. Wenn sie sich vor der unteren Anomalie befindet (Position c), steuert sie diese nach rechts. Zwischen diesen beiden Positionen bewirkt sie eine erniedrigte (b) bzw. erhöhte (d) Translationsgeschwindigkeit der unteren Anomalie. Abhängig von der relativen Lage der oberen Anomalie zur unteren wird die Neigung der Wirbelachse verstärkt oder abgeschwächt. Wenn davon ausgegangen wird, dass der Scherungsvektor entgegen der Richtung der Zugbahn zeigt, wie dies z. B. der Fall ist für die in Abb. 4.2 gezeigten Situationen, ergeben sich die nachfolgenden Zusammenhänge. Befindet sich die obere Anomalie zwischen den Positionen b) bis d), dann wird die Neigung verringert, da nun die Wirbelachse entgegen der Richtung der Scherung geneigt ist (siehe vorheriger Mechanismus). Befindet sie die obere Anomalie zwischen d) und b), vergrößert sich die dementsprechend die Neigung der Wirbelachse. Zur detaillierten Beschreibung der Position der oberen Anomalie wird nachfolgend der Winkel  $\beta$  verwendet (Abb. 4.5).

Um qualitativ nachzuweisen, welche dieser Mechanismen in welcher Phase wie stark zur Wechselwirkung zwischen den Wirbeln beiträgt, wäre es notwendig, eine Inversion der potentiellen Vorticity für sinnvoll definierte Teile der gesamten PV-Verteilung durchzu-

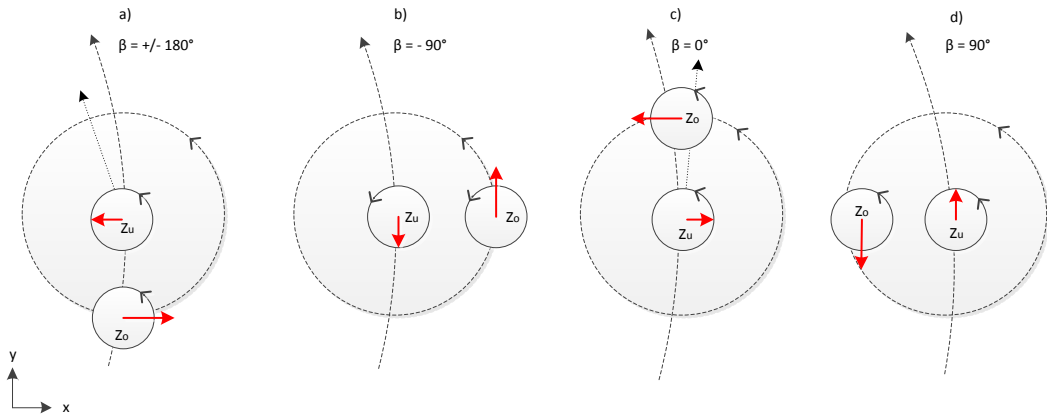


Abb. 4.4: Vereinfachtes Modell zur Entstehung von Advektion aufgrund zweier in der Horizontalen verschobenen Anomalien der relativen Vorticity in zwei Niveaus (Zyklon  $Z_u$  unten und  $Z_o$  oben).

führen (vgl. Kapitel 2.1). Dieser technisch sehr aufwendige Schritt hätte den Rahmen einer Diplomarbeit jedoch überschritten. Die Diskussion der Ergebnisse konzentriert sich daher darauf zu überprüfen, ob das Verhalten der Wirbel mit Hilfe der oben genannten Mechanismen plausibel zu interpretieren ist.

Die Auswertung der verschiedenen Zugbahnen in den folgenden Abschnitten berücksichtigt weitere Größen, welche sich aus der Zugbahn ergeben. Diese sind der Relativwinkel zwischen Zugbahn und Neigung bzw. zwischen der Tangentialrichtung und dem Neigungsvektor, die Neigungsdistanz, der Abstand beider Wirbel zueinander und verschiedene Geschwindigkeiten (Abb. 4.5). Die Wirbelachse ist abhängig vom Zeitpunkt  $t$  und der Höhe  $z$  und ist in Polarkoordinaten definiert durch den Abstand  $r$  vom Koordinatenursprung und den Winkel  $\gamma$  zur x-Achse gemäß:

$$\vec{x}_c = \begin{pmatrix} r_c(t, z) \\ \gamma_c(t, z) \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Die Neigung wird ausgedrückt als Differenz des Wirbelmittelpunktes in zwei verschiedenen Höhen. Somit ist der Neigungsvektor  $\vec{n}$  definiert durch

$$\vec{n} = \vec{x}_c(t, z_N) - \vec{x}_c(t, z_B) \quad (4.2)$$

wobei  $z_B$  das unterste Niveau bei 0,4 km und  $z_N$  ein mittleres Niveau von 5,5 km bzw. 3 km beschreibt. Die Neigungsdistanz  $\Delta$  ergibt sich dann als Betrag von  $\vec{n}$ . Es werden ferner der Zugbahnvektor  $\vec{t}$  und der Kreisbahnvektor (d.h. der Einheitsvektor in azimuthaler Richtung)  $\hat{\phi}$  benötigt. Ersterer ist folgendermaßen definiert:

$$\vec{t} = \frac{d}{dt} \vec{x}_c(t, z_B). \quad (4.3)$$

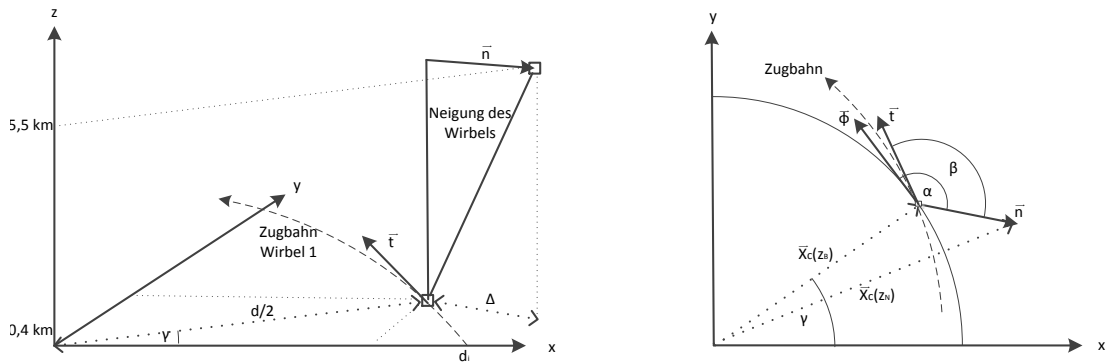


Abb. 4.5: Links: Dreidimensionale Übersicht über die Zugbahn und Neigung der Achse eines baroklinen Wirbels.  $d_i$  zeigt den Anfangsabstand,  $\Delta$  die Neigungsdistanz und  $d/2$  den Abstand zum Mittelpunkt des Rechengebiets. Rechts: Horizontalsicht auf die Zugbahn des baroklinen Wirbels mit Neigungsvektor  $\vec{n}$ , Kreisbahnvektor  $\vec{\phi}$  und Zugbahnvektor  $\vec{t}$  und die dazugehörigen Winkel  $\alpha$  und  $\beta$ .

Der Wirbelabstand  $d$  zwischen beiden Wirbelmittelpunkten berechnet sich durch den doppelten Wert des Abstands eines Wirbels zum Koordinatenursprung. Die Bestimmung des Wirbelmittelpunktes zur Ermittlung der Neigung und der Zugbahn kann entweder auf Basis der Position des Maximums der relativen Vorticity bzw. potentiellen Vorticity oder der Position des Minimums des Geopotentials erfolgen.

$\alpha$  beschreibt den Winkel zwischen  $\vec{n}$  und  $\hat{\phi}$ ,  $\beta$  hingegen den Winkel zwischen  $\vec{n}$  und  $\vec{t}$ . Per Definition ist  $\beta = -180^\circ$ , wenn Zugbahn und Neigung in die entgegengesetzte Richtung zeigen und  $\beta = 0^\circ$ , wenn sie in die gleiche Richtung zeigen (siehe Abb. 4.4 bzw. 4.5). Wenn  $\vec{n}$  in die radiale Richtung zeigt, ist  $\alpha = -90^\circ$ , wenn  $\vec{n}$  in die azimuthale Richtung zeigt, ist  $\alpha = 0^\circ$ . Wenn sich der Wirbel in azimuthale Richtung bewegt, stimmen  $\alpha$  und  $\beta$  überein. Aus den beiden Winkeln wird jeweils durch Zeitableitung die relative Präzessionswinkelgeschwindigkeit  $\omega_\alpha = \dot{\alpha}$  und  $\omega_\beta = \dot{\beta}$  berechnet. Die Winkelgeschwindigkeit des Wirbels ergibt sich durch  $\omega_\gamma = \dot{\gamma} = d/dt(\gamma)$ , die Radialgeschwindigkeit des Wirbels durch  $v = \dot{r} = d/dt(r_c(t, z))$ . Letztere ist positiv, wenn sich der Wirbelmittelpunkt vom Ursprung entfernt, sie kann für mehrere Niveaus ermittelt werden.

### 4.3 Separation der Wirbel

Werden die Wirbel sehr weit voneinander entfernt ins Modellgebiet eingesetzt, separieren sie sich, ohne dass vorher eine Umkreisung stattfindet. Ein Beispiel hierfür sind die Läufe 15a und b bei  $\phi_0 = 20^\circ$  und einem Anfangsabstand von 800 km, welche in diesem Abschnitt analysiert werden. Bei diesem Abstand übt zum Simulationsbeginn jeder Wirbel am Mittelpunkt des anderen eine Tangentialströmung von  $1,3 \text{ m s}^{-1}$  aus. Diese Strömung ist im barotropen Fall nicht höhenabhängig, im baroklinen Fall ist sie bis in etwa 2 km Höhe konstant. Zwischen 2 km und 6 km Höhe liegt eine vertikale Scherung von knapp

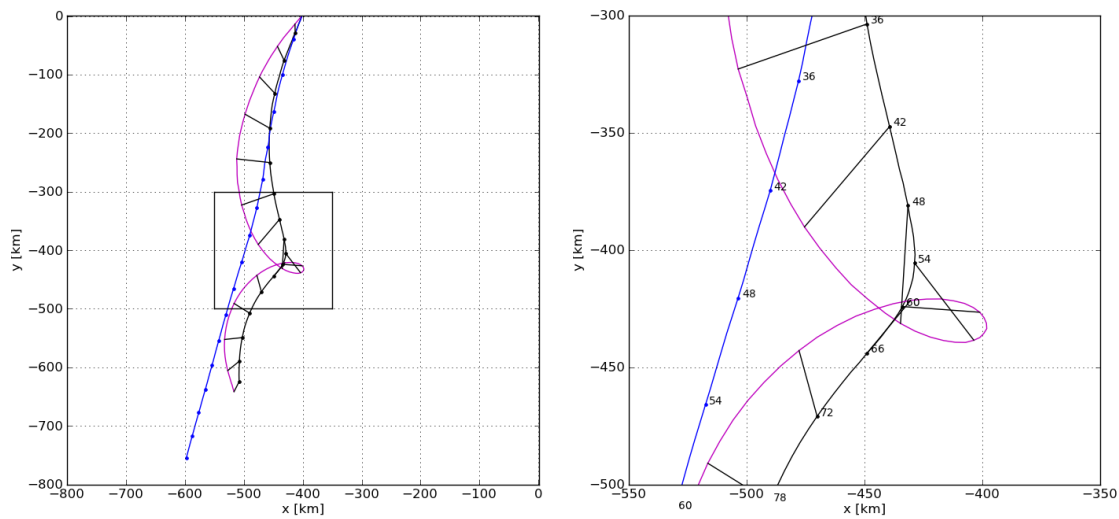


Abb. 4.6: Links: Zugbahn eines barotropen (blau) und baroklinen Wirbels für  $z = 0,4$  km (schwarz) und  $5,5$  km (magenta) Höhe und  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km. Rechts: Ausschnitt aus der Zugbahn für den Zeitraum  $t = 36$  h bis  $t = 78$  h, die Positionen sind durch ihren Zeitpunkt markiert.

$0,2 \text{ m s}^{-1}$  pro km vor (Abb. 3.2f).

Zuerst erfolgt die Beschreibung des Verhaltens der barotropen Wirbel, anschließend werden die Unterschiede des baroklinen Falls herausgearbeitet.

### Barotrope Entwicklung

Die Entwicklung der barotropen Lösung verläuft sehr ähnlich zu den Simulationsläufen mit großem Anfangsabstand in Badey (2010). Die barotropen Wirbel bewegen sich geradlinig in süd-südwestliche und nord-nordöstliche Richtung (Abb. 4.1h und 4.6), ihr Abstand  $d$  vergrößert sich dabei von  $800$  km auf fast  $2000$  km nach  $96$  h Laufzeit (Abb. 4.9f). Die Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  nimmt mit Einsetzen der gegenseitigen Beeinflussung zuerst schnell zu und dann aufgrund der Separierung der Wirbel ab  $t = 10$  h langsam ab (Abb. 4.9a). Bis zu diesem Zeitpunkt ist auch die Radialgeschwindigkeit  $v$  deutlich angestiegen und verändert sich anschließend nur noch leicht. Die Wirbel vollziehen somit eine fast gleichförmige Separation. Die Ursache für die geradlinige Bewegung liegt darin, dass sich wie bei Badey (2010) unter dem Einfluss der horizontalen Scherung aus den sich überlappenden Bereichen mit negativer Vorticity zwei Antizyklonen bilden (Abb. 4.7). Nach ca.  $8$  h hat sich der anfänglich in der Mitte zwischen den Wirbeln liegende Bereich mit negativer Vorticity in zwei Antizyklone aufgespalten. Der eine liegt nördlich der östlichen, der andere südlich des westlichen Zyklons. Dadurch üben sie eine separierende Wirkung auf die Zyklone aus. Die Antizyklone werden um die Zyklone herum advehiert, bis sie sich nach  $t = 20$  h süd-östlich des östlichen und nordwestlich des westlichen Zyklons befinden. Damit bewirken sie eine südwestliche Bewegung des westlichen und eine nordöstliche Bewegung des östlichen Zyklons gemäß des Mechanismus 1b aus 4.2. Zusammen mit der gegenseitigen Bewegung der Zyklone (Mechanismus 1a aus 4.2) ergeben sich Zugbahnen Richtung Südsüdwest bzw.

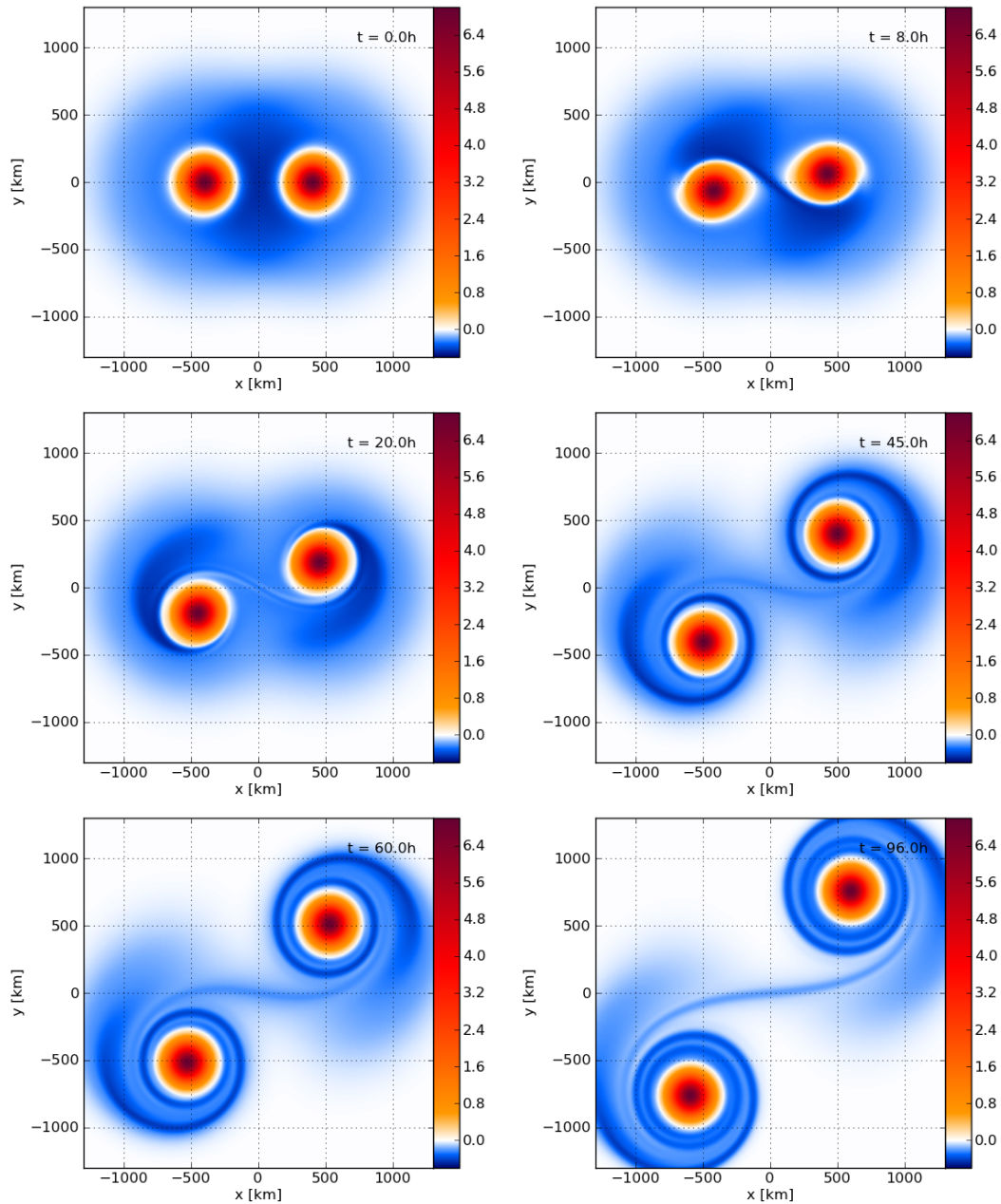


Abb. 4.7: Entwicklung der relativen Vorticity der barotropen Wirbel bei  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km zu verschiedenen Zeitpunkten. Farbskala von  $-6 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$  bis  $7 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ .

Nordnordost. Im weiteren Verlauf wird der Antizyklon durch die Zirkulation des Zyklons auseinandergezogen und wickelt sich um diesen (Abb. 4.7,  $t > 45$  h). Ein wesentlicher Anteil der negativen Vorticity kann sich jedoch auf der Westseite des westlichen und der Ostseite des östlichen Zyklons halten. Dadurch kann bis zum Ende der Simulationszeit bei  $t = 96$  h eine weiterhin geradlinige Bewegung der Zyklon-Antizyklon-Paare mit fast konstanter Geschwindigkeit (Abb. 4.9b) aufrecht erhalten werden.



### Barokline Entwicklung

Die Richtung der Zugbahnen von baroklinen und barotropen Wirbel verlaufen zuerst ähnlich, trennen sich dann aber zwischen  $t = 24$  h und  $t = 30$  h (Abb. 4.6). In der Folge biegt der barokline Wirbel nach links ab, vollzieht jedoch bei  $t = 54$  h eine Richtungsänderung, verbunden mit einer Schleife des Wirbels im mittleren Niveau. Anschließend verläuft die Zugbahn weiterhin leicht gekrümmt, aber annähernd parallel zum barotropen Wirbel. Der Horizontalabstand  $d$  am Boden zwischen beiden Wirbeln vergrößert sich kontinuierlich von  $d_i = 800$  km auf  $d_f = 1600$  km zum Laufzeitende, ist damit jedoch geringer als im barotropen Fall (Abb. 4.9f). Die Ausbildung der vertikalen Neigung der Wirbelachse im baroklinen Fall bewirkt somit offensichtlich sowohl eine abweichende Zugbahn als auch eine Abbremsung.

Da die durch den jeweils anderen Wirbel verursachte Umgebungsströmung mit der Höhe abnimmt, bildet sich für den baroklinen Wirbel nach kurzer Laufzeit eine Neigung entgegen der Bewegungsrichtung aus. Die Wirbelachse und damit die Neigung verändert sich jedoch im Zeitverlauf, der Wirbel führt eine Präzessionsbewegung aus (Abb. 4.8). Die Neigung nimmt zuerst zu, erreicht ein erstes Maximum nach ca. einem Drittel der Laufzeit und ein zweites, geringeres nach  $t = 80$  h (4.9 d)). Die Wirbelachse ist dabei nicht gerade, sondern gekrümmt, da die Neigungsdistanz bei  $z_B = 3$  km nur maximal ein Drittel der Werte bei  $z_B = 5,5$  km beträgt. Bei  $t = 96$  h befindet sich der Wirbel fast wieder in einer aufrechten Position. Die Präzessionsbewegung der Wirbelachse spiegelt sich wieder in der Schleife der Zugbahn bei  $z = 5,5$  km (Abb. 4.6). Bei konstanter Neigungsdistanz ließe sich die Schleife als Epizykloide bezeichnen.  $\beta$  verdeutlicht, dass die zunächst nach hinten gekippte Wirbelachse (wegen  $\beta = +/- 180^\circ$ ) zyklonal um das Bodenzentrum rotiert. Sie zeigt bei  $t = 35$  h im rechten Winkel zur Zugbahn nach außen ( $\beta = -90^\circ$ ), bei  $t = 50$  h in Richtung der Zugbahn, rotiert dann kontinuierlich weiter und erreicht bei  $t = 65$  h eine volle Umdrehung (dargestellt durch den Phasensprung von  $\beta$ ). Nach  $t = 80$  h liegt ein zweites Mal ein rechter Winkel nach außen zur Zugbahn vor ( $\beta$  beträgt erneut  $-90^\circ$ ).

### Interpretation

Wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, hat die Neigung der Wirbelachse einerseits richtungsändernde, andererseits geschwindigkeitsändernde Auswirkungen (siehe Abb. 4.4) auf den Zyklon. Um dies zu verdeutlichen, ist die Betrachtung des Präzessionswinkel  $\alpha$  bzw.  $\beta$  und der Radial- und Winkelgeschwindigkeit hilfreich.

Gemäß Abbildung 4.4 bestimmt die relative Lage der oberen Vorticityanomalie, ob der untere Teil des Wirbels abgebremst oder beschleunigt wird und eine nach innen oder außen gerichtete Bewegung vollzieht. Die Veränderung der Winkel- und Radialgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  und  $v$  sollte daher mit der Veränderung des Winkel  $\alpha$ , welcher den Winkel zwischen Neigungsvektor und Kreisbahnvektor beschreibt, korrespondieren. Zum Laufzeitbeginn liegt  $\alpha$  bei  $\pm 180^\circ$ , der untere Wirbel wird somit abgebremst und nach links bewegt,  $\omega_\gamma$  und  $v$  sind geringer als im barotropen Fall (Abb. 4.9a,b). Durch die nach links und somit nach innen gerichtete Bewegung erfährt der Wirbel eine im Vergleich zum barotropen Fall leicht erhöhte Tangentialströmung, weswegen ab  $t = 25$  h  $\omega_\gamma$  in beiden Niveaus größer

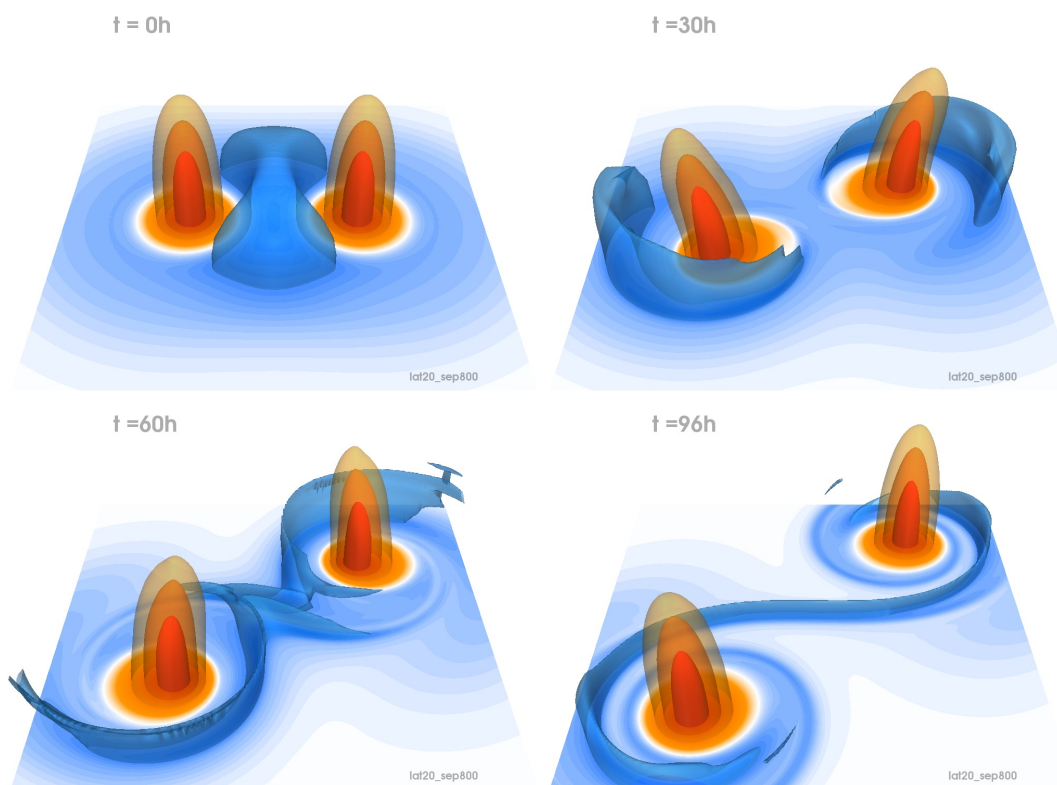


Abb. 4.8: Dreidimensionale Übersicht über die Entwicklung der baroklinen Wirbel bei  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km. In Gelb bis Orange sind die Bereiche positiver relativer Vorticity gekennzeichnet mit  $\zeta = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ,  $3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  und  $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , wobei die äußere gelbe Isofläche bis  $z \approx 7$  km reicht (siehe Abb. 3.2b). Die blaue Isofläche zeigt  $\zeta = -0,35 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Die Wirbel sind in der Vertikalen um den Faktor 100 gestreckt, damit die Neigung dargestellt werden kann.

als im barotropen Fall ist. Auch die Extrema in  $v$  bei  $t = 50$  h und  $t = 75$  h und in  $\omega_\gamma$  bei  $t = 65$  h lassen sich im Rahmen der in Abb. 4.4 dargestellten Mechanismen interpretieren. Der Vorzeichenwechsel von  $\alpha$  von negativ nach positiv bewirkt eine nach außen gerichtete Bewegung des Wirbels am Boden. Im konkreten Fall bei  $t = 55$  h bedeutet dies eine Bewegung in fast radialer Richtung vom Koordinatenursprung weg. Dies erklärt das Durchlaufen des Minimums der Radialgeschwindigkeit  $v$  mit anschließender Zunahme in beiden Höhen. Die radiale Beschleunigung dauert so lange an, bis  $\alpha$  erneut negativ wird. Dieser Übergang liegt kurz vor  $t = 80$  h. Anschließend sinkt  $v$  wieder. Die Abnahme von  $\omega_\gamma$  verringert sich aufgrund der Beschleunigung am Boden (wegen  $\alpha > 0$ ) und nimmt zu, sobald  $\alpha$   $90^\circ$  überschreitet, der Einfluss auf die Translationsgeschwindigkeit also maximal wird (Abb. 4.4d). Die negativen Werte von  $\omega_\gamma$  in 5,5 km Höhe entstehen durch die Schleifenbewegung des Wirbels.

Aus der Betrachtung von  $\beta$  lässt sich ferner die Veränderung der Neigungsdistanz ableiten. Ein negativer Wert für  $\beta$  bewirkt eine nach außen gerichtete Bewegung der oberen Anomalie, somit eine Zunahme der Neigungsdistanz. Sobald durch die Präzession der Wir-

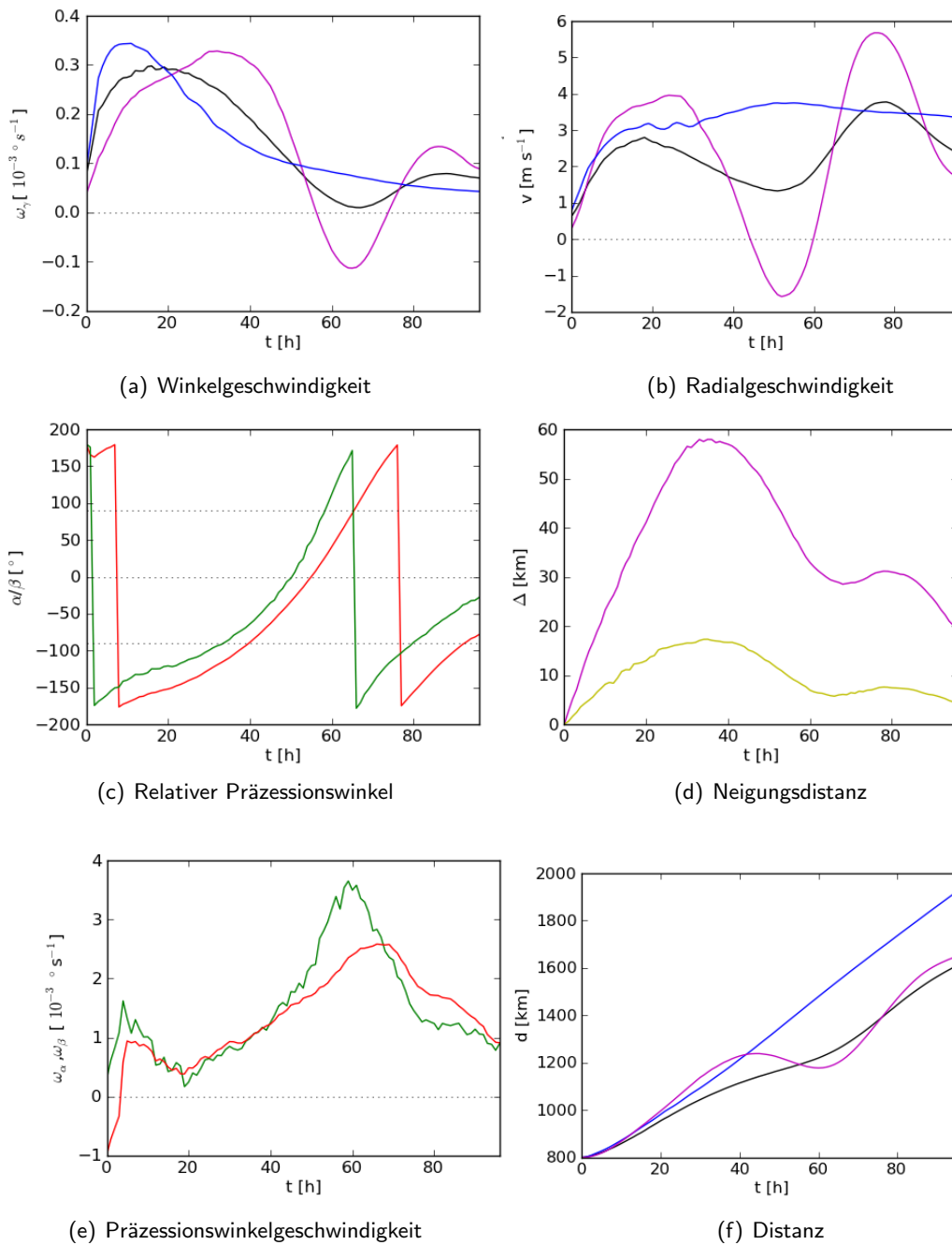


Abb. 4.9: Oben: Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  in  $10^{-4} \text{ }^\circ \text{ s}^{-1}$  und Radialgeschwindigkeit  $v$  in  $\text{m s}^{-1}$  für einen barotropen Wirbel (blau) und einen baroklinen Wirbel bei  $z = 0,4 \text{ km}$  (schwarz) und  $z = 5,5 \text{ km}$  (magenta) für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800 \text{ km}$ . Mitte: Relativer Präzessionswinkel  $\alpha$  (rot) und  $\beta$  (grün) in  $^\circ$  und Neigungsdistanz  $\Delta$  in  $\text{km}$  für  $z_B = 5,5 \text{ km}$  (magenta) bzw.  $3 \text{ km}$  (gelb). Unten: Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\alpha$  (rot) und  $\omega_\beta$  (grün) in  $10^{-3} \text{ }^\circ \text{ s}^{-1}$  und Distanz  $d$  in  $\text{km}$  der Zentren der relativen Vorticity des barotropen Wirbels (blau) und des baroklinen Wirbels bei  $z = 0,4 \text{ km}$  (schwarz) und  $5,5 \text{ km}$  (magenta).

belachse  $\beta = -90^\circ$  überschritten wird, liegt der obere Wirbel in Scherungsrichtung hinter dem unteren Wirbel, was zu einer Verringerung der Neigungsdistanz bei  $t = 35$  h führt. Die Verringerung hält an, bis  $\beta 90^\circ$  bei  $t = 60$  h erreicht. Danach nimmt die Neigungsdistanz wieder zu, weil  $\beta$  weiter zunimmt. Zu einer erneuten Abnahme von  $\Delta$  kommt es, wenn  $\beta$  zum zweiten Mal  $-90^\circ$  bei  $t = 80$  h beträgt. Dies ist in Übereinstimmung mit den Mechanismen aus Abbildung 4.3 und 4.4. Die Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\beta$  erreicht ihr Maximum bei  $t = 60$  h, somit zu dem Zeitpunkt, an welchem  $\beta 90^\circ$  beträgt und  $\Delta$  das Minimum erreicht. Auch dies erfolgt in Übereinstimmung mit den Annahmen aus Abb. 4.4, dass bei einer verringerten Translationsgeschwindigkeit der unteren Anomalie die obere schneller um sie herum präzessieren kann. Die Unterschiede zwischen barotroper und barokliner Zugbahn sind somit tatsächlich als Folge der Neigung des baroklinen Wirbels interpretierbar.

Die Schleife im mittleren Niveau und das Abbiegen des Wirbels am Boden tritt bei den Anfangsabständen von 700 km, 800 km und 900 km auf, weswegen alle drei Läufe in die Klasse der Separation eingeordnet wurden. Der Zeitpunkt der Zugbahnveränderung ist für jeden dieser Abstände der gleiche, nämlich zwischen  $t = 48$  h und  $t = 72$  h (siehe Abb. A.1). Die maximal erreichte Neigungsdistanz  $\Delta$  verringert sich jedoch bei größerem  $d_i$ , was auf die abnehmende Tangentialströmung zurückzuführen ist. Weiterhin liegt der Maximalwert der Neigung zu einem späteren Zeitpunkt vor, das zweite, geringere Maximum wird jedoch in etwa zu selben Zeit ( $t = 80$  h) erreicht (ohne Abb.).

#### 4.4 Umkreisen mit anschließender Separation

Bei einem mittleren Anfangsabstand kreisen die Wirbel zyklonal gemäß des Fujiwhara-Effektes umeinander und entfernen sich schließlich voneinander. Die Bewegung in azimuthaler Richtung verringert sich dabei, je größer der Anfangsabstand zwischen den Wirbeln wird (Abb. 4.1). Im Vergleich zur Kategorie 'Separation' haben barokline Effekte deutlich größere Auswirkungen auf die Zugbahn, wie im Folgenden anhand des Laufes 11 mit  $d_i = 580$  km gezeigt wird.

Bei einem Anfangsabstand von 580 km erfährt jeder Wirbel zum Zeitpunkt  $t = 0$  h eine Umgebungsströmung am Boden von knapp  $5,5 \text{ m s}^{-1}$  durch den anderen Wirbel. Die vertikale Scherung ist gering bis zu einer Höhe von 2 km und beträgt danach fast  $0,8 \text{ m s}^{-1}$  pro km (Abb. 3.2f). Wie schon bei 800 km Abstand bildet der barokline Wirbel deswegen eine vertikale Neigung, hier jedoch eine wesentlich stärkere, aus.

##### Barotrope Entwicklung

Die barotropen Wirbel umkreisen sich nur im Anfangsstadium und entfernen sich ab einer Laufzeit von ca. 15 h (Abb. 4.10). Diese Bewegung wird wiederum wie in Abschnitt 4.3 nur durch das Zusammenspiel des anderen Zyklons und des eigenen Antizyklons gesteuert. Nach ca. 4 h und damit früher als bei 800 km hat sich die anfänglich in der Mitte zwischen den Wirbeln liegende negative Vorticity in zwei Teilbereiche nördlich der östlichen und

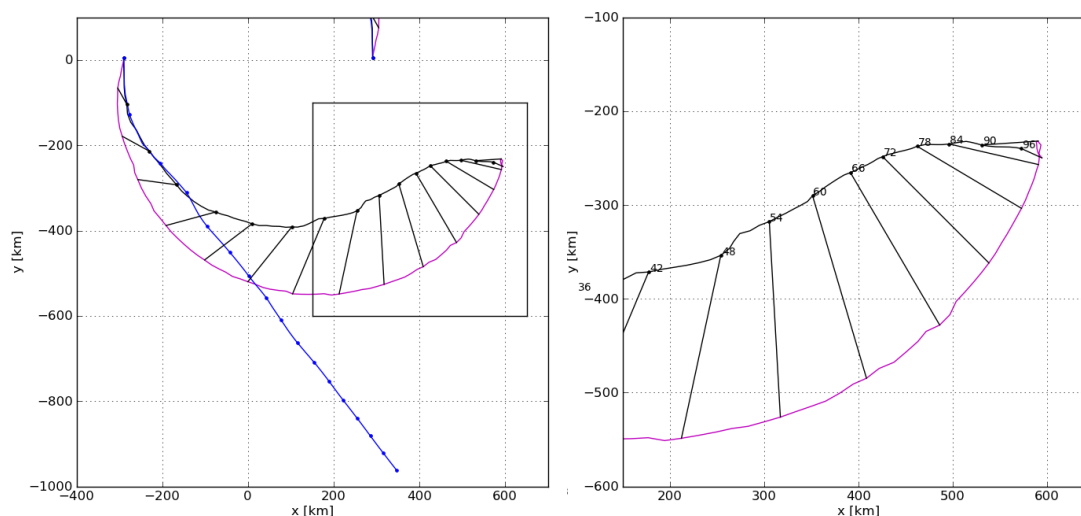


Abb. 4.10: Wie 4.6, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km und den Zeitraum  $t = 42$  h bis  $t = 96$  h.

südlich des westlichen Zyklons aufgespalten (Abb. 4.11). Gleichzeitig setzt aufgrund der Scherung die Deformation der Zyklone ein, was zur Entwicklung von Filamenten führt (barotroper Wechselwirkungsmechanismus 1c aus Kapitel 4.2). Die Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  ist bereits maximal,  $v$  dagegen noch relativ gering (Abb. 4.13a,b). Anschließend werden die Bereiche negativer Vorticity antizyklonal um die Zyklonen herum advehiert. Ab  $t = 14$  h beginnt die deutliche Zunahme von  $v$ , verbunden mit einem deutlichen Anstieg der Distanz  $d$ . Zu diesem Zeitpunkt befinden sich größere Bereiche negativer Vorticity südöstlich des östlichen und nordwestlich des westlichen Zyklons. Bedingt durch diese relative Lage von Zyklon und Antizyklon tritt eine nördliche bzw. südliche Richtungsänderung der Zyklone ein, wodurch die Separierung einsetzt (Wechselwirkungsmechanismus 1b). Nach Erreichen des Maximalwerts bei  $t = 20$  h verändert sich  $v$  nur noch geringfügig, was den nun linearen Anstieg von  $d$  erklärt. Der Einfluss des jeweils anderen Zyklons nimmt dann ab, es kommt zur Auflösung der Filamente zwischen den Zyklonen und zu einer Abnahme der Deformation bis  $t = 30$  h. Anschließend bewegt sich das Paar aus Zyklon und Antizyklon in nordwestliche bzw. südöstliche Richtung, wobei der Zyklon im Zeitverlauf von immer mehr antizyklonaler Vorticity spiralförmig umgeben ist. Das paarweise Auseinanderlaufen von Zyklon und Antizyklon entspricht dabei der barotropen Entwicklung aus Kapitel 4.3. Nach  $t = 96$  h liegt eine Distanz von mehr als 2000 km zwischen den Wirbeln, jeder Wirbel hat knapp 1200 km zurückgelegt und damit eine fast doppelt so große Distanz wie noch bei  $d_i = 800$  km.

### Barokline Entwicklung

So wie beim Anfangsabstand von 800 km unterscheiden sich in der Anfangsphase die barotrope und barokline Zugbahn kaum in ihrer Richtung. Erst nach  $t = 18$  h biegt der barokline Wirbel weiter nach links ab, während der barotrope nun geradlinig nach Südosten bzw. Nordwesten zieht. Bis zu diesem Zeitpunkt haben die Wirbel in beiden Fällen in

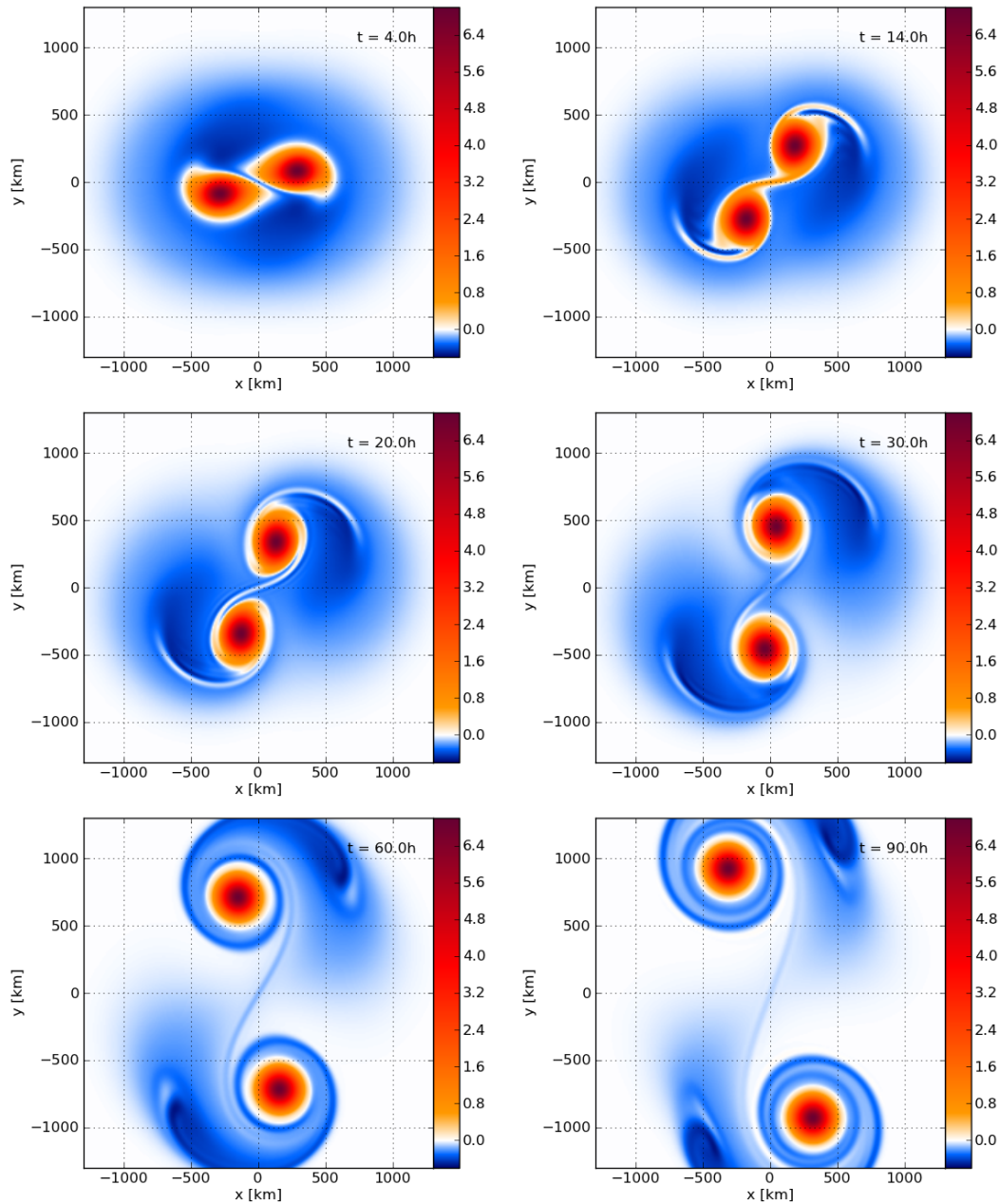


Abb. 4.11: Wie 4.7, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km.

etwa die gleiche Distanz  $d$  zurückgelegt (Abb. 4.13f). Anschließend vergrößert sich  $d$  am Boden kontinuierlich auf  $d_f \approx 1300$  km zum Laufzeitende, ist damit jedoch wesentlich geringer als im barotropen Fall und die Differenz  $d_{f,barotrop} - d_{f,baroklin}$  ist größer als bei  $d_i = 800$  km. Im Gegensatz zum Fall bei  $d_i = 800$  km nähert sich der barokline Wirbel nicht mehr der barotropen Zugbahn und bewegt sich am Ende des Laufes in eine völlig andere Richtung.

Wie im vorherigen Fall biegt der Wirbel nach einer gewissen Zeit nach rechts ab, später ist eine Schleifenbewegung im mittleren Niveau zu erkennen. Das Abbiegen erfolgt jedoch später ( $t \approx 66$  h) und weniger abrupt als bei  $d_i = 800$  km. Die Schleifenbewegung fin-

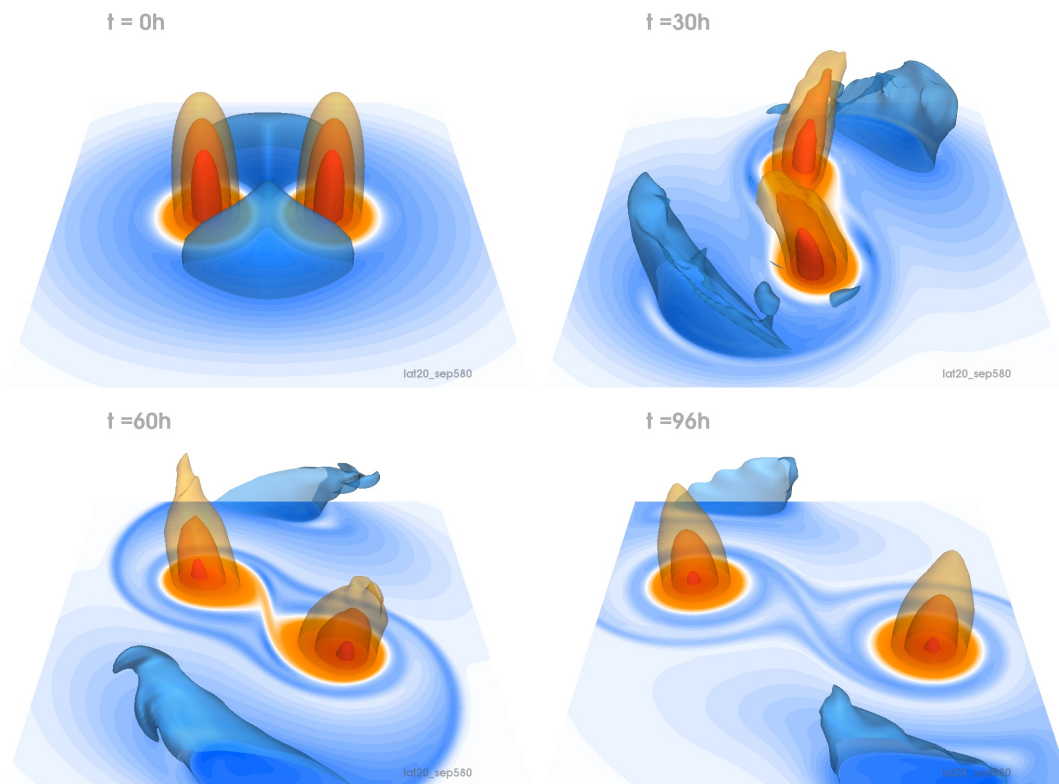


Abb. 4.12: Wie Abb. 4.8, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km.

det mit stärkerer Verzögerung erst am Ende der Simulationszeit statt und ist daher in Abb. 4.10 nicht deutlich zu erkennen. Wie bereits erwähnt, ist die Neigung der Wirbelachse wesentlich stärker als bei  $d_i = 800$  km.  $\Delta$  erreicht nach  $t = 53$  h sein Maximum mit mehr als 200 km in 5,5 km Höhe und zum gleichen Zeitpunkt das Maximum in 3 km Höhe von 45 km (Abb. 4.13d). Im Vergleich zum Separationsfall hat sich die Neigung somit fast verdreifacht. Erneut ist die Wirbelachse nicht gerade, sondern gekrümmt.  $\Delta$  weist nur ein Maximum auf, nach  $t = 96$  h ist der Wert für beide Niveaus sehr gering, die Wirbelachse ist fast aufrecht.

Auch für diesen Abstand verändert sich die Wirbelachse im Zeitverlauf, der Wirbel präzisiert (Abb. 4.12), allerdings wesentlich langsamer als zuvor (Abb. 4.13e). Erst bei  $t = 60$  h überschreitet  $\beta$  den Schwellenwert von  $-90^\circ$  (Abb. 4.13c). Kurz vor Ende der Simulationszeit wird  $\beta = 0^\circ$  erreicht, die Wirbelachse zeigt somit in Zugbahnrichtung.

### Interpretation

Auch für diesen Anfangsabstand spielen sowohl die baroklinen wie barotropen Wechselwirkungsmechanismen gemäß Abschnitt 4.2 eine Rolle. Das abrupte Auseinanderlaufen der barotropen und baroklinen Zugbahn läßt sich nicht mit dem direkten Einfluss der gekippten Wirbelachse wie bei  $d_i = 800$  km erklären, da sich im entscheidenden Zeitraum zwischen  $t \approx 15$  h und  $t \approx 30$  h weder  $\beta$  noch  $\Delta$  dramatisch ändern (Abb. 4.13c,d). Das schnelle Abbiegen ist vielmehr auf die veränderte relative Lage von Zyklon und Antizyklon zurückzuführen, welche durch die obere Vorticityanomalie verursacht wird. Dies ist auch der

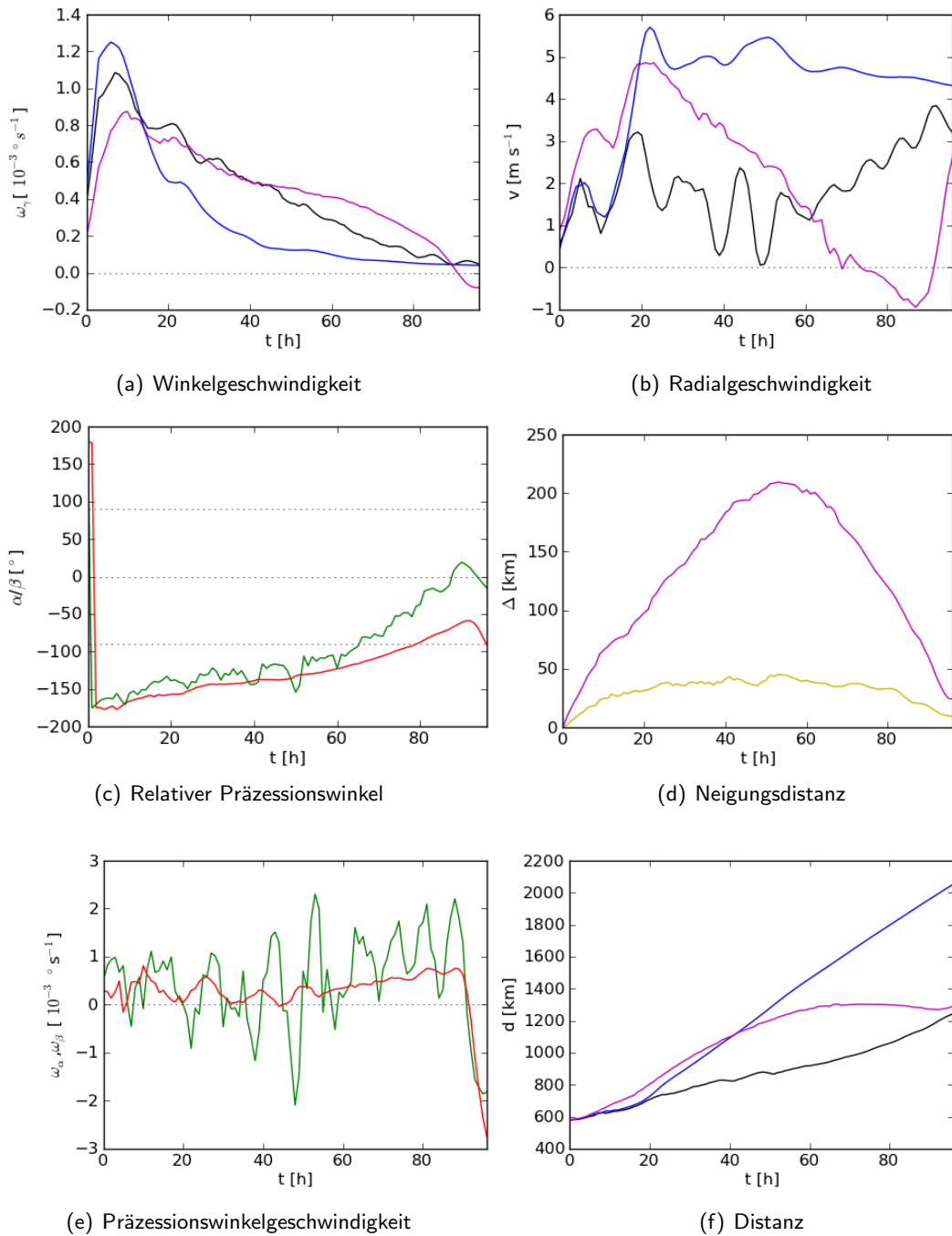


Abb. 4.13: Wie 4.9, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km.

entscheidende Unterschied zur Klasse ‘Separation’ des vorherigen Abschnitts. Ab  $t = 18$  h bewirkt im barotropen Fall der Antizyklon das Auseinanderlaufen der Wirbel, im baroklinen Fall hat sich bis zu diesem Zeitpunkt eine Neigungsdistanz von 90 km ausgebildet. Der Wirbel ist zudem in Richtung des Antizyklons gekippt (Abb. 4.14).  $\beta$  beträgt etwa  $-150^\circ$ , wodurch die obere Vorticityanomalie auf die untere eine zum Koordinatenursprung gerichtete Bewegungskomponente ausübt und auf den Antizyklon eine entgegengesetzt gerichtete



Komponente. Dadurch dreht die obere Vorticityanomalie das Zyklon-Antizyklon-Paar am Boden und damit auch die Richtung, in die es gemäß Mechanismus 1b laufen würde, wenn es nicht noch zusätzlich vom zweiten Paar beeinflusst würde. Bei  $t = 30$  h ist die Drehung des baroklinen Paares (schwarze Linien) im Vergleich zum barotropen Paar (blaue Linien) klar zu erkennen. Bei  $d_i = 800$  km hingegen ist die sich ausbildende Neigung wesentlich geringer, weswegen die relative Lage von Zyklon und Antizyklon nicht stark beeinflusst werden und sich damit die Zugbahnen der barotropen und baroklinen Lösung wesentlich ähnlicher sind.

Da  $\beta$  zu Laufzeitbeginn  $-180^\circ$  beträgt, wird der untere Wirbel abgebremst und nach innen bewegt, weswegen  $\omega_\gamma$  geringer als im barotropen Fall ist. Die Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  nimmt daher weniger stark ab als im barotropen Fall, weil die Wirbel näher beieinander liegen und sich somit gegenseitig einer stärkeren Tangentialströmung aussetzen. Gleichzeitig steigt die Radialgeschwindigkeit nicht an, sondern oszilliert. Dies wurde für mittlere Anfangsabstände auch schon von Wang und Holland (1995) beobachtet. Im Unterschied zu  $d_i = 800$  km ist  $\beta$  wegen der stärkeren Tangentialströmung am Boden und größeren Scherung über einen längeren Zeitraum kleiner als  $-90^\circ$ , die Wirbelachse also sehr lange nach hinten von der Zugbahn weggekippt.

Ein weiteres Merkmal der Zugbahn ist die Rechtsbewegung ab  $t \approx 60$  h. Zu diesem Zeitpunkt wird  $\beta$  größer als  $-90^\circ$ . Es erfolgt also ein Übergang von einer nach links (in Richtung zum Koordinatenursprung) lenkenden Geschwindigkeitskomponente durch die obere Anomalie zu einer nach rechts (vom Ursprung weg) lenkenden (barokliner Mechanismus 2b aus Abschnitt 4.2). Anschließend liegen nun Zyklon und Antizyklon paarweise so nebeneinander (Abb. 4.14), dass ein Auseinanderlaufen der Zyklone in östliche und westliche Richtung einsetzt (barotroper Mechanismus 1b). In der Folge steigt die Radialgeschwindigkeit  $v$  an. Die negative Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  für das mittlere Niveau ab  $t = 90$  h ist auf die Schleife zurückzuführen.

Das Maximum der Neigung liegt bereits bei  $t = 53$  h vor.  $d$  nimmt in  $z = 5,5$  km ab  $t = 60$  h nicht mehr zu (Abb. 4.13f), die Wirbelachse wird somit von unten her aufgerichtet. Dies geschieht jedoch schon bevor  $\beta$  den Wert von  $-90^\circ$  erreicht. Der Rückgang wird daher vermutlich nicht nur von dem Mechanismus 2a in Kombination mit 2b beeinflusst, sondern auch noch von anderen Faktoren. Es scheint plausibel, dass die mit dem Antizyklon verbundene Zirkulation zu diesem Zeitpunkt eine Komponente besitzt, die zur Verringerung der Neigung beiträgt.  $\Delta$  besitzt weiterhin im Unterschied zu  $d_i = 800$  km nur ein Maximum. Wegen der langsameren Präzession reduziert sich  $\Delta$  bis auf wenige Kilometer, noch bevor die Wirbelachse in den Bereich  $\beta > 90^\circ$  gelangt, ab welchem die vertikale Scherung ein erneutes Anwachsen der Neigungsdistanz bewirken könnte (Mechanismus 2b).

Um den Einfluss der Auflösung auf die Zugbahn bzw. den kritischen Abstand zu testen, wurde ein Modelllauf mit einer größeren horizontalen Auflösung von 5 km Gitterweite (und somit 800 Gitterpunkten) bei  $d_i = 580$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$  durchgeführt (Tab 4.1). Die Länge der Zugbahn und die Distanz nach 96 h Laufzeit wichen bei dieser Auflösung kaum

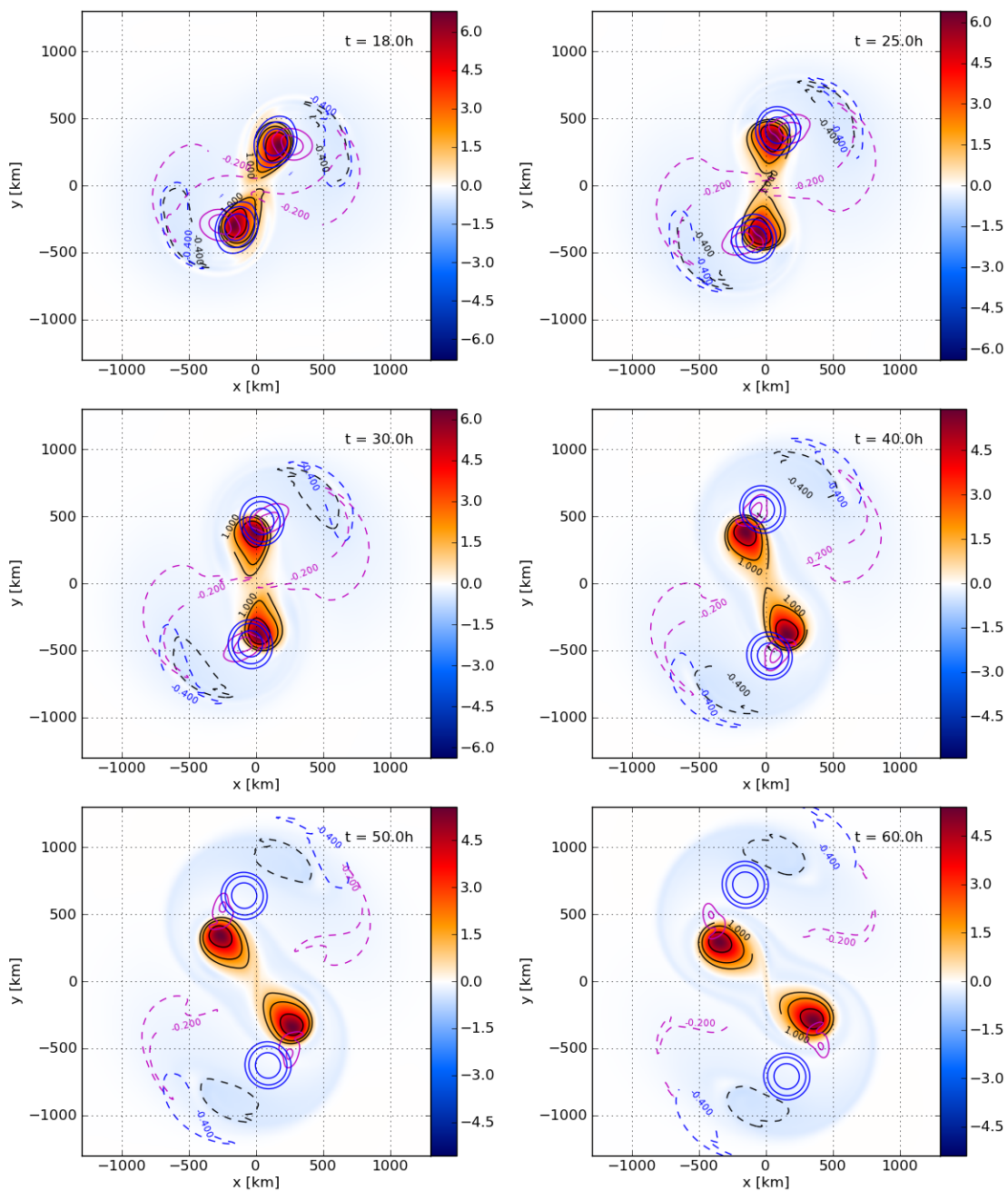


Abb. 4.14: Entwicklung der relativen Vorticity der baroklinen und barotropen Wirbel bei  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580 \text{ km}$  für verschiedene Zeitpunkte. Die blauen Konturen beschreiben den barotropen Wirbel. Die schwarzen und magentafarbenen Konturen beschreiben den baroklinen Wirbel für  $z = 0,4 \text{ km}$  und  $5,5 \text{ km}$ . Gestrichelt sind negative Werte, durchgezogen positive Werte. Einheiten in  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

von den Werten bei  $10 \text{ km}$  Gitterweite ab. Nur im mittleren Niveau bei  $5,5 \text{ km}$  ist zum Ende der Simulationszeit eine leichte Veränderung der Zugbahn zu erkennen (Abb. A.2).

## 4.5 Verschmelzung der Wirbel

Für hinreichend kleine Anfangsabstände kommt es sowohl bei den barotropen als auch bei den baroklinen Läufen zu einem Verschmelzen der Wirbel. Der kritische Abstand  $d_{crit}$ , bei welchem im barotropen Fall noch Verschmelzung auftritt, beträgt etwa 520 km. Bei diesem Abstand handelt es sich in etwa um das Doppelte der Distanz, bei welcher die Nullstelle der relativen Vorticity eines Wirbels liegt (Abb. 3.2e). Zwischen den beiden Wirbeln bleibt die relative Vorticity somit positiv. Der kritische Abstand der baroklinen Wirbel zeigt hingegen eine Abhängigkeit von der geographischen Breite und ist ferner größer als im barotropen Fall. Bei  $\phi_0 = 20^\circ$  liegt er zwischen 560 km und 580 km, bei  $\phi_0 = 40^\circ$  zwischen 540 km und 560 km.

Die Verschmelzung geschieht wie beim Fujiwhara-Effekt durch ein zyklonales Umkreisen mit gleichzeitiger Annäherung, wobei in den hier durchgeführten Läufen allerdings höchstens eine halbe Umdrehung bis zum Einsetzen erfolgt. Exemplarisch für dieses Verhalten wird zuerst der barotrope Lauf mit  $d_i = 520$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$  untersucht. Anschließend wird der barokline Lauf mit  $d_i = 560$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$  analysiert. Dieser Fall erscheint besonders interessant, da sowohl der entsprechende barotrope Lauf als auch der in den Anfangsbedingungen sehr ähnliche Lauf mit  $d_i = 580$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$  keine Verschmelzung zeigen, wodurch die Läufe mit  $d_i = 560$  km als Sonderfall zwischen den Klassen ‘Verschmelzen’ und ‘Umkreisen’ anzusehen sind.

### Barotrope Entwicklung

Die Entwicklung der barotropen Lösung bei  $d_i = 520$  km verläuft analog zu den Simulationsläufen mit geringem Anfangsabstand in Badey (2010). Die Wirbel umkreisen sich antizyklonal, wie dies gemäß Wechselwirkungsmechanismus 1a aus Abschnitt 4.2 zu erwarten ist. Sie nähern sich dabei jedoch an und verschmelzen nach etwa einem Drittel der Simulationszeit (Abb. 4.15). Schon nach wenigen Stunden Laufzeit setzt die Deformation der Wirbel ein (Abb. 4.16,  $t > 5$  h). Es bilden sich daraufhin Filamente und Bereiche antizyklonaler Vorticity aus gemäß des Wechselwirkungsmechanismus 1c. Bei  $t = 15$  h sind die Zyklone in Nord-Süd-Richtung angeordnet, ihre Antizyklone befinden sich östlich und westlich davon. Diese könnten nun ein Separieren gemäß Wechselwirkungsmechanismus 1b herbeiführen, wie dies bei  $d_i = 580$  km der Fall war (Abb. 4.11). Dies wird jedoch verhindert, da sich zu diesem Zeitpunkt die Zyklone unter dem Einfluss der asymmetrischen deformierten Verteilung positiver Vorticity (siehe Melander et al. 1988) schon so weit angenähert haben, dass ein deutlicher Bereich zyklonaler Vorticity zwischen ihnen liegt. In der Folge kommen sich die Zyklone weiter näher und verschmelzen, was zu einer Erhöhung ihrer Winkelgeschwindigkeit (4.17a) und einer Streckung der Filamente führt ( $t = 30$  h). Die weiter außen liegenden Antizyklone können den schneller werdenden Zyklonen nicht folgen, werden durch die starke Scherung auseinandergerissen und wickeln sich zyklonal mit den Filamenten um den neuen Wirbelkern. Dadurch wird die Vorticityverteilung immer symmetrischer. In diesem Lauf erfolgt die Annäherung der Zyklone durch den von Melander et al. (1988) beschriebenen Einfluss der asymmetrischen Anteile mit positiver

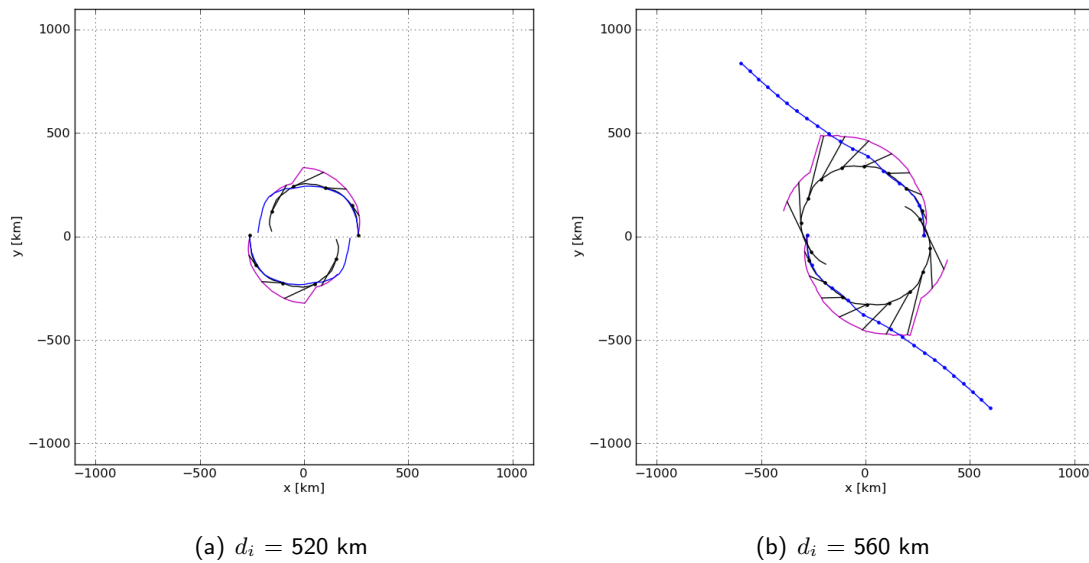


Abb. 4.15: Wie Abb. 4.6, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 520/560$  km. Die Zugbahnen wurde mit Einsetzen des Verschmelzungsprozesses abgeschnitten (bei  $d_i = 520$  km:  $t = 28$  h (baroklin) und  $t = 35$  h (barotrop) und bei  $d_i = 560$  km:  $t = 57$  h).

Vorticity also so schnell, dass sich der separierende Einfluss der Antizyklone nicht mehr durchsetzen kann.

Der barotrope Lauf 7b mit  $d_i = 560$  km hingegen verhält sich ähnlich wie der schon im vorherigen Kapitel besprochene Lauf 12b mit  $d_i = 580$  km, weshalb es bei diesem nicht zur Verschmelzung kommt.

In den Untersuchungen von Badey (2010) lag der kritischer Abstand für die Verschmelzung zweier gleichstarker barotroper Wirbel, welche dem hier verwendeten Profil entsprachen, jedoch ein stärkeres Tangentialwindprofil hatten, zwischen 300 und 400 km. Während sich bei 300 km noch positive Vorticity zwischen den Wirbel befand, lag bei 400 km nur noch negative Vorticity zwischen ihnen. Die in dieser Arbeit festgestellte kritische Distanz  $d_{crit} \approx 520$  km für barotrope Wirbel entspricht diesem Ergebnis, da dies die doppelte Entfernung des Abstands des Nullpunkts der relativen Vorticity vom Wirbelmittelpunkt darstellt. Ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen von Shin et al. (2006) ist schwieriger, da die in dieser Arbeit verwendeten Viskositäten vermutlich nicht denen ihres Modells entsprechen. Es lässt sich jedoch festhalten, dass ihre Beobachtung, dass Separation stattfindet, falls sich im Initialzustand negative Vorticity zwischen barotropen Wirbeln befindet, mit den hier erzielten Resultaten übereinstimmt. Ihre Annahme, dass ein Schwellwert von positiver Vorticity überschritten werden muss, damit Verschmelzung stattfindet, kann jedoch nicht festgestellt werden.

### Barokline Entwicklung

Es ist zu bemerken, dass die Verschmelzung für den baroklinen Fall bei  $d_i = 520$  km etwas schneller als im barotropen erfolgt. Dies ist auf die unterstützende Wirkung der sich ausbildenden Neigung gemäß Mechanismus 2b zurückzuführen.  $\beta$  nimmt bis zur Verschmel-

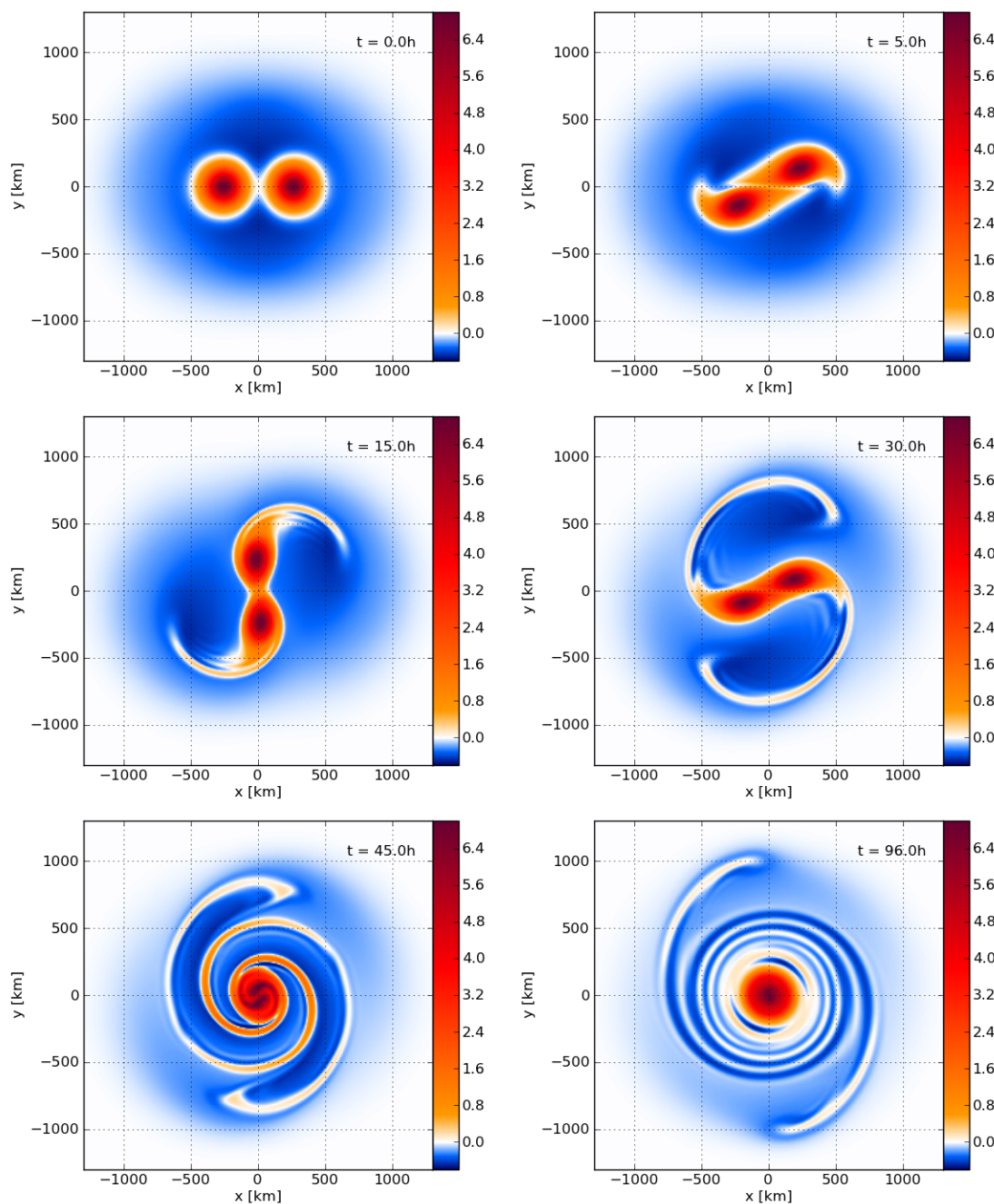


Abb. 4.16: Wie 4.7, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 520$  km.

zung Werte um  $\pm 180^\circ$  an (Abb. 4.17a), somit übt also die obere Anomalie eine zum Koordinatenursprung hin gerichtete Bewegungskomponente aus, was die Wirbel schneller zueinander schiebt (Abb. 4.17b) und die leicht unterschiedliche Zugbahn erklärt (Abb. 4.15).

Bei  $d_i = 560$  km übt zum Simulationsbeginn jeder Wirbel am Mittelpunkt des anderen eine Tangentialströmung von etwa  $6 \text{ m s}^{-1}$  aus. Auch diese Strömung ist bis 2 km Höhe konstant, darüber liegt eine vertikale Scherung von knapp  $1 \text{ m s}^{-1}$  pro km vor (Abb. 3.2f).

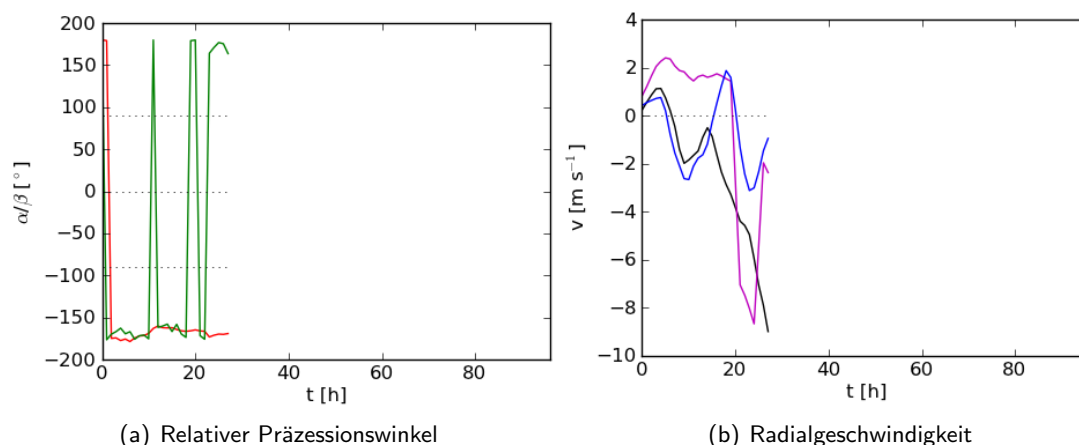


Abb. 4.17: Relativer Präzessionswinkel  $\alpha$  und  $\beta$  in  $^\circ$  und Radialgeschwindigkeit  $v$  in  $\text{m s}^{-1}$  für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 520$  km. Die Graphen wurden mit Einsetzen der Verschmelzung bei  $t = 28$  h abgeschnitten.

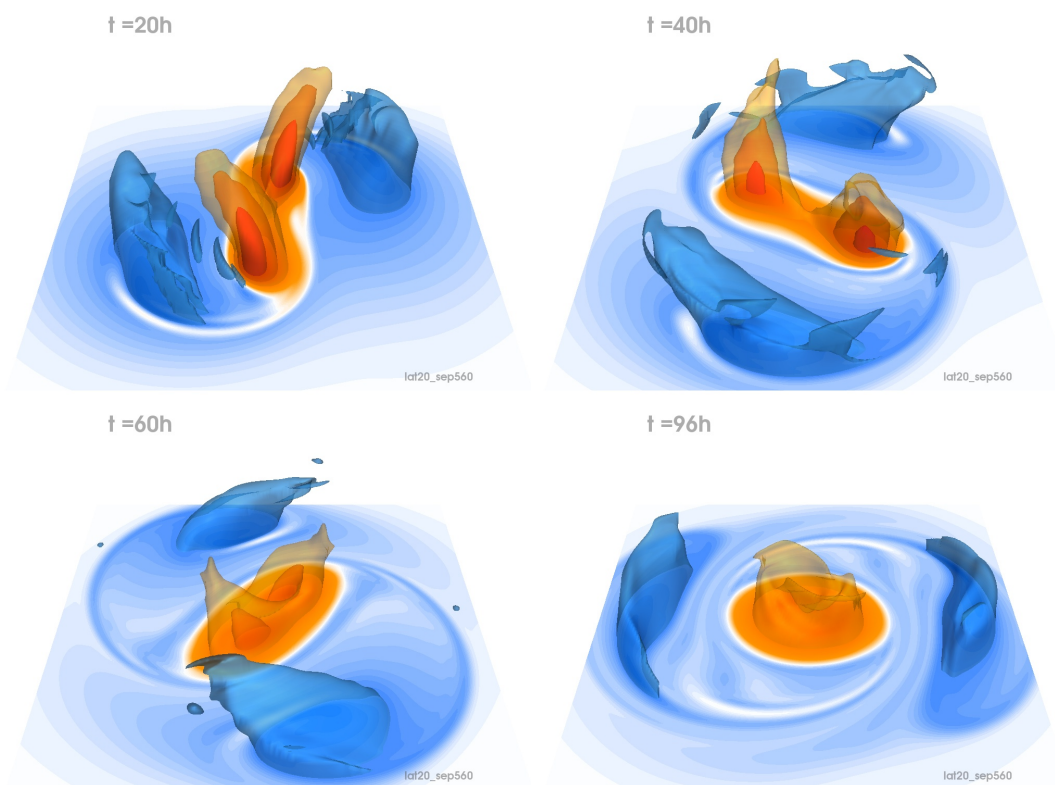


Abb. 4.18: Wie Abb. 4.8, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 560$  km.

Wie zuvor reagieren beide Wirbel darauf mit der Ausbildung einer vertikalen Neigung, während sie sich zyklonal umkreisen. Der Verschmelzungsprozess setzt nach etwa 40 Stunden ein, beginnt zuerst am Boden und erfolgt dann in höheren Niveaus (Abb. 4.18 und Abb. 4.19). Nach 60 Stunden Laufzeit haben sich die Wirbel am Boden bereits vereinigt und bilden einen neuen elliptischen Wirbel, während dieser Prozess in 3 km noch anhält

und 5,5 km Höhe kaum zu erkennen ist (Abb. 4.19). Dies ist in Übereinstimmung mit dem zeitlichen Verlauf der Verschmelzung barokliner Wirbel bei Wang und Holland (1995), deren Ausgangswirbel allerdings im oberen Niveau zusätzlich eine Antizyklone enthielt. Am Ende der Laufzeit befindet sich am Boden ein fast kreisrunder Wirbel von 350 km Durchmesser. Im Vergleich zu den ursprünglichen Wirbeln hat sich der Maximalwert der relativen Vorticity mehr als halbiert, ferner befindet sich dieser nicht mehr in der Mitte des Wirbels, sondern in zwei Halbkreisen mit einem Radius von 100 km angeordnet. Der Wirbel ist von Filamenten umgeben, ost-südöstlich und west-nordwestlich befinden sich zwei ausgedehnte Antizyklone. Auch in 3 km hat sich neuer Wirbel gebildet, er hat eine ungleichmäßigere Form als am Boden. Der Wirbel ist umgeben von kreisförmigen Filamenten positiver und negativer Vorticity und von zwei Antizyklonen, welche in etwa oberhalb derer am Boden liegen. Die maximalen Werte relativer Vorticity betragen knapp ein Viertel des Anfangswertes und zwei Drittel des Wertes am Boden. Der Verschmelzungsprozess läßt sich bis ins Niveau von 5,5 km Höhe beobachten. Nach  $t = 96$  h haben sich dort zwei halbkreisförmige Strukturen positiver Vorticity mit einem Radius von 350 km gebildet, welche von Filamenten positiver und negativer Vorticity umgeben sind. Direkt oberhalb des Bodenmaximums treten die geringsten positiven Werte auf. Der Maximalwert an positiver Vorticity des neuen Wirbels beträgt nur noch ein Achtel des Ausgangswertes, es gibt zwei lokale Maxima, welche asymmetrisch innerhalb der Struktur angeordnet sind. In den darüberliegenden Niveaus werden die Wirbel in ihrer Struktur auseinandergezogen und es bilden sich zyklonale und antizyklonale Muster aus (ohne Abbildung), weswegen keine Analyse dieser Niveaus erfolgt.

Durch die starke vertikale Scherung bildet sich schnell eine starke Neigung des Wirbels aus. Die Neigungsdistanz  $\Delta$  nimmt ab  $t \approx 20$  h wesentlich stärker zu als für  $d_i = 580$  km (Abb. 4.20d). Nach  $t = 40$  h beträgt sie bereits mehr als 300 km, der anschließende markante Abfall wird verursacht durch die Lokalisierung eines neuen relativen Maximums in 5,5 km Höhe (dies ist auch der Grund für das Abknicken der Zugbahn bei  $z = 5,5$  km Höhe zum gleichen Zeitpunkt in Abb. 4.15 und für die deutliche Änderung von  $\omega_\gamma$ ,  $v$  und  $d$  für dieser Höhe in Abb. 4.20). Die Wirbelachse zeigt wie zuvor zu Beginn entgegen der Bewegungsrichtung, präzisiert jedoch kaum. Daher bewegt sich  $\beta$  bis zum Einsetzen der Verschmelzung zwischen  $-180^\circ$  und  $-140^\circ$  (Abb. 4.20c). Auch dieser Parameter stimmt jedoch bis  $t \approx 20$  h in etwa mit den Werten bei  $d_i = 580$  km überein.

#### **Unterschiede zwischen barotroper und barokliner Entwicklung**

Der Unterschied zwischen barokliner und barotroper Lösung bei  $d_i = 560$  km kann wie beim Lauf mit  $d_i = 580$  km nicht direkt durch die Einwirkung der oberen Anomalie auf die untere erklärt werden, da sich während des Auseinanderlaufens der barotropen und baroklinen Zugbahnen zwischen  $t = 15$  h und  $t = 20$  h weder  $\Delta$  noch  $\beta$  deutlich ändert. Wie bei  $d_i = 580$  km ist vielmehr die Änderung der relativen Lage von Zyklon und Antizyklon am Boden durch die Vorticityanomalie auf mittlerem Niveau ausschlaggebend. Die dadurch veränderte Bewegungsrichtung des Zyklon-Antizyklon-Paars bedingt das Auseinanderlaufen von barotropem und baroklinen Fall. Während sich die barotropen Wirbel

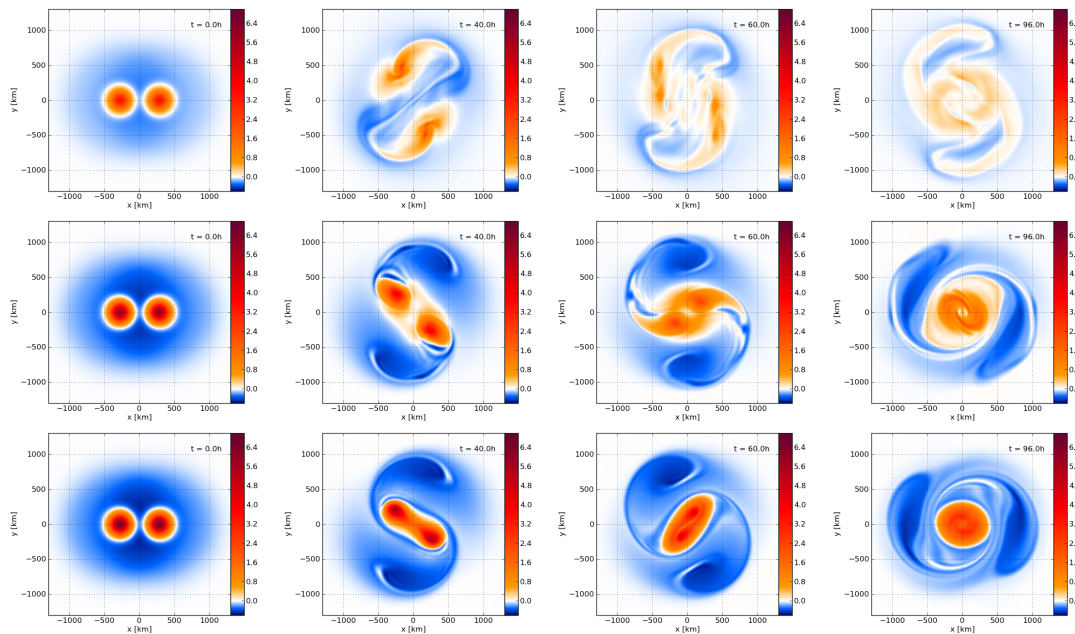


Abb. 4.19: Horizontale Verteilung der relativen Vorticity zum Zeitpunkt  $t = 0$ ,  $t = 40$  h,  $t = 60$  h und  $t = 96$  h (von links) auf verschiedenen Niveaus (von oben  $z = 5,5$  km,  $z = 3$  km und  $z = 0,4$  km) für zwei barokline Wirbel mit  $d_i = 560$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$  in Einheiten von  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

ähnlich wie bei  $d_i = 580$  km aufgrund des sich entwickelnden Antizyklons nach  $t \approx 18$  h in südöstliche bzw. nordwestliche entfern, bleibt der barokline Wirbel aufgrund des Einflusses der oberen Anomalie weiterhin auf einer linksgekrümmten Zugbahn (Abb. 4.21). Dazu kann die obere Anomalie auch direkt beitragen, weil  $-180^\circ < \beta < -90^\circ$  (Wechselwirkungsmechanismus 2c). Da der barokline Wirbel näher am Koordinatenursprung liegt, ist die gegenseitig ausgeübte Tangentialströmung größer als im barotropen Fall, weswegen  $\omega_\gamma$  weniger stark abnimmt und mit dem Einsetzen des Verschmelzungsprozesses ab  $t = 40$  h schließlich zunimmt (Abb. 4.20a). Gleichzeitig steigt die Radialgeschwindigkeit  $v$  nicht an wie im barotropen Fall, sondern oszilliert ähnlich wie bei  $d_i = 580$  km und nimmt dabei tendenziell ab (Abb. 4.20b). Durch die Annäherung der Wirbel kommt es spätestens bei  $t = 30$  h zum gegenseitigen Austausch von positiver Vorticity. Daher kann der Antizyklon, welcher sich zu diesem Zeitpunkt nordöstlich bzw. südwestlich des Zyklons befindet (Abb. 4.21), keine Separation mehr bewirken. Anschließend sinkt daher die Distanz  $\Delta$ , es kommt zur Verschmelzung. Der Unterschied zwischen der baroklinen Lösung bei  $d_i = 560$  km und  $d_i = 580$  km wird vermutlich durch die aufgrund der leicht erhöhten Ausgangsscherung langsameren Präzession der Wirbelachse bedingt. Im ersten Fall ist  $\beta$  bis zum Einsetzen der Verschmelzung kleiner  $-90^\circ$ , wodurch kontinuierlich eine Bewegungskomponente in Richtung zum Koordinatenursprung auftritt. Die im zweiten Fall erfolgende 'Rechtsablenkung' durch Überschreiten des Wertes von  $-90^\circ$  (siehe Abschnitt 4.4) findet nicht statt. Zusätzlich ist die relative Lage von Zyklon und Antizyklon bei beiden Abständen leicht verändert (z. B.  $t = 40$  h in Abb. 4.14 und Abb. 4.21), so dass die Antizyklone bei



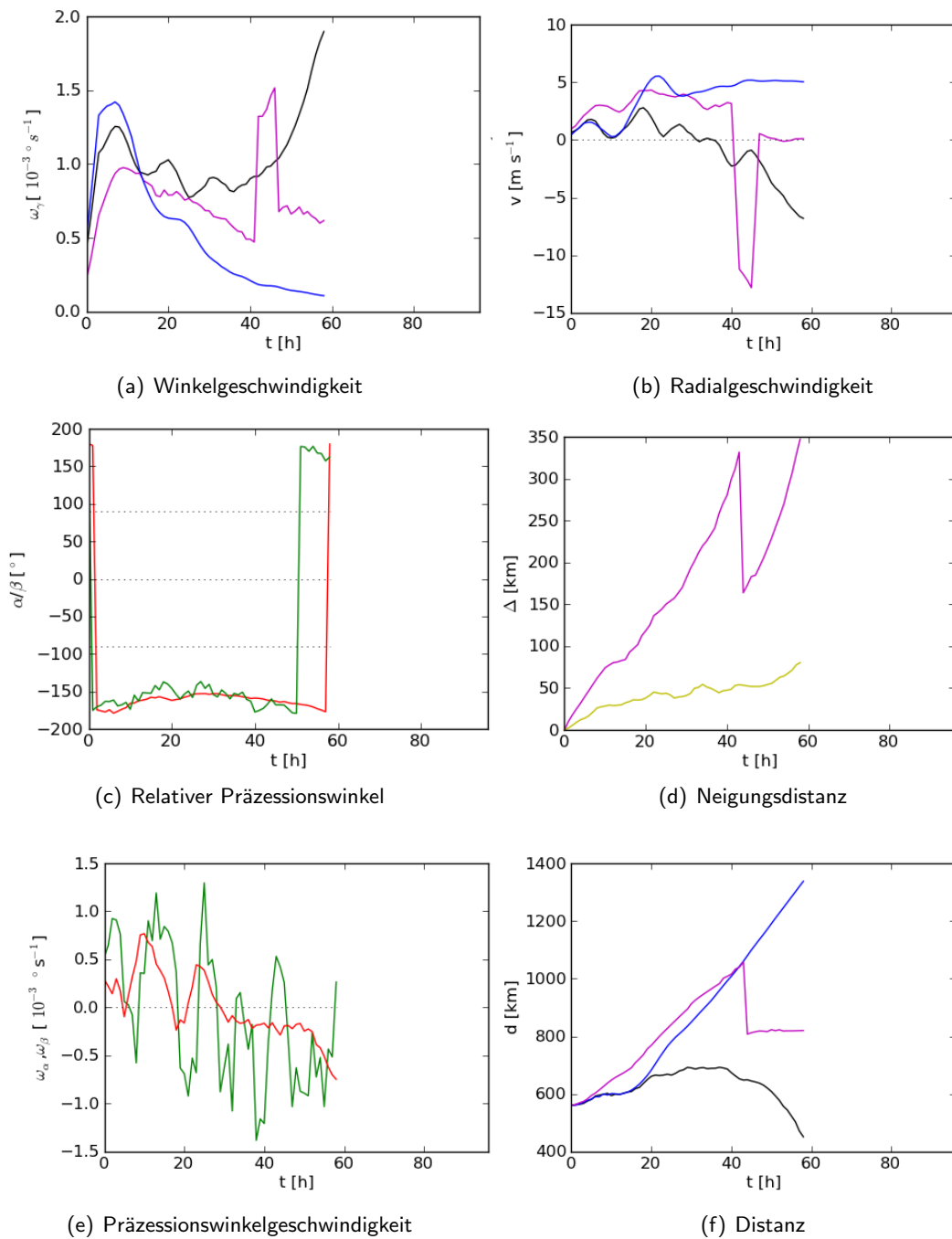


Abb. 4.20: Wie Abb. 4.9, nur für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 560$  km. Die Graphen wurden mit Einsetzen der Verschmelzung bei  $t = 59$  h abgeschnitten.

$d_i = 560$  km nicht in der Lage sind, die Zyklone zu separieren.

Bei den für diese Arbeit durchgeführten Simulationsläufen verschmelzen barokline Wirbel also im Gegensatz zu barotropen, denen das gleiche Vorticityprofil zugrunde liegt, auch noch bei Anfangsabständen, bei welchen negative relative Vorticity zwischen den Wirbeln liegt. Dies lässt sich durch die zusätzliche Advektion von positiven und negativen Vorti-

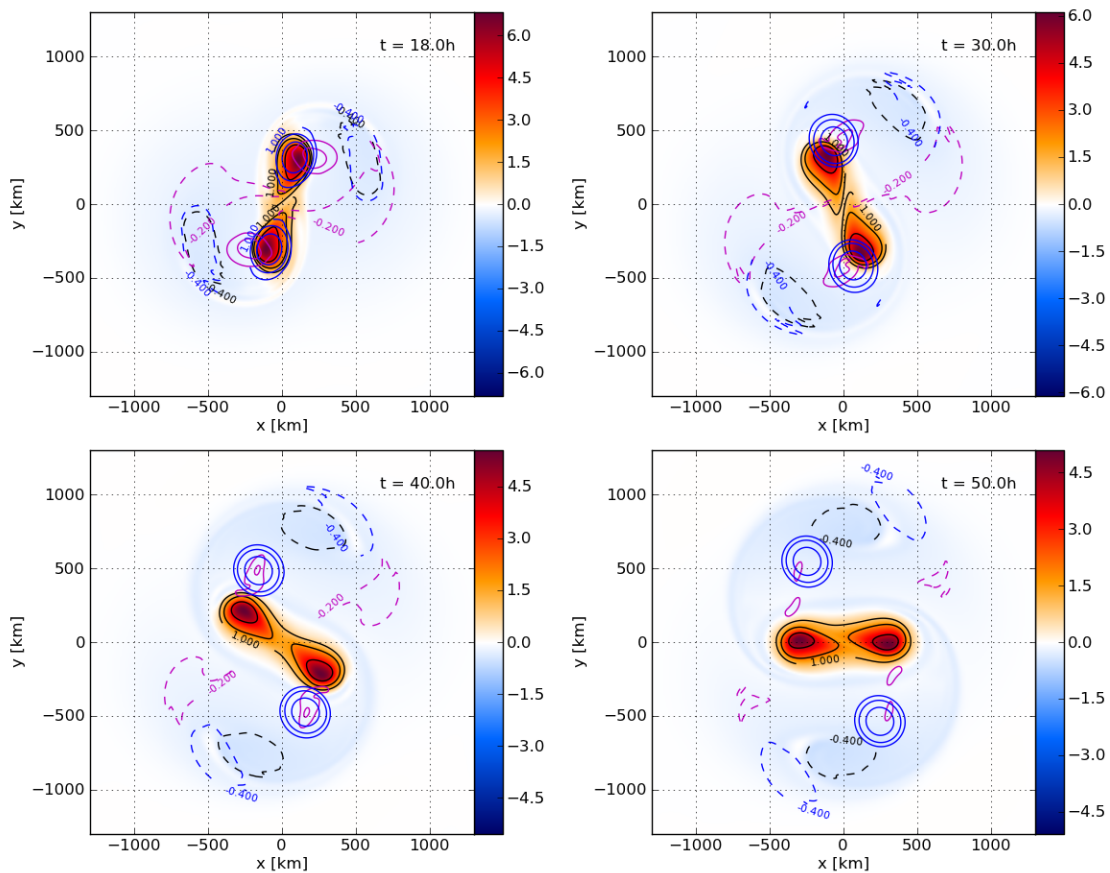


Abb. 4.21: Wie Abb. 4.14, nur für  $d_i = 560$  km.

cityanomalien begründen. Diese Veränderung wurde bereits von Falkovich et al. (1995) vermutet.

## 4.6 Einfluss der Penetrationshöhe

Die in diesem Kapitel bislang durchgeführten Analysen der Zugbahnen und des Verhaltens der Wirbel bezogen sich auf die Standardkonfiguration des Wirbels bei  $\phi_0 = 20^\circ$  Nord und einer horizontalen Auflösung von 10 km. Zusätzlich wurden Läufe für einige Anfangsabstände auch bei einer Breite von  $40^\circ$  Nord durchgeführt und weiterhin der Lauf mit  $d_i = 560$  km bei  $\phi_0 = 25^\circ, 30^\circ$  und  $35^\circ$  nördliche Breite gerechnet. Durch das Variieren des Breitengrades wird die Penetrationshöhe (siehe Abschnitt 2.2) und damit die Stärke der Wechselwirkungen zwischen Anomalien der relativen Vorticity auf verschiedenen Niveaus geändert. Einen ähnlichen Effekt hätte die Variation der statischen Stabilität bewirkt, worauf in dieser Arbeit jedoch verzichtet wurde.

Abbildung 4.22 gibt einen Überblick über die Zugbahnen der barotropen und baroklinen Wirbel für  $\phi_0 = 40^\circ$ . Im Vergleich zu den Zugbahnen bei  $\phi_0 = 20^\circ$  (Abb. 4.1) ist die Neigung der baroklinen Wirbel hierbei geringer, die Zugbahnen für  $d_i \geq 560$  km weisen

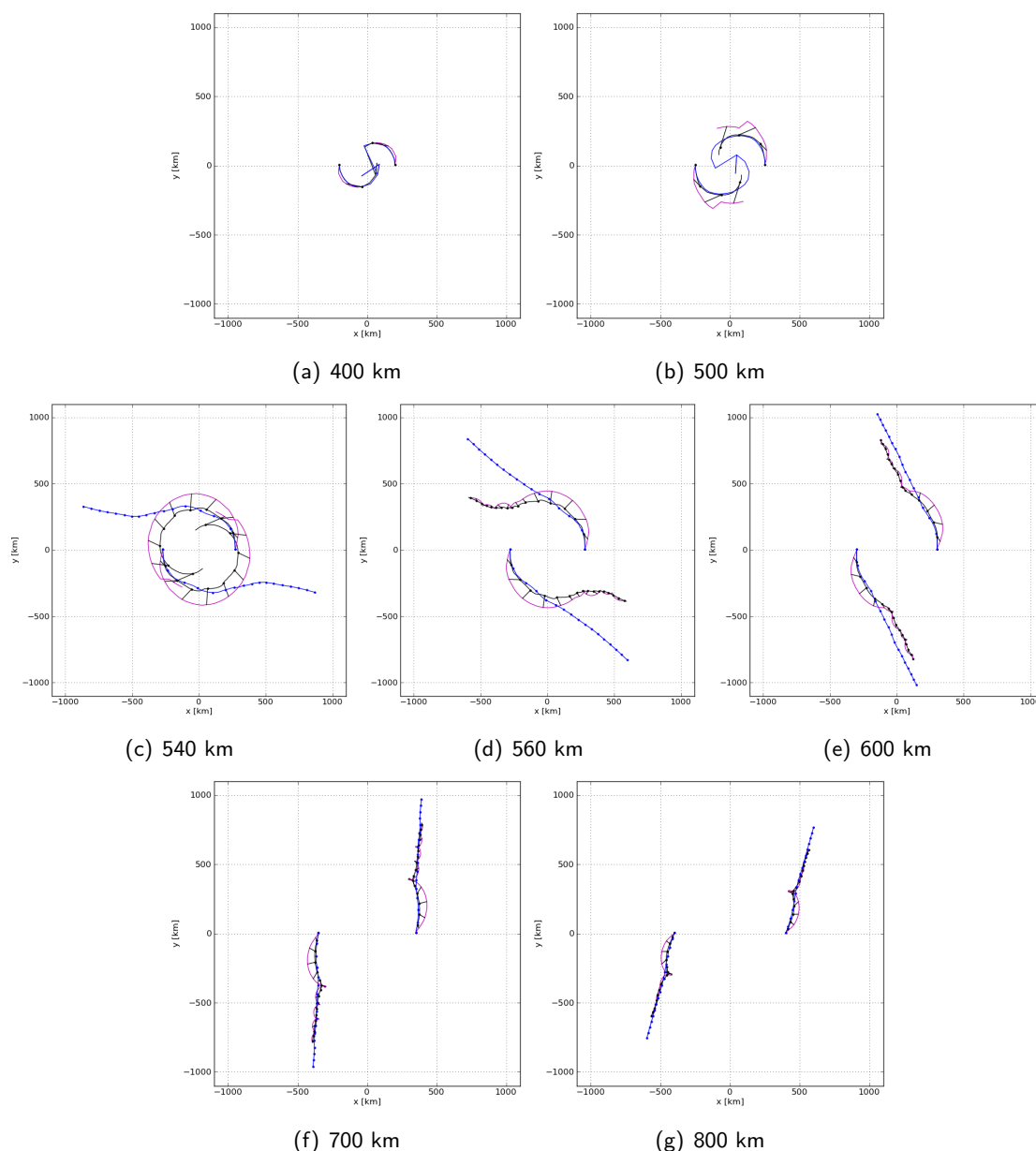


Abb. 4.22: Wie Abb. 4.1, nur für  $\phi_0 = 40^\circ$ . Bei a)-c) wurden die Zugbahnen nur bis zum Einsetzen des Verschmelzungsprozesses eingezeichnet.

mehrere Knicke auf, wodurch die barokline Zugbahn häufig parallel bzw. fast deckungsgleich zur barotropen verläuft. Der Lauf 14 mit  $d_i = 600$  km kann als Grenzfall zwischen Umkreisen und Separation angesehen werden. Verschmelzung der baroklinen Wirbel findet nur noch für  $d_i \leq 540$  km statt.

Die Zugbahnen der baroklinen und barotropen Wirbel für  $d_i = 560$  km und  $\phi_0$  von  $25^\circ$  bis  $40^\circ$  sind in Abbildung 4.23 zusammengefasst. Während bei  $\phi_0 = 25^\circ$  die baroklinen Wirbel nach 71 Stunden verschmelzen, erfolgt dieses im barotropen Fall und für die anderen Breitengrade im baroklinen wie im barotropen Fall nicht. Bei  $\phi_0 = 20^\circ$  Breite verschmelzen die Wirbel bereits nach 64 h (Tab. 4.1 und Abb. 4.1). Für  $\phi_0 = 30^\circ$  Breite erfolgt das

längste Umkreisen der baroklinen Wirbel, auch die Neigung geht innerhalb der Laufzeit von  $t = 96$  h nicht ganz zurück. Da  $\phi_0$  keinen Einfluss auf die barotrope Lösung hat, ist diese hier immer identisch.

Die Unterschiede im Verlauf der baroklinen Zugbahnen beginnen ab dem Zeitpunkt  $t = 14$  h. Bis zu dieser Laufzeit haben alle Wirbel die gleiche Neigungsdistanz von ca. 80 km ausgebildet. Während sie anschließend bei  $\phi_0 \geq 35^\circ$  wieder abnimmt und bei  $\phi_0 = 30^\circ$  nur noch leicht bis auf 120 km bei  $t = 30$  h zunimmt, erfolgt für  $\phi_0 \leq 25^\circ$  ein schneller Anstieg auf 300 km bis  $t = 40$  h und anschließend der Verschmelzungsprozess (Abb. 4.24b).

Dieses unterschiedliche Verhalten ist eine Folge der veränderten Rossbyhöhe  $H_{Rossby}$ .  $H_{Rossby}$  hängt vom Coriolisparameter  $f$  ab, welcher in die Bewegungsgleichung eingeht und abhängig ist von der geographischen Breite  $\phi_0$ . Gemäß Gleichung 2.3 bzw. 2.4 nimmt diese Penetrationshöhe zu, je größer  $f$  ist, je weiter nördlich also die Simulation durchgeführt wird. Mit Gleichung 2.3 und Wahl des doppelten Radius der positiven PV Anomalie von 250 km für  $L$  als horizontale Länge (siehe Abb. 3.2d) ergibt sich bei  $\phi_0 = 20^\circ$  eine Penetrationshöhe von 2 km, bei  $40^\circ$  von 3,8 km. Diese Werte erscheinen zu gering, da der Wirbel immerhin knapp 10 km Höhe misst und die Interaktionen bis in mittlere Niveaus festzustellen sind. Bei der Verwendung von Gleichung 2.4 und der Annahme einer mittleren relativen Vorticity und eines mittleren Tangentialwinds innerhalb des 250 km Radius beträgt die Penetrationshöhe bei  $\phi_0 = 20^\circ$  5,7 km und bei  $40^\circ$  7,8 km. Diese Werte erscheinen realistischer.

Bei höheren Breiten liegt somit eine größere Penetrationshöhe vor, was bedeutet, dass der Wirbel stärker vertikal gekoppelt ist. Für barotrope und barokline Wirbel in einer Umgebungsströmung mit vertikaler Scherung wurde beobachtet, dass dies zu einer Verringerung der Neigung führt (Jones 1995 und Jones 2000b). Dies ist auch bei den hier durchgeführten Rechnungen zu sehen, wie im folgenden anhand der Läufe mit  $d_i = 560$  km für  $\phi_0$  zwischen  $20^\circ$  und  $40^\circ$  gezeigt wird.

Da in allen diesen Läufen die Wirbel anfangs derselben vertikalen Scherung ausgesetzt sind, verläuft sowohl die Entwicklung von  $\omega_\gamma$  und  $v$  als auch der Neigungsdistanz  $\Delta$  in den ersten 18 Stunden sehr ähnlich (Abb. 4.24b-d). Im weiteren Verlauf macht sich jedoch bemerkbar, dass wegen der stärkeren Kopplung bei höherer Penetrationshöhe die Wirbelachse in den Läufen mit größerem  $\phi_0$  schneller präzessiert,  $\beta$  sich also schneller ändert. Dadurch erreicht in diesen Fällen der Präzessionswinkel  $\beta$  relativ schnell Werte  $> -90^\circ$ , bei denen die Neigungsdistanz  $\Delta$  durch die Scherung reduziert wird (siehe Mechanismus 2b aus Abschnitt 4.2). Dies ist nach  $t = 20$  h für die Simulationen mit  $\phi_0 > 30^\circ$  in Abbildung 4.24b zu beobachten. In den Läufen mit niedrigem  $\phi_0$  steigt  $\beta$  nur langsam an und bleibt im Bereich  $\beta < -90^\circ$  (Abb. 4.24a), in welchem die Neigungsdistanz weiter anwächst. Dies erklärt den grundsätzlichen Zusammenhang zwischen der Penetrationshöhe und der ‘Widerstandskraft’ der Wirbel gegen Neigung durch vertikale Scherung.

Der Simulationslauf 8 mit  $\phi_0 = 25^\circ$  verhält sich daher analog zum Lauf 7 mit  $\phi_0 = 20^\circ$ , auch wenn  $\beta$  leicht höhere Werte annimmt, den Wert von  $-90^\circ$  jedoch nie erreicht. Die Läufe 10 und 11 mit  $\phi_0 = 35^\circ$  bzw.  $40^\circ$  entsprechen in etwa den bereits diskutierten Er-

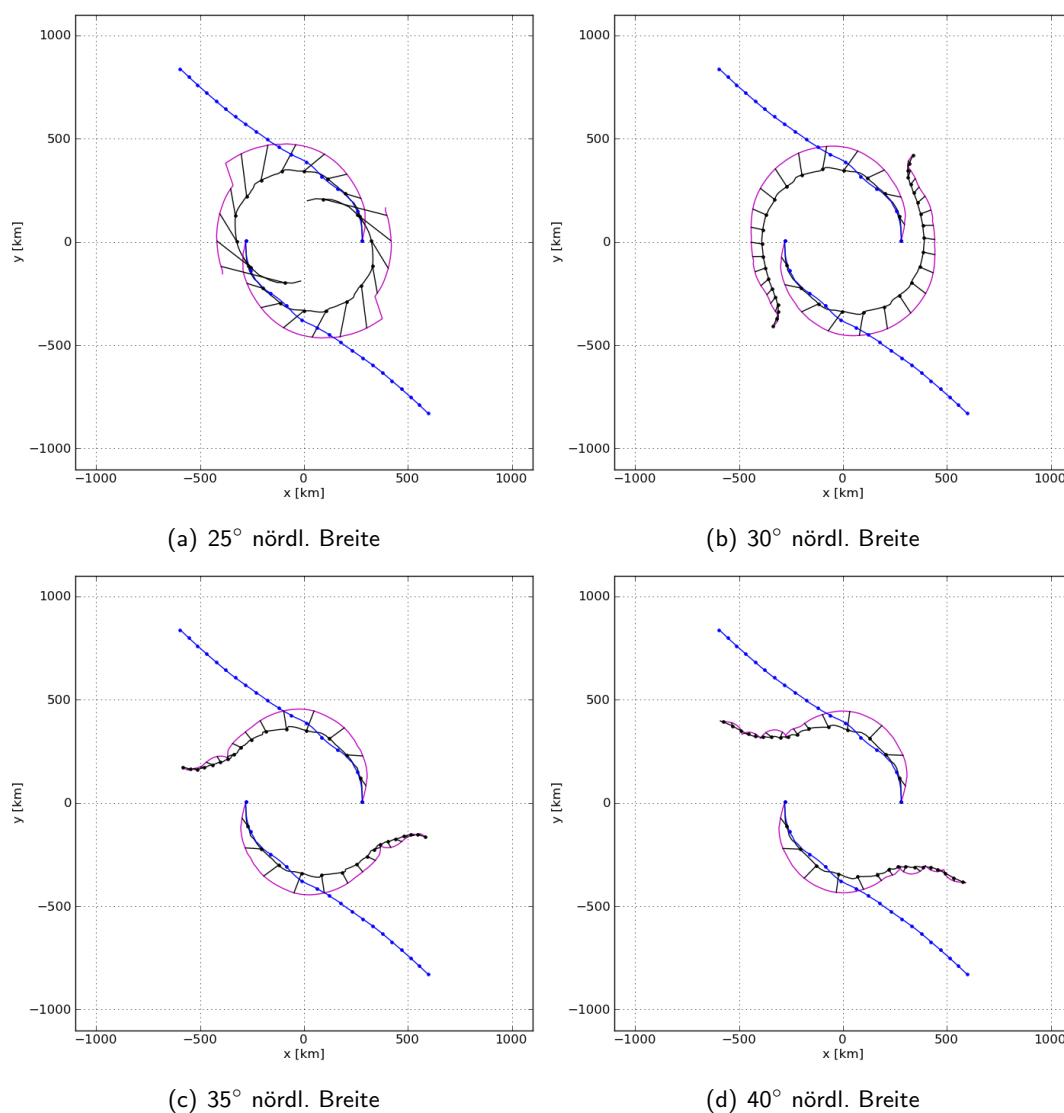


Abb. 4.23: Übersicht über die Zugbahnen der barotropen (blau) und baroklinen Wirbel (0,4 km (schwarz) und 5,5 km (magenta)) für den Anfangsabstand  $d_i = 560$  km bei verschiedenen Breitengraden  $\phi_0$ . Durch einen Punkt markiert sind die Orte der Wirbel bei  $t = 0$  h und alle weiteren 6 Stunden. Bei a) wurden die baroklinen Zugbahnen nur bis zum Einsetzen des Verschmelzungsprozesses nach 68 h gezeichnet. Für die baroklinen Zugbahnen bei c) erfolgte die Simulation über  $t = 120$  h, um die Richtungsänderung in der Wirbelzugbahn nach ca. 100 h zu verdeutlichen.

gebnissen des Laufs 12 mit  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km. Allerdings tritt bei ersteren eine Rechtskrümmung in der baroklinen Zugbahn wesentlich früher auf. Diese Änderung der Zugbahnrichtung sollte mit dem Erreichen von  $-90^\circ$  von  $\beta$  eingeleitet werden, weil sich dadurch wie bereits diskutiert die Richtung der durch die obere auf die untere Anomalie ausgeübten Bewegungskomponente ändert. In der Tat überschreitet bei beiden Breitengraden  $\beta$  nach etwa 20 Stunden erstmalig diesen Wert und oszilliert danach zwischen  $-100^\circ$  und  $+100^\circ$ . Zu deutlichen 'Knicken' kommt es, wenn zusätzlich die Neigungsdistanz

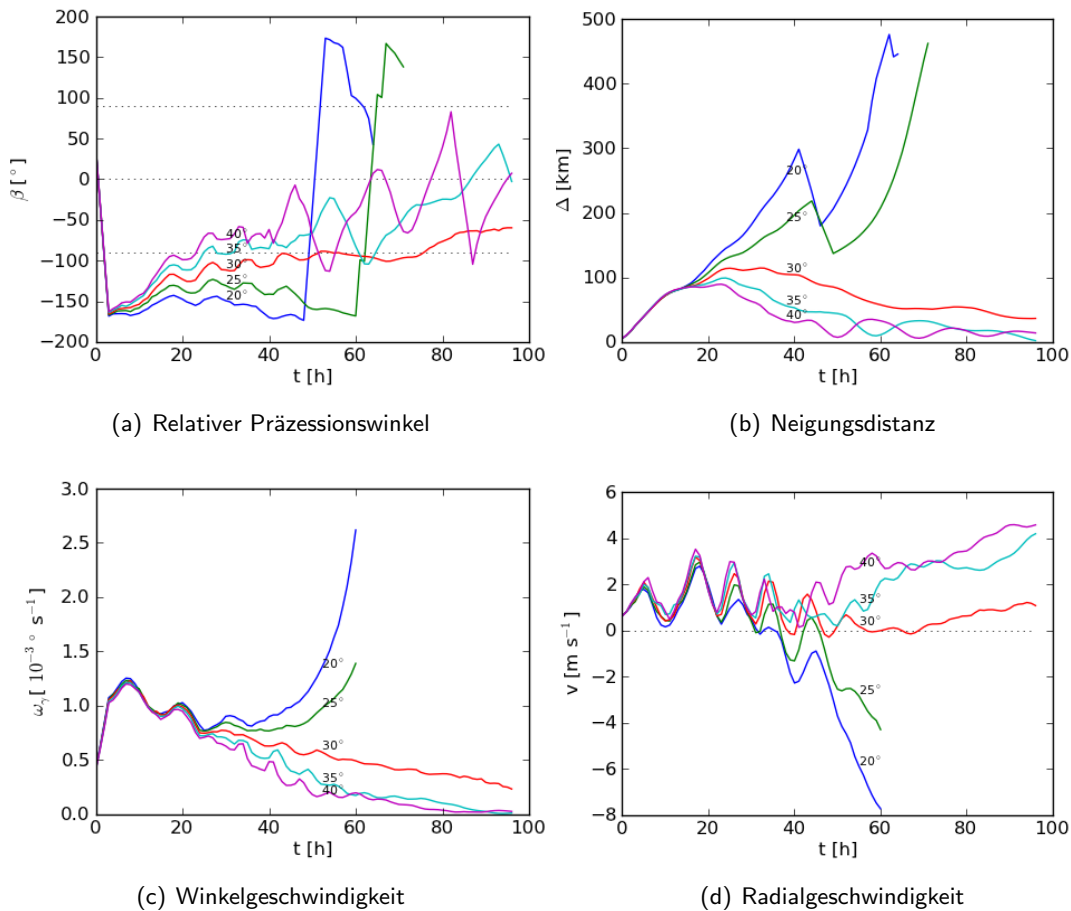


Abb. 4.24: Oben: Neigungsdistanz  $\Delta$  zwischen Boden und  $z_b = 5,5$  km und relativer Präzessionswinkel  $\beta$  für  $d_i = 560$  km und mehrere Breitengrade. Unten: Winkelgeschwindigkeit  $\omega_\gamma$  in  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  und Radialgeschwindigkeit  $v$  in  $\text{m s}^{-1}$  bei  $z = 0,4$  km für  $d_i = 560$  km und mehrere  $\phi_0$ . Die Graphen sind für  $20^\circ$  bei  $t = 62$  h und für  $25^\circ$  bei  $t = 71$  h aufgrund des Verschmelzungsprozesses abgeschnitten.

minimal ist, wie z. B. für  $\phi_0 = 40^\circ$  bei  $t = 50$  h bzw.  $t = 70$  h (Abb. 4.23d und 4.24b).

Abschließend werden noch einige Besonderheiten verschiedener Läufe diskutiert. Durch die Vergrößerung der Penetrationshöhe bei größeren  $\phi_0$  verringert sich der kritische Abstand, bei welchem es noch zum Verschmelzen der baroklinen Wirbel kommt. Bei  $\phi_0 = 40^\circ$  ist Verschmelzen nur bis  $d_i \leq 540$  km festzustellen. Der entscheidende Unterschied zwischen den verschmelzenden ( $d_i = 540$  km) und den nicht verschmelzenden Wirbeln ( $d_i = 560$  km) ist der gleiche wie bei  $\phi_0 = 20^\circ$  (Abschnitt 4.5). Die leicht erhöhte Ausgangsscherung aufgrund des geringeren Anfangsabstandes bedingt eine langsamere Präzession der Winkelachse.  $\beta$  erreicht nur kurzzeitig einen Wert von  $-90^\circ$  (Abb. 4.25a), wodurch keine deutliche Ablenkung des Wirbels nach außen in radiale Richtung stattfindet. Der Unterschied zwischen den verschmelzenden Wirbeln bei  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 560$  km und den nicht verschmelzenden bei  $\phi_0 = 40^\circ$  und  $d_i = 560$  km wurde bereits in diesem Abschnitt erläutert. Bei einer

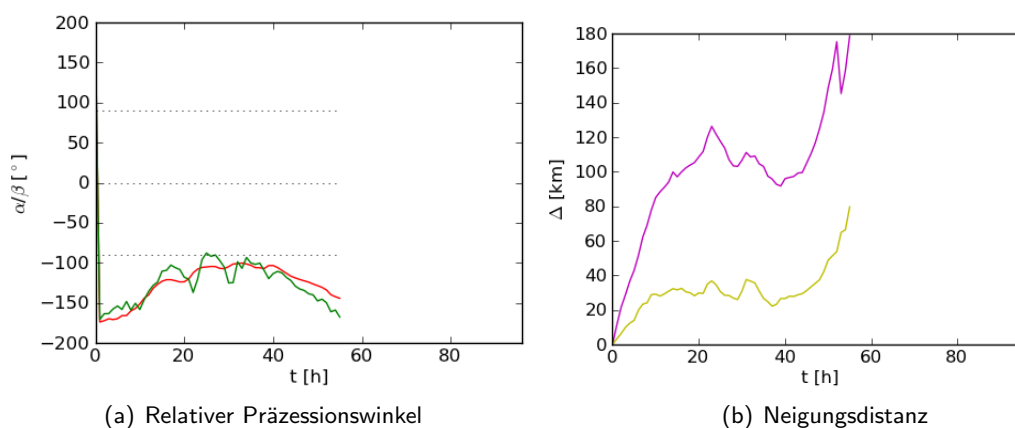


Abb. 4.25: Zeitlicher Verlauf des Winkels  $\alpha$  und  $\beta$  in  $^\circ$  und der Neigungsdistanz  $\Delta$  in km für  $\phi_0 = 40^\circ$  und  $d_i = 540$  km. Die Graphen wurden mit dem Einsetzen des Verschmelzens bei  $t = 56$  h abgeschnitten.

erhöhten geographischen Breite präzessiert die Wirbelachse schneller. Bei  $\phi_0 = 40^\circ$  wird daher der Wert von  $-90^\circ$  für  $\beta$  relativ schnell erreicht, während dies bei  $\phi_0 = 20^\circ$  nicht geschieht (Abb. 4.24a).

Lauf 9 mit  $\phi_0 = 30^\circ$  und  $d_i = 560$  km kann als Grenzfall zwischen Umkreisen und Verschmelzen angesehen werden. Hierbei findet das längste Umkreisen mit nahezu konstantem Abstand  $d$  statt, ohne dass sich die Neigungsdistanz  $\Delta$  innerhalb der Simulationszeit von 96 Stunden bis auf Null reduziert (Abb. 4.26c). Der Simulationslauf wurde daher ein zweites Mal für einen Zeitraum von 120 Stunden durchgeführt, um das zu erwartende 'Abbiegen' von der kreisförmigen, nach links gekrümmten Zugbahn in Folge des Überschreitens des Wertes von  $-90^\circ$  für  $\beta$  zu bestätigen. Tatsächlich setzt die Richtungsänderung ungefähr nach 80 Stunden ein und ist nach  $t = 100$  h deutlich zu erkennen (Abb. 4.23b). Nach  $t = 120$  h ist ferner die Neigungsdistanz auf sehr geringe Werte zurückgegangen. Die Radialgeschwindigkeit  $v$  oszilliert wie für die Klasse 'Umkreisen' in Abschnitt 4.4 beobachtet, solange  $\beta$  Werte um  $-90^\circ$  annimmt (Abb. 4.26a,b). Erst mit dem deutlichen Überschreiten von  $\beta = -90^\circ$  bei  $t \approx 70$  h nimmt  $v$  zu. Bei diesem Lauf könnte außerdem wie bei  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km die Verringerung der Neigungsdistanz  $\Delta$  nicht nur eine Folge des Mechanismus 2a und 2b sein, da  $\beta$  erst nach  $t \approx 100$  h deutlich über  $-90^\circ$  hinausgeht (Abb. 4.26b).  $d$  nimmt für  $z = 5,5$  km zwischen  $t = 40$  h und  $t = 100$  h eher ab, bei  $z = 0,4$  km hingegen stetig zu (Abb. 4.26d). Zur gleichen Zeit befindet sich der Antizyklon in einer Position zum Zyklon, die das Aufrichten der Wirbelachse vom unteren Niveau her unterstützen könnte (ohne Abb.)

Der Simulationslauf 14 mit  $\phi_0 = 40^\circ$  und  $d_i = 600$  km kann als Grenzfall der Klassen Separation und Umkreisen angesehen werden. Durch die stärkere Kopplung des Wirbels präzessiert der Wirbel im Vergleich zu  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km bzw.  $d_i = 600$  km schneller, weswegen  $\beta$  mehrmals den Wert von  $-90^\circ$  überschreitet und bei  $\beta \approx 90^\circ$  auf  $-180^\circ$  zurückspringt (Abb. 4.27a). Diese Phasensprünge sind möglich, da in den Perioden

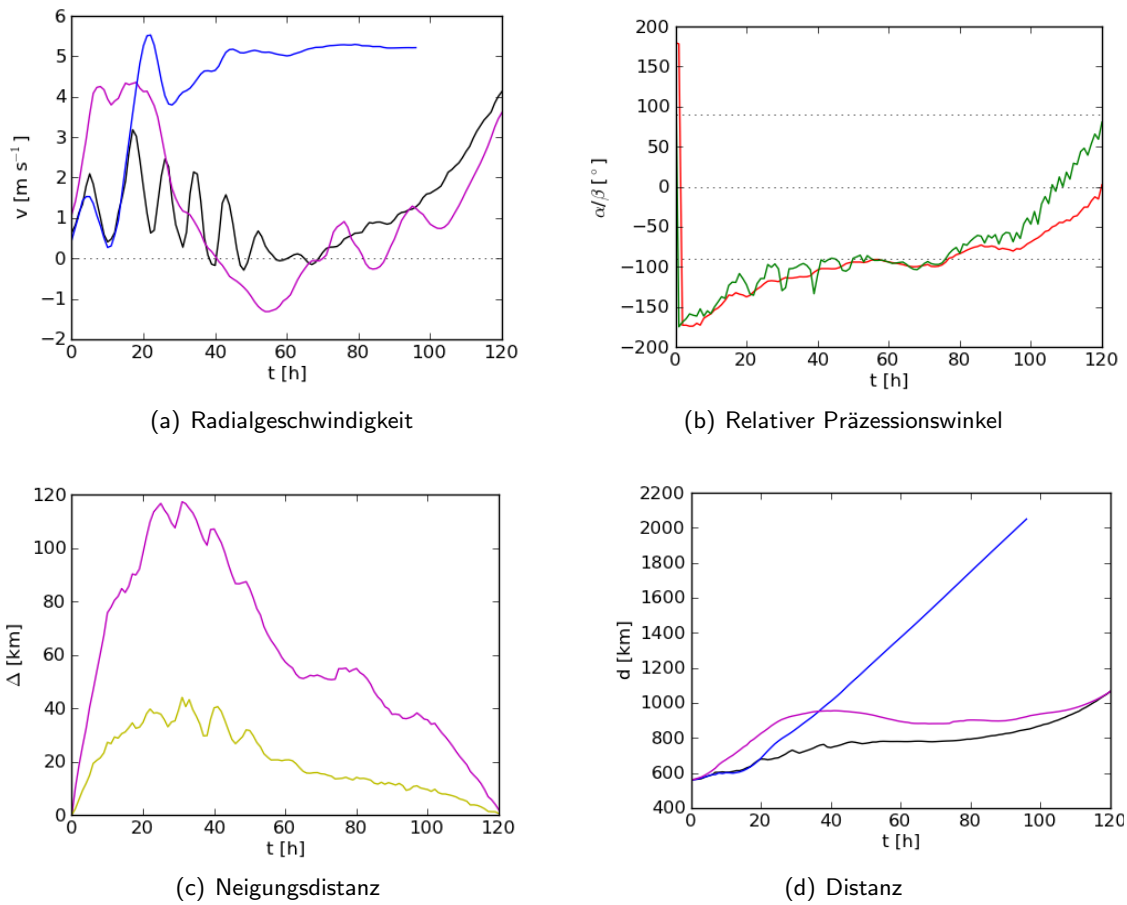


Abb. 4.26: Wie 4.9, nur für  $\phi_0 = 30^\circ$  und  $d_i = 560$  km. Die Simulationszeit für den baroklinen Wirbel beträgt 120 Stunden.

mit  $\beta > -90^\circ$  die Neigung so schnell reduziert wird, dass der Wirbel senkrecht steht ( $\Delta = 0$  km), bevor der Präzessionswinkel  $\beta = 90^\circ$  überschritten wird (Abb. 4.27b). In diesen Fällen weist die Zugbahn auf mittlerer Höhe daher einen Knick auf und nicht eine Schleife, welche  $\Delta > 0$  km erfordern würde (Abb. 4.22e).

Bei  $\phi_0 = 40^\circ$  und  $d_i \geq 700$  km verlaufen bis auf ein Anfangsstadium barotrope und barokline Zugbahn fast deckungsgleich. Dies liegt vermutlich daran, dass wegen der relativ schwachen Scherung und der schnellen Präzession die Neigung gering bleibt. Da zudem  $\beta$  oft  $-90^\circ$  durchläuft (siehe Abb. 4.28a für  $d_i = 800$  km), sorgt die obere Vorticityanomalie abwechselnd für eine Rechtskrümmung bzw. Linkskrümmung der Zugbahn. Dies hat in der Summe keine große Auswirkung auf ihre Richtung. Da sich  $\alpha$  ähnlich verhält, sollte auch die Translationsgeschwindigkeit des Wirbels wenig von der des barotropen abweichen. Es ist zu bemerken, dass die Zugbahn trotzdem kürzer und die Translationsgeschwindigkeit auch in der zweiten Hälfte der Simulationszeit geringer als im barotropen Fall ist (Abb. 4.22g und 4.28b). Dieses Verhalten lässt sich daher mit den bisherigen Mechanismen nicht erklären.



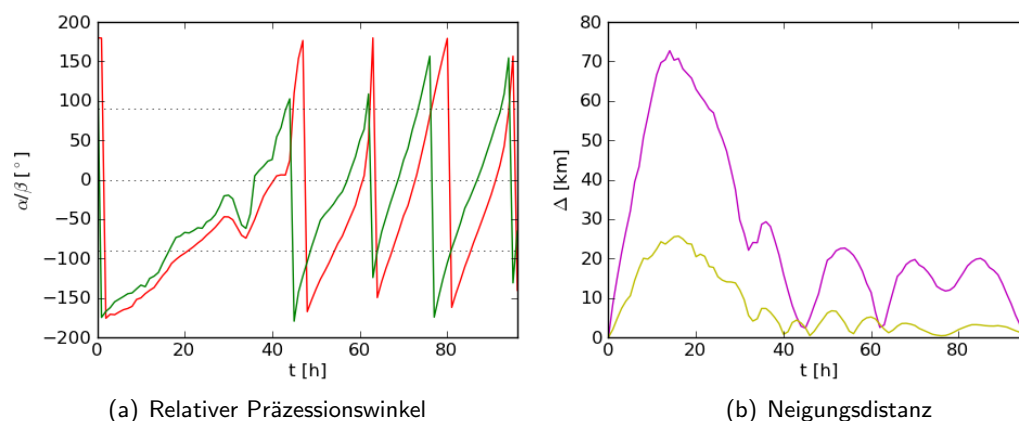


Abb. 4.27: Zeitverlauf des Winkels  $\alpha$  und  $\beta$  in  $^\circ$  und der Neigungsdistanz  $\Delta$  in km für  $\phi_0 = 40^\circ$  und  $d_i = 600$  km.

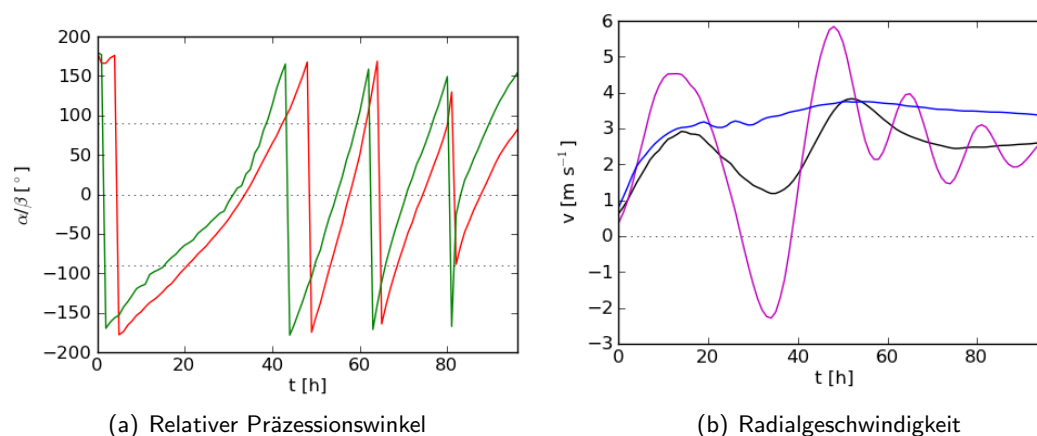


Abb. 4.28: Zeitverlauf des Winkels  $\alpha$  und  $\beta$  in  $^\circ$  und der Radialgeschwindigkeit  $v$  in  $\text{m s}^{-1}$  für  $\phi_0 = 40^\circ$  und  $d_i = 800$  km.

## 4.7 Temperaturstörungen und Vertikalbewegungen

Zu Laufzeitbeginn gibt es weder im barotropen noch im baroklinen Wirbel Vertikalbewegungen. Die Ausbildung der vertikalen Neigung im baroklinen Fall erzeugt Anomalien der relativen Vorticity, auf welche der Wirbel mit Anomalien der potentiellen Temperatur reagiert, um weiterhin im Gleichgewicht zu bleiben. Erreicht werden diese Anomalien durch vertikale Advektion (Hoskins et al. 1985), wie im Fall eines Wirbels in vertikaler Scherung von Jones (1995) näher untersucht wurde. Nach Jones (1995) ist es zunächst hilfreich, sich einen barotropen Wirbel mit einem höhenkonstanten Tangentialwind in einer vertikalen Umgebungsscherung vorzustellen. Aufgrund der Definition des Wirbels nach Gleichung 3.13 nimmt der Tangentialwind vom Wirbelmittelpunkt bis zum Radius  $r_{max}$  zu und danach ab. Unter der Annahme, dass sich durch die Ausbildung der Neigung das Maximum des Tangentialwindes zwar verschiebt, die Form des horizontalen Wirbelprofils sich aber nicht ändert, gibt es damit innerhalb von  $r_{max}$  einen vertikal zunehmendem und außerhalb

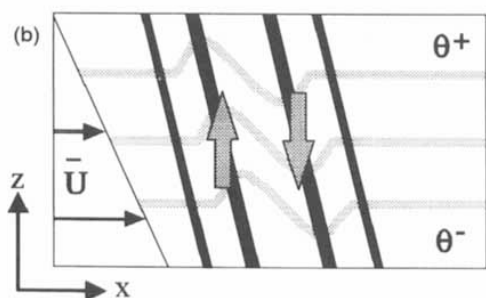


Abb. 4.29: Prinzip der Ausbildung der horizontalen Temperaturanomalien und der vertikalen Advektion für einen barotropen Wirbel. Die dicken schwarzen Linien geben den Bereich des maximalen Tangentialwindes an, der aufgrund der Umgebungsscherung  $U$  geneigt ist. Durch Vertikaladvektion (dicke graue Pfeile) werden Anomalien der potentiellen Temperatur (dünne graue Linien) erreicht, die zum Erhalt des ausbalancierten Wirbels notwendig sind. Nach Jones (1995).

einen vertikal abnehmendem Tangentialwind. Dieser thermische Wind muss über horizontale Temperaturanomalien balanciert werden. Diese müssen auf der Seite, in welche der Wirbel geneigt ist, negativ und auf der anderen Seite positiv sein (Abb. 4.29). Diese dipolartige Temperaturstörung wird über eine vertikale Advektion des Temperaturfeldes der Umgebung erreicht. In der Anfangsphase sind die Temperatur- und Vertikalgeschwindigkeitsstörungen um  $180^\circ$  phasenverschoben, da ein positiver Vertikalwind bedeutet, dass die potentielle Temperatur abnimmt und umgekehrt. Sobald sich die Neigung und die dazugehörigen Temperaturstörungen ausgebildet hat und die Wirbelachse präzessiert, wird die Vertikalbewegung von einem zweiten Effekt dominiert. Die schneller als die Präzessionsgeschwindigkeit um die Wirbelachse kreisenden Fluidelemente bewegen sich bei adiabatischen Verhältnissen auf Isentropen, die in Neigungsrichtung nach oben und auf der anderen Wirbelseite nach unten verschoben sind. Dadurch stellt sich eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  zwischen den dipolartigen Störungen der Temperatur und der Vertikalgeschwindigkeit ein.

Im Folgenden soll untersucht werden, ob die von Jones (1995) und Jones (2000b) für Wirbel in vertikaler Scherung erzielten Ergebnisse zur Sekundärzirkulation in ähnlicher Form für die Wechselwirkungen zweier Wirbel zutreffen. Dazu wird die Entwicklung der Vertikalbewegung und der Temperaturstörungen in den Wirbeln ausgewertet. Um letztere zu ermitteln, muss für jeden Zeitpunkt vom aktuellen Temperaturfeld das Anfangstemperaturfeld abgezogen werden, weil dieses den warmen Kern enthält (siehe Abschnitt 3.2). Dazu wird die Temperatur im Umkreis von 300 km um das Sturmzentrum auf ein Gitter in Polarkoordinaten abgebildet und für jeden Radius mit Hilfe einer Fourier Transformation in einzelne Wellenanteile zerlegt. Dadurch kann das symmetrische Anfangstemperaturfeld mit Fourier-Mode 0 von den asymmetrischen Störungen mit höheren Fouriermoden getrennt werden. Dabei zeigte sich eine Dominanz des Wellenzahl-1-Musters, wie sie in Abbildung 4.30 für einen Wirbel des Laufes 17a mit  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km bei einer

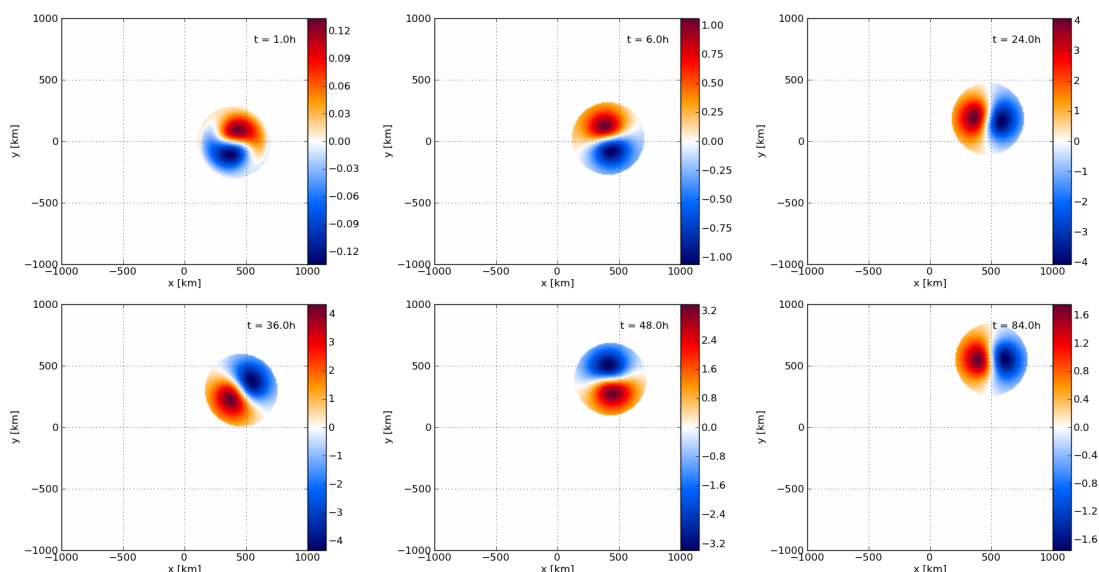


Abb. 4.30: Horizontale Verteilung der Wellenzahl-1-Störungen der potentiellen Temperatur  $\theta$  eines baroklinen Wirbels im Zeitverlauf bei einer Höhe von 3 km für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km in Einheiten von Kelvin.

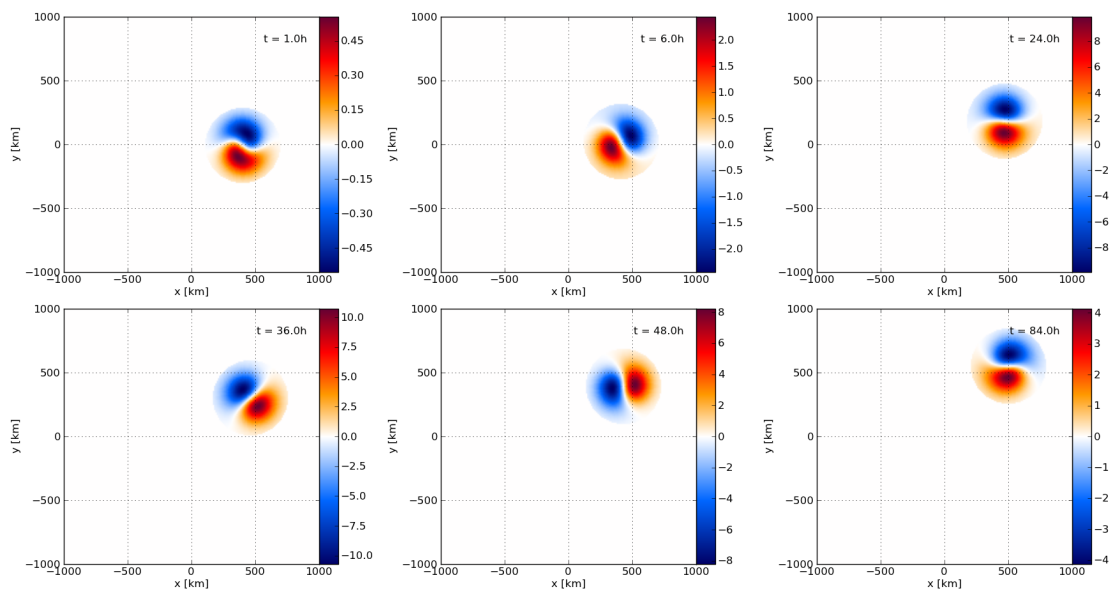


Abb. 4.31: Horizontale Verteilung der Wellenzahl-1-Komponente der Vertikalgeschwindigkeit  $w$  eines baroklinen Wirbels für mehrere Zeitpunkte bei einer Höhe von 3 km für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km in Einheiten von  $10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ .

Höhe von 3 km zu sehen ist. Auch für die Vertikalbewegung ist ab  $t = 1$  h ein Wellenzahl 1-Muster mit Aufsteigen westlich und Absteigen östlich des Wirbelzentrums zu beobachten (Abb. 4.31). Die Abbildung 4.32 zeigt den zeitlichen Verlauf der Maximalwerte der Wellenzahl-1-Komponenten der Temperaturanomalie und der Vertikalgeschwindigkeit für einen baroklinen Wirbel. Das Betragsmaximum der Geschwindigkeitsstörungen nimmt bis  $t = 36$  h auf einen Wert von  $0,11 \text{ m s}^{-1}$  zu, und nimmt anschließend wieder langsam ab,

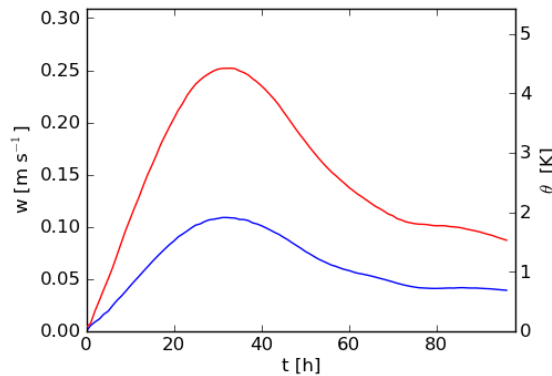


Abb. 4.32: Zeitlicher Verlauf der Maximalwerte der Wellenzahl-1-Störung der potentiellen Temperatur  $\theta$  (rot) und der Wellenzahl-1-Störungen der Vertikalgeschwindigkeit  $w$  (blau) für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km.

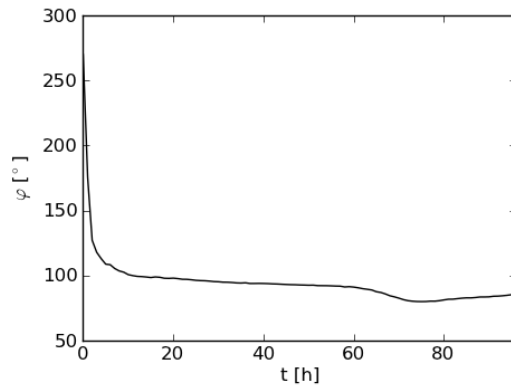


Abb. 4.33: Zeitlicher Verlauf des Winkels der Phasenverschiebung  $\varphi$  zwischen Vertikalbewegung  $w$  und Störungen der potentiellen Temperatur  $\theta$  bei einer Höhe von 3 km für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 800$  km.

bis es nach  $t = 70$  h einen konstanten Wert von ca.  $0,05 \text{ m s}^{-1}$  erreicht. Die Temperaturanomalien bilden sich recht schnell nach Simulationsbeginn aus und erreichen ihr Maximum von  $4,4 \text{ K}$  zum gleichen Zeitpunkt wie die Vertikalgeschwindigkeit. Auch diese nehmen anschließend wieder ab bis auf  $1,5 \text{ K}$  zum Laufzeitende. Die Abnahme gründet sich auf den Rückgang der Neigung des Wirbels (Abb. 4.9 bzw. 4.1). Bei einer verringerten Neigung ist eine geringere Temperaturanomalie zur Bildung des thermischen Windes notwendig, welche durch einen geringeren Vertikalwind erbracht wird. Zwischen Vertikalbewegungen und Temperaturstörungen ist eine Phasenverschiebung festzustellen (Abb. 4.33). Im Einklang mit den Ergebnissen von Jones (1995) und Jones (2000b) beträgt diese Anfangs  $180^\circ$  und nach einer Anpassungsphase von einigen Stunden zwischen  $80^\circ$  und  $100^\circ$ . Da es sich um eine adiabatische Strömung handelt, bewegen sich die Partikel entlang der Isentropen. Die Phasenverschiebung zeigt diese Relativbewegung mit Abgleiten vor den erniedrigten und Aufgleiten in Richtung der erhöhten Isentropen. Zwischen der Neigung des Wirbels und der Orientierung der Störungen der potentiellen Temperatur gibt es einen Zusammenhang

in der Art, dass die Neigung zwischen Boden und 5,5 km Höhe in Richtung der kalten Anomalie, bei der die Isentropen erhöht sind, zeigen. Dies ergibt ein Vergleich zwischen Neigung in Abb. 4.1 und Temperaturanomalie in 4.30. Dementsprechend liegen die Vertikalbewegungen senkrecht zur Neigungsachse.

Die Ausbildung der Vertikalbewegung, die festgestellte Phasenverschiebung zwischen  $w$  und  $\theta$  und der Zusammenhang zwischen der Richtung der Neigung und der Temperaturanomalie sind somit in Übereinstimmung mit Jones (1995) und Jones (2000b).

Die Ausbildung einer Vertikalbewegung kann auch für die anderen Simulationsläufe für  $20^\circ$  Breite beobachtet werden. Die dabei maximal auftretende Geschwindigkeit ist abhängig vom Anfangsabstand  $d_i$ . Je näher sich die Wirbel sind und sich deswegen eine stärkere Neigung ausbildet, desto schneller erfolgt die Ausprägung des Maximalwertes, wobei allerdings nie mehr als  $0,14 \text{ m s}^{-1}$  erreicht werden. Gleiches gilt für den Zeitpunkt und Maximalwert der Temperaturanomalie, der bis zu  $6,8 \text{ K}$  betragen kann.

Auch eine veränderte Penetrationshöhe, wie sie in Kapitel 4.6 diskutiert wurde, hat einen Einfluss auf die Maximalwerte und den zeitlichen Verlauf beider Größen. Weil in diesem Fall eine geringere Neigung des Wirbels auftritt, ist eine etwas geringere Temperaturanomalie notwendig, um den Wirbel auszubalancieren. Damit sind auch die auftretenden Vertikalgeschwindigkeiten geringer. Zusätzlich klingen beide Kurven schneller ab als bei  $\phi_0 = 20^\circ$  (ohne Abb.).

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Beschreibung und Interpretation der Interaktionen dreidimensionaler barokliner Wirbel. Motiviert wurden diese Untersuchungen durch Beobachtungen, dass in der Realität auftretende binäre Systeme tropischer Zyklone vermehrt zu Fehlern in der Vorhersagbarkeit ihrer Zugbahn und Intensitätsentwicklung führen können. Ein verbessertes Verständnis der Dynamik barokliner Wirbel kann dazu beitragen, Fortschritte in der Vorhersagbarkeit zu erzielen. Zu diesem Zweck wurden mit Hilfe eines nichtlinearen, hydrostatischen numerischen Modells Simulationsläufe von Paaren gleichartiger barokliner Wirbel bei variierendem Anfangsabstand  $d_i$  und mehreren geographischen Breiten  $\phi_0$  durchgeführt. Das Modell wurde ohne Umgebungsströmung betrieben. Durch das Einbringen zweier Wirbel agierte jedoch der eine als Umgebungsströmung des jeweils anderen. Aufgrund der vertikalen Struktur des Wirbels wurde zusätzlich eine vertikale Scherung der Umgebungsströmung, wie sie in der Natur beobachtet wird, erreicht. Durch die Beschränkung auf identische Wirbel blieb die Lösung punktsymmetrisch zum Ursprung, was eine erleichterte Auswertung ermöglichte. Der Fokus der Untersuchungen lag auf der Analyse der baroklinen Effekte. Um die Unterschiede zwischen baroklinen und barotropen Merkmalen herauszuarbeiten, wurden auch barotrope Referenzläufe durchgeführt.

Es zeigte sich, dass abhängig von Anfangsabstand  $d_i$ , der geographischen Breite  $\phi_0$  und der Baroklinität die Wirbel miteinander verschmolzen, umeinander kreisten und sich entfernten oder sich sofort voneinander entfernten. Weiterhin unterschieden sich bei gleichem Anfangsabstand die Zugbahnen der baroklinen und barotropen Wirbeln bei sonst gleichen Parametern. Aufgrund der vertikalen Scherung des Horizontalwindes bildete sich eine vertikale Neigung der Achse der baroklinen Wirbel aus. Diese Neigung hatte Einfluss auf die Zugbahn und die Translationsgeschwindigkeit des Wirbels. Es konnte einige Male eine deutliche Richtungsänderung beobachtet werden, weiterhin war die Länge der Zugbahn nach der Laufzeit von 96 Stunden im baroklinen Fall immer geringer als im barotropen. Ferner zeigte die Neigung eine Abhängigkeit zum Anfangsabstand und der geographischen Breite. Der Maximalwert der Neigungsdistanz wurde größer, je kleiner der Anfangsabstand gewählt wurde. Bei höheren geographischen Breitengraden nahm das Maximum der Neigungsdistanz ab.

Für die Analyse der Interaktionen wurden drei verschiedenen Klassen gebildet und aus jeder dieser Klasse für einen Lauf die Entwicklung und Unterschiede zwischen der barotropen und der baroklinen Version diskutiert. Die Interaktionen zwischen den Wirbeln liess sich als

das Zusammenwirken verschiedener barotroper und barokliner Wechselwirkungsmechanismen interpretieren. Die barotropen Mechanismen beinhalten das gegenseitige Umkreisen zweier Zyklone auf einer Kreisbahn, die geradlinige Bewegung von Zyklon und Antizyklon und die gegenseitige Deformation der Zyklone in Folge von horizontaler Scherung. Als barokline Mechanismen sind das Kippen der Wirbelachse bei vertikaler Scherung der Umgebungsströmung und die Ausbildung von Advektion durch horizontal versetzte Vorticityanomalien in übereinanderliegenden Niveaus als Folge der Neigung der Wirbelachse zu nennen. Aufgrund der zeitlichen Beschränkung bei der Bearbeitung des Themas konnte keine Inversion der potentiellen Vorticity innerhalb des Rechengebiets vorgenommen werden. Dies wäre notwendig gewesen, um qualitativ den Einfluss der jeweiligen Mechanismen zu bestimmen.

In die Klasse ‘Separation’ wurden die Simulationsläufe mit  $d_i \geq 700$  km eingeordnet. Es bildeten sich im barotropen wie baroklinen Fall Paare aus Zyklon und Antizyklon, welche sich mit einer geradlinigen Bewegung in süd- bis süd-südwestliche bzw. nord- bis nord-nordöstliche Richtung separierten. Für den baroklinen Fall wurde zusätzlich aufgrund der vertikalen Scherung ein Kippen und anschließendes Präzessionieren der Wirbelachse festgestellt. Die Neigung der Wirbelachse bewirkte ein deutlich sichtbares Abweichen von der barotropen Zugbahn und war mit der Ausbildung einer Schleifenbewegung im mittleren Niveau verbunden. Anschließend verliefen die Zugbahnen beider Fälle jedoch wieder fast parallel, was darauf hindeutete, dass barokline Effekte langfristig keine stärkeren Auswirkungen hervorriefen.

Wirbel mit einem mittleren Abstand  $d_i$  wurden der Klasse ‘Umkreisen’ zugeordnet. Der entscheidende Unterschied zur ‘Separation’ war der deutlich größere Einfluss der baroklinen Effekte auf die Zugbahn. Während die barotropen Wirbel sich nach Südosten bzw. Nordwesten voneinander entfernten, beschrieben die baroklinen Wirbel über einen längeren Zeitraum eine linksgekrümmte Zugbahn und näherten sich auch nicht mehr der baroklinen Zugbahn an. Die Unterschiede zwischen barotroper und barokliner Zugbahn ergaben sich nicht direkt durch den Einfluss der gekippten Wirbelachse, sondern durch eine veränderte relative Lage von Zyklon und Antizyklon, welche durch die obere Vorticityanomalie verursacht wurde. Im Unterschiede zur Klasse ‘Separation’ war die Präzessionsgeschwindigkeit der Wirbelachse aufgrund der stärkeren Scherung verringert. Dadurch bildete sich eine größere Neigungsdistanz aus. Bei allen Läufen dieser Klasse überschritt der Winkel  $\beta$  zwischen Zugbahnrichtung des Wirbels und Richtung der Neigung aber den Schwellwert von  $-90^\circ$ , welcher eine Richtungsänderung der Zugbahn durch den Wechsel von einer nach links lenkenden auf eine nach rechts lenkende Bewegungskomponente durch die obere Anomalie bedeutete. Dieser Vorgang verhinderte das Verschmelzen der Wirbel.

Barotrope wie barokline Wirbel mit einem Abstand  $d_i \leq 520$  km verschmolzen. Dieser Anfangsabstand beschrieb in etwa die doppelten Distanz des Radius der Nullstelle der relativen Vorticity eines Wirbels. Damit konnten qualitativ die Ergebnisse von Shin et al. (2006) nachvollzogen werden, dass es nicht mehr zur Verschmelzung kommen kann, wenn negative Vorticity zwischen barotropen Wirbeln liegt. Je kleiner  $d_i$  war, desto schneller

erfolgte das Einsetzen der Verschmelzung, wobei im baroklinen Fall der Prozess zuerst in den untersten Wirbelregionen einsetzte und sich bis zu einem mittleren Niveau ausbreitete. Der Ablauf des Verschmelzens der barotropen wie baroklinen Wirbel folgte der Beschreibung von Melander et al. (1988) durch die Bildung von Filamenten und den Austausch von positiver Vorticity. Der Abstand  $d_{crit}$ , bei welchem noch Verschmelzen auftrat, war im baroklinen Fall größer als im barotropen und betrug in etwa 560 km bei  $\phi_0 = 20^\circ$ . Dies ließ sich durch die aufgrund der Neigung veränderte Lage von Zyklon und Antizyklon begründen.

Durch Variation der geographischen Breite wurde die Rossbyhöhe  $H_{Rossby}$  verändert. Bei höheren Breiten ergab sich damit eine vergrößerte Rossbyhöhe, was bedeutete, dass der Wirbel stärker vertikal gekoppelt war. Aufgrund der stärkeren Kopplung konnte der Wirbel schneller präzessieren, weswegen der Winkel  $\beta$  schneller den Schwellwert von  $-90^\circ$  erreichte. Dadurch verringerte sich bei höheren Breiten die maximal auftretende Neigung der Wirbelachse. Weiterhin konnte damit gezeigt werden, dass die kritische Distanz abhängig von der geographischen Breite  $\phi_0$  ist, Verschmelzung wurde bei  $\phi_0 = 40^\circ$  nur bis  $d_i \leq 540$  km festgestellt. Zudem wurde für  $d_i = 560$  km ermittelt, dass barokline Wirbel nur bis  $\phi_0 \leq 25^\circ$  verschmelzen und Läufe bei höheren Breiten in die Klasse ‘Umkreisen’ einzuordnen waren.

Zu Laufzeitbeginn gab es weder im barotropen noch im baroklinen Fall eine Sekundärzirkulation. Auf die Ausbildung der vertikalen Neigung der Wirbelachse reagierte der barokline Wirbel mit Temperaturanomalien, um in Balance zu bleiben. Diese Temperaturanomalien wurden durch Vertikalbewegungen erreicht. Temperaturanomalien und Vertikalbewegungen folgten einem Wellenzahl-1-Muster, ferner waren sie nach einer Anfangsphase um ca.  $90^\circ$  phasenverschoben. Die maximal auftretenden Vertikalbewegungen und Temperaturanomalien zeigten eine Abhängigkeit zum Anfangsabstand und zur geographischen Breite. Je größer  $d_i$  war, desto geringer war der Maximalwert der Neigungsdistanz und desto geringer mußte der Maximalwert der Anomalien sein, um den Wirbel auszubalancieren. Bei höherer geographischer Breite waren geringere Temperaturanomalien und Vertikalbewegungen notwendig, weil auch in diesem Fall eine geringere Neigung der Wirbelachse festzustellen war. Diese Beobachtungen entsprechen damit den Ergebnissen aus Jones (1995) und Jones (2000b).

Aus Zeitgründen wurden die Simulationsläufe nur auf einer  $f$ -Ebene betrieben. Nachfolgende Studien könnten daher zusätzlich die Interaktion der Wirbel auf einer  $\beta$ -Ebene betrachten. Weiterhin wurden die Wirbel zu Beginn der Simulation mit einem bestimmten Abstand zueinander in die Mitte des Modellgebiets eingesetzt. Es wäre denkbar, diese Anordnung dahingehend zu modifizieren, dass sich die Wirbel durch eine Umgebungsströmung aus größerem Abstand aufeinander zu bewegen und die daraus folgenden Charakteristiken der Zugbahn mit den hier beobachteten zu vergleichen. Diese Anordnung entspräche der Annäherung tropischer Zyklone in der Realität (Lander und Holland, 1993), zudem würde dadurch die im Anfangszustand zwischen den Wirbeln vorhandene negative Vorticity vermieden.



# Literaturverzeichnis

- Arakawa, A. und V. Lamb, 1977: Computational design of the basic processes of the UCLA general circulation models. *Methods Comput. Phys.*, **17**, 173–265.
- Badey, J., 2010: Interaktion zweier tropischer Wirbelstürme in einem barotropen Modell. Seminararbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- Beckers, M., H. J. H. Clercx, G. J. F. van Heijst, und R. Verzicco, 2002: Dipole formation by two interacting shielded monopoles in a stratified fluid. *Phys. Fluids*, **14** (2), 704–720.
- Brand, S., 1970: Interaction of Binary Tropical Cyclones of the Western North Pacific Ocean. *J. Appl. Meteorol.*, **9** (3), 433–441.
- Chan, J. C. und J. D. Kepert, 2010: *Global Perspectives on Tropical Cyclones: From Science to Mitigation*, Vol. 4. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- Chan, J. C. L., 2005: The Physics of Tropical Cyclone Motion. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **37**, 99–128.
- Chan, J. C. L. und R. T. Williams, 1987: Analytical and Numerical Studies of the Beta-Effect in Tropical Cyclone Motion. Part I: Zero Mean Flow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1257–1265.
- Chang, S. W.-J., 1983: A Numerical Study of the Interactions between Two Tropical Cyclones. *Mon. Weather Rev.*, **111** (9), 1806–1817.
- Dalu, G., 1978: A parametrization of heat convection for a numerical sea breeze model. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **104**, 797–807.
- DeMaria, M., 1985: Tropical cyclone motion in a nondivergent barotropic model. *Mon. Weather Rev.*, **113** (7), 1199–1210.
- DeMaria, M., 1996: The effect of vertical shear on tropical cyclone intensity change. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2076–2087.
- DeMaria, M. und J. C. L. Chan, 1984: Comments on "A Numerical Study of the Interactions between Two Tropical Cyclones". *Mon. Weather Rev.*, **112** (8), 1643–1645.

- Dong, K. und C. J. Neumann, 1983: On the Relative Motion of Binary Tropical Cyclones. *Mon. Weather Rev.*, **111** (5), 945–953.
- Dritschel, D. und D. Waugh, 1992: Quantification of the inelastic interaction of unequal vortices in two-dimensional vortex dynamics. *Phys. Fluids*, **A 4** (8), 1737–1744.
- Emanuel, K., C. Desautels, C. Holloway, und R. Korty, 2004: Environmental Control of Tropical Cyclone Intensity. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 843–858.
- Falkovich, A. I., A. P. Khain, und I. Ginis, 1995: Motion and Evolution of Binary Tropical Cyclones in a Coupled Atmosphere-Ocean Numerical Model. *Mon. Weather Rev.*, **123** (5), 1345–1363.
- Flatau, M., W. H. Schubert, und D. E. Stevens, 1994: The role of baroclinic processes in tropical cyclone motion: The influence of vertical tilt. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2589–2601.
- Fujiwhara, S., 1923: On the growth and decay of vortical systems. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **49** (206), 75–104.
- Gray, W. M., 1968: Global View of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Weather Rev.*, **96** (10), 669–700.
- Haurwitz, B., 1951: The motion of binary tropical cyclones. *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklim.*, **A4**, 73–86.
- Holland, G. J., 1980: An Analytic Model of the Wind and Pressure Profiles in Hurricanes. *Mon. Weather Rev.*, **108** (8), 1212–1218.
- Holland, G. J. und G. S. Dietachmayer, 1993: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. III: Continuous barotropic vortices. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **119** (514), 1381–1398.
- Hoskins, B., 1972: Atmospheric Frontogenesis Models: Mathematical Formulation and Solution. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11–37.
- Hoskins, B., M. McIntyre, und A. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **111** (470), 877–946.
- Jones, S. C., 1995: The evolution of vortices in vertical shear. I: Initially barotropic vortices. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **121** (524), 821–851.
- Jones, S. C., 2000a: The evolution of vortices in vertical shear. II: Large-scale asymmetries. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **126** (570), 3137–3159.
- Jones, S. C., 2000b: The evolution of vortices in vertical shear. III: Baroclinic vortices. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **126** (570), 3161–3185.
- Jones, S. C., 2004: On the Ability of Dry Tropical-Cyclone-like Vortices to Withstand Vertical Shear. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 114–119.

- Jones, S. C. und A. J. Thorpe, 1992: The three-dimensional nature of 'symmetric' instability. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **118 (504)**, 227–258.
- Lander, M. und G. J. Holland, 1993: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. I: Observations. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **119 (514)**, 1347–1361.
- Melander, M., N. Zabusky, und J. MacWilliams, 1988: Symmetric vortex merger in two dimensions: Causes and conditions. *J. Fluid Mech.*, **(195)**, 303–340.
- Press, W. H. H., (Hrsg.) , 2007: *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. 3. ed., Cambridge University Press.
- Prieto, R., B. D. McNoldy, S. R. Fulton, und W. H. Schubert, 2003: A Classification of Binary Tropical Cyclone-Like Vortex Interactions. *Mon. Weather Rev.*, **131**, 2656–2666.
- Ritchie, E. A. und G. J. Holland, 1993: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. II: Discrete vortex patches. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **119 (514)**, 1363–1379.
- Shin, S.-E., J.-Y. Han, und J.-J. Baik, 2006: On the Critical Separation Distance of Binary Vortices in a Nondivergent Barotropic Atmosphere. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **84 (5)**, 853–869.
- Smith, R. K., W. Ulrich, und G. Dietachmayer, 1990: A numerical study of tropical cyclone motion using a barotropic model. I: The role of vortex asymmetries. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **116 (492)**, 337–362.
- Smith, R. K., W. Ulrich, und G. Sneddon, 2000: The dynamics of vortices in vertical shear flow. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **126**, 1–19.
- Valcke, S. und J. Verron, 1997: Interactions of baroclinic isolated vortices: The dominant effect of shielding. *J. Phys. Oceanogr.*, **27 (4)**, 524–541.
- Wang, Y. und G. J. Holland, 1995: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. IV: Baroclinic vortices. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **121 (521)**, 95–126.
- Wang, Y. und G. J. Holland, 1996: Tropical Cyclone Motion and Evolution in Vertical Shear. *Amer. Meteor. Soc.*, **53 (22)**, 3313–3332.
- Waugh, D. W., 1992: The efficiency of symmetric vortex merger. *Phys. Fluids*, **4 (8)**, 1745–1758.



# A. Anhang

## Ergänzungen zur Separation

Die folgende Abbildung A.1 zeigt einen Ausschnitt aus der Zugbahn für die Simulationsläufe 15a/b und 19a/b für  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 700$  km bzw.  $d_i = 900$  km. Wie im diskutierten Fall von  $d_i = 800$  km in Abschnitt 4.3 weist die Zugbahn des baroklinen Wirbels eine Schleifenbewegung im mittleren Niveau auf, welche jedoch für  $d_i = 700$  km kaum ausgeprägt ist. Aufgrund dieser Bewegung nähert sich die Richtung der Zugbahn des baroklinen Wirbels wieder der des barotropen an.

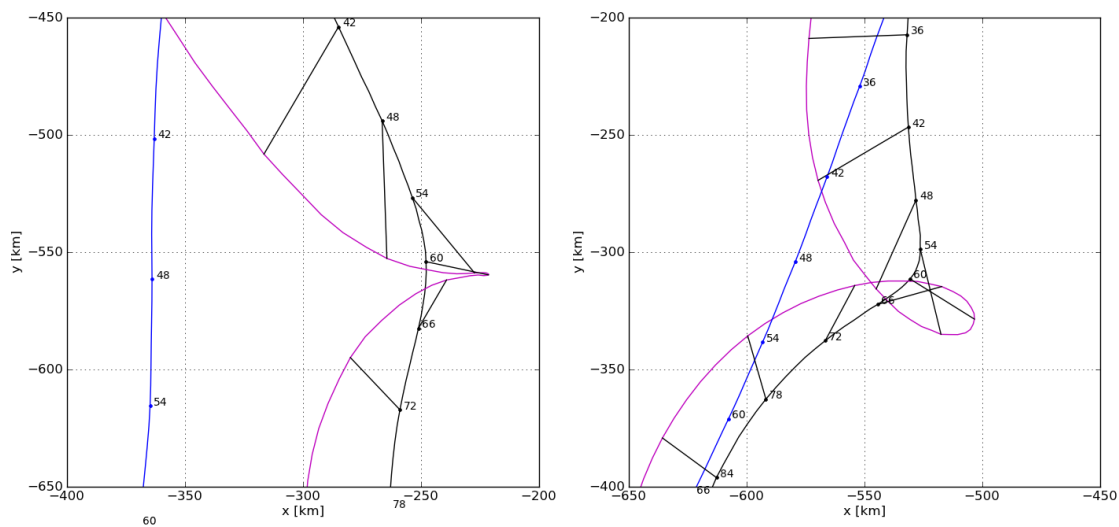


Abb. A.1: Ausschnitt aus der Zugbahn des baroklinen Wirbels für den Zeitraum  $t = 36$  bis  $t = 78$  h. Links:  $d_i = 700$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$ . Rechts:  $d_i = 900$  km und  $\phi_0 = 20^\circ$ .

## Ergänzungen zum Umkreisen

Die nachfolgende Abbildung zeigt einen Ausschnitt aus der Zugbahn des Simulationslaufs 12c mit einer horizontalen Gitterweite von 5 km. Im Vergleich mit der Zugbahn des Laufs 12a (Abb. 4.10) ist für  $z = 0,4$  km Höhe nur für die letzten Stunden eine geringe Abweichung zu erkennen. Der Verlauf der Zugbahn in  $z = 5,5$  km ist geringfügig, insbesondere in den letzten Stunden der Simulation, verschoben. Qualitativ ergeben sich für beide Auf-

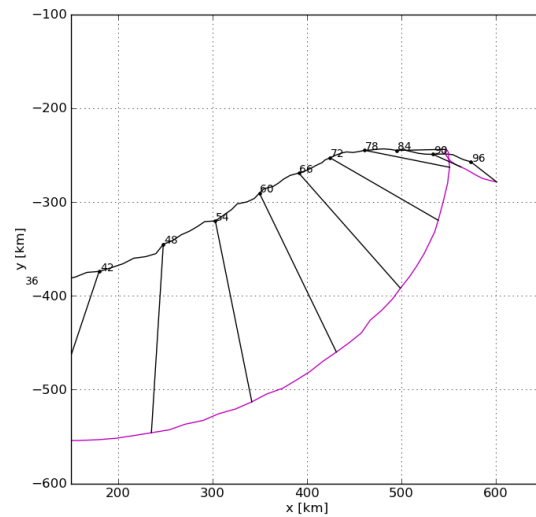


Abb. A.2: Ausschnitt aus der Zugbahn des baroklinen Wirbels ( $z = 0,4$  km in schwarz,  $z = 5,5$  km in magenta) mit  $\phi_0 = 20^\circ$  und  $d_i = 580$  km und einer Gitterweite von 5 km für den Zeitraum  $t = 42$  h bis  $t = 96$  h.

lösungen jedoch die gleichen Ergebnisse.

# Danksagung

Diese Diplomarbeit ist der Abschluss meines Studiums der Meteorologie, welches ich bereits 1995 in Berlin begonnen und 2007 in Karlsruhe wieder aufgenommen habe. Ich möchte mich an dieser Stelle recht herzlich bei all denen bedanken, die mich in den letzten Jahren unterstützt und damit zum Gelingen des Studiums und der Erstellung dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke Prof. Dr. Sarah C. Jones für das Seminar über tropische Wirbelstürme, welches mein Interesse an eben diesen weckte, für die Möglichkeit, in ihrer Arbeitsgruppe zu arbeiten und für die vielen Diskussionen während der Durchführung dieser Arbeit.

Prof. Dr. Klaus Dieter Beheng danke ich für die Übernahme des Korreferates und seine kritischen Anmerkungen während der Korrekturphase.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Leonhard Scheck. Unermütlich hat er mir über die Widrigkeiten von Fortran, Python, Paraview und Unix hinweggeholfen, meine Fragen beantwortet und viele Stunden in die Diskussion der Ergebnisse und meiner Aufarbeitung investiert.

Mein Dank gilt weiterhin meinem Arbeitgeber, der Firma SAP AG, und hierbei insbesondere meinen Vorgesetzten und Kollegen Bernd Jäger, Dr. Frank Linke, Heinz Kagermann und Kolja Ewering. Sie ermöglichten mir die flexible Anpassung meiner Arbeitszeit an die Bedürfnisse der Vorlesungszeit, der Lernphasen und der Diplomarbeit.

Ich danke meinen Kommilitonen, durch welche ich trotz meines Berufslebens erneut ein bisschen Studentendasein genießen konnte. Im letzten Jahr im Diplomandenraum waren dies insbesondere Annette, Joris, Petra, Janina, Julian und Sandra, aber auch Sarah und Louisa.

Viele Freunde haben mich in den vergangenen Jahren darin bestärkt, dieses Studium zu Ende zu führen. Sie haben durch viele lustige Stunden meine häufig knappe Freizeit bereichert. Ich danke dafür besonders Tici und Yvi mit Familien und Gülcin und Thomas mit Familien.

Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich für ihre kontinuierliche Unterstützung, sei es durch aufmunternde Worte, Carepakete, Besuche oder Fach- und populärwissenschaftliche Literatur zum Thema Meteorologie.

Abschließend gilt mein tiefer Dank meinem Partner Albert. Er hat mir mit seiner Liebe und seinem Rückhalt jederzeit in den letzten Jahren das Gefühl gegeben, das Richtige zu tun und mit mir meine Höhen und Tiefen gefeiert und durchlitten. Ich freue mich auf die Geburt unseres Sohnes in wenigen Wochen und unser zukünftiges Familienleben zu dritt.





# 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 30. März 2012

Andrea Richter