
UNTERSUCHUNG DER DYNAMIK VON
ROSSBYWELLENZÜGEN IN DER OBEREN
TROPOSPHÄRE UND DEREN DARSTELLUNG
IN NUMERISCHEN
WETTERVORHERSAGEMODELLEN

Dissertation
zur Erlangung des Grades
“Doktor der Naturwissenschaften”
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

GABRIEL WOLF

geb. in Bad Mergentheim, Baden-Württemberg
Mainz, den 20. April 2016

Tag der mündlichen Prüfung: 01.12.2015

KURZFASSUNG

Die Arbeit befasst sich mit der Dynamik von Rossbywellenzügen in der oberen Troposphäre und deren Darstellung in numerischen Wettervorhersagemodellen.

Für die Darstellung von Rossbywellenzügen wird in dieser Arbeit auf die Methoden der Hilberttransformation des Meridionalwindes (Zimin u. a., 2003, 2006) sowie eines geeigneten Wellenaktivitätsflusses (Takaya und Nakamura, 2001) zurückgegriffen. Diese Methoden werden miteinander verglichen, ihre Vor- und Nachteile herausgearbeitet und eine Modifikation der Methode nach Zimin u. a. (2006) vorgeschlagen. Diese Methoden basieren auf der Annahme, dass Rossbywellenzüge durch beinahe ebene Wellenpakete beschrieben werden können. Allerdings sind Tröge jedoch tendenziell schmaler als Rücken. Es wird gezeigt, dass durch die Anwendung einer semigeostrophischen Koordinatentransformation die Annahme beinahe ebener Wellenpakete wiederhergestellt und dadurch eine verbesserte Darstellung von Rossbywellenzügen möglich ist. Zusätzlich wurde in dieser Arbeit ein Trajektorienprogramm zur zeitlichen Verfolgung von Rossbywellenzügen in Längengrad-Breitengrad-Feldern entwickelt. Die damit darstellbare raumzeitliche Entwicklung verschiedener Rossbywellenzug-Eigenschaften liefert ein noch tieferes Verständnis der Dynamik von Rossbywellenzügen.

Mit Hilfe des Trajektorienprogramms wurde eine Rossbywellenzug-Klimatologie erstellt. Ein Vergleich mit zwei bereits existierenden Klimatologien konnte die Robustheit vorheriger Resultate zeigen. Darüber hinaus wurden zusätzliche Eigenschaften zur Untersuchung von Wellenbrechen und dem Einfluss der Hintergrundströmung eingeführt. Die Darstellung von gemittelten Wellenzug-Eigenschaften als Funktion der normierten Trajektoriendistanz erlaubt aufschlussreiche Einblicke in die verschiedenen Lebensphasen der Rossbywellenzüge (Entstehung, Ausbreitung, Zerfall). Wichtige Informationen lassen sich auch über die Definition geeigneter Rossbywellenzug-Klassen erhalten. Neben einfachen Vorgaben wie der Entstehungsregion (Pazifik, Atlantik, etc.), hohen Amplituden oder minimalen Lebenszeiten, wird in dieser Arbeit auch die Aufteilung nach globalen Strukturindizes (NAO, AO und PNA) untersucht. Der Wellenaktivitätsfluss hat sich als ungeeigneter Größe für die Trajektorienberechnung herausgestellt. Allerdings wird gezeigt, dass dieser mit der Information über die Ausbreitungsrichtung der Wellenzüge, zusätzliche wertvolle Einblicke in das Wellenzug-Verhalten geben kann.

Desweiteren werden in dieser Arbeit objektbasierte Vorhersagefehler von Rossbywellenzügen in den numerischen Wettervorhersagemodell des ECMWF untersucht. Dabei wird explizit auf die Vorteile und Schwierigkeiten objektbasierter Fehlermaße eingegangen. Bei den Untersuchungen konnten systematische Fehler von zu klein, zu schwach und zu weit nach Norden vorhergesagten Wellenzügen ausgemacht werden. Zur Erklärung dieser systematischen Fehler wird eine Hypothese vorgestellt. Die Fehleranalyse wurde zusätzlich auf das Trajektorienprogramm übertragen, wodurch explizit die Vorhersagbarkeit der einzelnen Wellenzug-Lebensphasen untersucht werden kann. Dabei hat sich z.Bsp. gezeigt, dass bei bereits bestehenden und vor allem langlebigen Rossbywellenzügen die Vorhersagbarkeit deutlich erhöht ist.

ABSTRACT

In this thesis the dynamics of upper level tropospheric Rossby wavetrains and their representation in numerical weather forecast models are investigated.

Rossby wavetrain representation is implemented through use of the methods hilbert transform of the meridional wind (Zimin et al., 2003, 2006) and an appropriate wave activity flux (Takaya and Nakamura, 2001). These methods are compared, their respective advantages analyzed and a modification of the method of Zimin et al. (2006) suggested. All these methods ground on the assumption that Rossby wavetrains can be represented by almost-plane waves. However, it is known that troughs tend to be narrower than ridges. It will be shown that through application of a semigeostrophic coordinate transformation, the assumption of almost-plane waves can be reestablished, allowing for an improved representation of Rossby wavetrains. Additionally, a trajectory program was developed for the temporal tracking of wavetrains in latitude-longitude-fields. This representable spatiotemporal evolution of different wavetrain properties aids a deeper understanding of the dynamics of Rossby wavetrains.

Through use of the trajectory program, a trajectory-based climatology of Rossby wavetrains is calculated. A comparison with two other existing Rossby wavetrain climatologies shows the robustness of previous results. Further, additional properties for the investigation of wave breaking and the influence of the background flow were developed. The Rossby wavetrain properties are averaged and plotted as function of their normalized trajectory distance. This novel way to look at wavetrain evolution allows an instructive insight into the different stages of the wavetrain lifecycle (onset, propagation, decay). Useful information about typical wavetrain behaviour were also revealed by the definition of specific classes of Rossby wavetrains. Beside simple choices like regions of onset (Pacific, Atlantic, etc.), high amplitudes or minimum lifetimes, this thesis also investigates the separation by global pattern indices (NAO, AO and PNA). Within the thesis, it became apparent that the wave activity flux is not an appropriate quantity for the calculation of wavetrain trajectories. But it is shown explicitly that the wave activity flux contains additional useful insights into wavetrain behaviour with the information about wavetrain propagation.

Furthermore, object-based forecast errors of Rossby wavetrains in the numerical weather forecast model of the ECMWF are investigated. The advantages and difficulties of such object-based error measures are discussed explicitly. These investigations revealed systematic errors of Rossby wavetrains predicted to occur too small, too weak and slightly too far north. In this thesis a hypothesis for the explanation of these systematic errors is proposed. Further, the error analysis is adapted to the trajectory program. By doing so, it is now possible to investigate how well the different lifestages of Rossby wavetrains (onset, propagation, decay) are represented in the numerical forecast model. This novel error representation illuminates an increase in predictability for already clearly developed and long-lived Rossby wavetrains, while during the onset stage, conversely, a clear reduction in predictability can be observed.

INHALTSVERZEICHNIS

I	GRUNDLAGEN ZU ROSSBYWELLENZÜGEN (RWZ)	1
1	MOTIVATION UND THEORIE ZU ROSSBYWELLENZÜGEN	3
1.1	Definition eines Rossbywellenzugs	3
1.2	Rossbywellenzüge in der Literatur	15
II	GEBRÄUCHLICHE METHODEN ZUR DARSTELLUNG VON RWZ	23
2	HILBERTTRANSFORMATION DES MERIDIONALWINDES	25
2.1	Hilberttransformation entlang eines Breitengrades	26
2.2	Hilberttransformation entlang des Stromlinienfeldes	32
3	WELLENAKTIVITÄTSFLUSS (WAF)-DIAGNOSTIK	51
3.1	Motivation und Literatur zum WAF	51
3.2	Der Wellenaktivitätsfluss nach Takaya und Nakamura (2001) ($F_{\text{TN}01}$)	53
3.3	Berechnung von $F_{\text{TN}01}$	55
3.4	Anwendung des $F_{\text{TN}01}$ auf reale Fälle	62
3.5	Vollständiger dreidimensionaler $F_{\text{TN}01}$	66
4	ZEITLICHE FILTERUNG DES SIGNALS	73
4.1	Methodik der Bandpassfilterung	73
4.2	Untersuchung der Filterbreite für einzelne Zeitreihen	74
4.3	Variation der Filterbreite bei Anwendung auf Rossbywellenzüge	77
III	NEUE METHODEN ZUR DARSTELLUNG VON RWZ	89
5	SEMIGEOSTROPHISCHE KOORDINATENTRANSFORMATION	91
5.1	Motivation und Hintergründe	91
5.2	Methodik	96
5.3	Anwendung der Transformation auf reale Fälle	99
6	TRAJEKTORIENBERECHNUNG VON ROSSBYWELLENZÜGEN	107
6.1	Allgemeines Vorgehen zur Trajektorienberechnung	107
6.2	Rossbywellenzug-Definition über doppelten Schwellenwert	108
6.3	Eigentliche Trajektorienberechnung	113
6.4	Bestimmung charakteristischer Rossbywellenzug-Eigenschaften	128
IV	DYNAMIK VON ROSSBYWELLENZÜGEN	143
7	EIGENSCHAFTEN UND ZUGVERHALTEN VON ROSSBYWELLENZÜGEN	145
7.1	Rossbywellenzug-Klimatologien in der Literatur	145
7.2	Rossbywellenzug-Klimatologie mittels des Trajektorienprogramms	152
8	ZUSÄTZLICHER NUTZEN DES WELLENAKTIVITÄTSFLUSSES	195
8.1	Allgemeine Aussagen über den Nutzen des WAF	195
8.2	WAF für spezielle Rossbywellenzüge	196
V	VORHERSAGEFEHLER VON ROSSBYWELLENZÜGEN	203
9	FEHLERDIAGNOSTIK ZU EINZELNEN ZEITPUNKTEN	205
9.1	Diagnostik zur Berechnung der Rossbywellenzug-Vorhersagefehler	207
9.2	Fehlerdiagnostik zu einzelnen Zeitpunkten	212
9.3	Fehlerdiagnostik als Funktion der Rossbywellenzug-Lebenszeit	225

9.4 Mögliche Ursachen für die systematischen Fehler 240

VI ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK 245

VII ANHANG 257

A LISTE DER VERWENDETEN BEGRIFFE, ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE 259

B ZUSÄTZLICHE ABBILDUNGEN ZU KAPITEL 6 261

C ABBILDUNGEN ZUR RWZ-KLIMATOLOGIE NACH ZIMIN U. A. (2003) 265

LITERATUR 269

ERKLÄRUNG 273

Teil I

THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZU
ROSSBYWELLENZÜGEN

1

MOTIVATION UND THEORIE ZU ROSSBYWELLENZÜGEN

In diesem einführenden Kapitel soll zunächst erklärt werden, worum es sich bei einem Rossbywellenzug handelt. Für eine bessere Veranschaulichung der zugrundeliegenden Konzepte werden zu den Erläuterungen Abbildungen eines realen Rossbywellenzugs angefügt. Bei diesem Rossbywellenzug handelt es sich um einen in der Literatur häufig zitierten Fall, der im Zusammenhang mit der verheerenden Elbeflut im August 2002 auftrat. Dieser Rossbywellenzug wird mehrmals während dieser Arbeit aufgegriffen und deshalb im Folgenden kurz als Elbeflut-Rossbywellenzug bezeichnet. Es sei jedoch betont, dass ein Flutereignis nicht notwendigerweise allein durch einen Rossbywellenzug erklärt werden kann, vielmehr sind dafür zahlreiche unterschiedliche Faktoren notwendig. Derartige Faktoren können zum Beispiel gesättigte Böden, eine bestimmte Zyklonenzugbahn oder Zyklonezuggeschwindigkeit, eine hohe Niederschlagsintensität und -dauer, orographische Effekte oder zahlreiche andere Aspekte sein. Zu Beginn des Abschnitts 1.1 erfolgt eine allgemeine Beschreibung einer Rossbywelle, sowie eine Einführung in das Konzept des Rossbywellenzugs. Am Ende des Abschnitts 1.1 werden das Konzept der quasigeostrophischen Theorie und die wichtigsten Gleichungen für die Beschreibung von Rossbywellenzügen angefügt. In Abschnitt 1.2 befindet sich ein Überblick über die für diese Arbeit relevanten Veröffentlichungen hinsichtlich der Untersuchung von Rossbywellenzügen. Dieser Überblick dient gleichermaßen als Motivation zur Betrachtung von Rossbywellenzügen, da in vielen dieser Veröffentlichungen Fragestellungen zu wetterrelevanten Aspekten bis hin zu Extremwetterereignissen der mittleren Breiten in Verbindung mit Rossbywellenzügen thematisiert werden.

1.1 DEFINITION EINES ROSSBYWELLENZUGS

1.1.1 Allgemeine Beschreibung einer Rossbywelle

Bevor genauer auf den Begriff des Rossbywellenzugs eingegangen wird, beschränken wir uns hier zunächst auf den Begriff der Rossbywelle. Das aktuelle Wettergeschehen wird maßgeblich durch die Strömung in der oberen Troposphäre mitbestimmt. Durch diese Kopplung ist die Dynamik der oberen Troposphäre besonders wetterrelevant.

Die großskalige¹ Dynamik der oberen Troposphäre lässt sich durch die sogenannten Strahlströme veranschaulichen. Dabei handelt es sich um einen thermischen Wind. Es können mehrere Strahlströme existieren, nämlich überall dort, wo starke Temperaturgradienten auftreten. Bei den beiden für diese Arbeit relevanten Strahlströmen handelt es sich um den Polarfront- und Subtropenstrahlstrom. Diese beiden Strahlströme bestimmen maßgeblich das Wetter der mittleren Breiten, wobei der Polarfrontstrahlstrom der mit Abstand relevanteste ist. Die klimatologischen Regionen der Strahlströme sind für den Zeitraum 1980 bis 2010 in Abbildung 1.1 dargestellt.

¹ Großskalig bezieht sich hier von der Größenordnung synoptischer Systeme von 1000 km bis hin zu planetaren Wellen von 10^4 km.

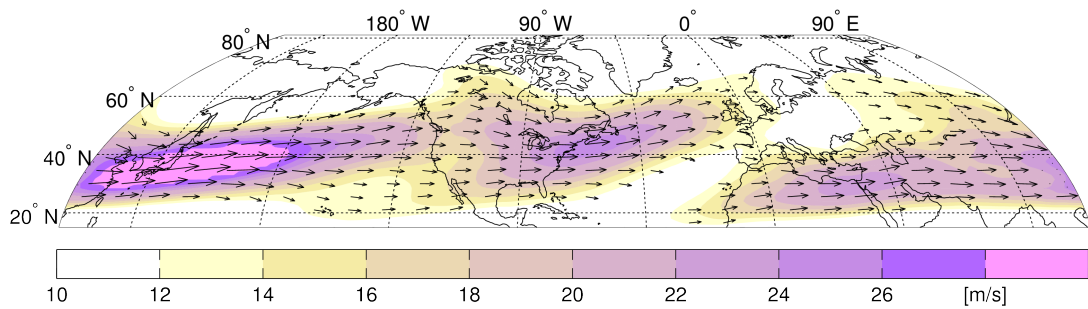


Abbildung 1.1: Zeitlich gemittelte Auftrittsregionen der Strahlströme. Klimatologisches Mittel der zonalen und meridionalen Windgeschwindigkeit auf 300 hPa (schwarze Pfeile) sowie der Betrag der Windgeschwindigkeit als Farbschattierung. Verwendeter Zeitraum umfasst die Jahre 1980 bis 2010.

Der Polarfrontstrahlstrom erstreckt sich vom Westpazifik bis in den Atlantik, wo er eine starke Neigung in nordöstliche Richtung aufweist. Über dem asiatischen Kontinent kommt es zur Ausbildung von zwei Strahlströmen. Der Polarfrontstrahlstrom erstreckt sich über den nördlichen Bereich von Asien, während sich vor allem im Winter bei etwa 30°N ein starker zweiter Strahlstrom ausbildet, der sogenannte Subtropenstrahlstrom. Wie in Abbildung 1.1 ersichtlich, ist über Asien der Subtropenstrahlstrom deutlich stärker als der Polarfrontstrahlstrom, wobei dies bei abschließlicher Betrachtung der Nichtwintermonate relativiert wird.

Der Zustand solcher Regionen mit starken Gradienten ist allerdings nicht sehr stabil, und kleine Störungen entlang des Strahlstrom können zu starken Auslenkungen in meridionaler Richtung führen. Diese Auslenkungen können mehrere 1000 km betragen. Der genaue räumliche Verlauf des Strahlstroms ist für das Wetter von entscheidender Bedeutung, da die Zyklonenzugbahnen im Mittel entlang des Strahlstroms verlaufen. Wie der Abbildung 1.1 zu entnehmen ist, liegt Europa im klimatologischen Mittel im Ausgangsbereich des Strahlstroms. Dadurch ist unser Wetter im Allgemeinen durch eine Abfolge immer wieder von Westen heranziehender Tiefdruckgebiete gekennzeichnet. Ja nach Ausrichtung oder Auslenkung des Strahlstroms kann das Wetter in Europa durch starken Hochdruckeinfluss oder auch von häufig aufeinanderfolgenden durchziehenden Tiefdruckgebieten gekennzeichnet sein. Häufig führt eine meridionale Auslenkung des Strahlstroms zu der Ausbildung einer wellenartigen Struktur des Strahlstroms auf deren stromabwärtsgerichteten² Seite. Eine solche wellenartige Struktur des Strahlstroms stellt eine Rossbywelle dar. Handelt es sich bei der Rossbywelle um ein zonal stark ausge dehntes Objekt im Wellenzahlbereich³ eins bis drei, so wird in dieser Arbeit von einer planetaren Rossbywelle gesprochen.

Bestandteil der Untersuchungen in dieser Arbeit sind jedoch hauptsächlich Rossbywellen mit Wellenzahlen größer als drei. Da die Rossbywelle ein Wellensignal des Strahlstroms mit Auslenkungen in meridionaler Richtung darstellt, lässt sich eine

² Stromabwärtsgerichtete Seite bezeichnet ausgehend von dem Ort der Betrachtung den Bereich in Richtung des Grundstroms, was bei einem Westwind als Grundstrom weiter im Osten bedeutet. Die gegensätzliche Richtung wird als die stromaufwärtsgerichtete Seite bezeichnet.

³ In dieser Arbeit beziehe ich mich auf zonale Wellenzahlen. Die Wellenzahl gibt die Anzahl an Schwingungen der betrachteten Größe (zum Beispiel dem Geopotential) in zonaler Richtung an. Zwei großskalige Tröge über dem Westpazifik und Westatlantik in Verbindung mit zwei großskaligen Rücken über dem Ostpazifik/Nordamerika und Europa stellen ein Signal der Wellenzahl zwei dar. Man kann die auftretenden Anomalien über eine Fouriertransformation stets in die Anteile mit bestimmten Wellenzahlen unterteilen.

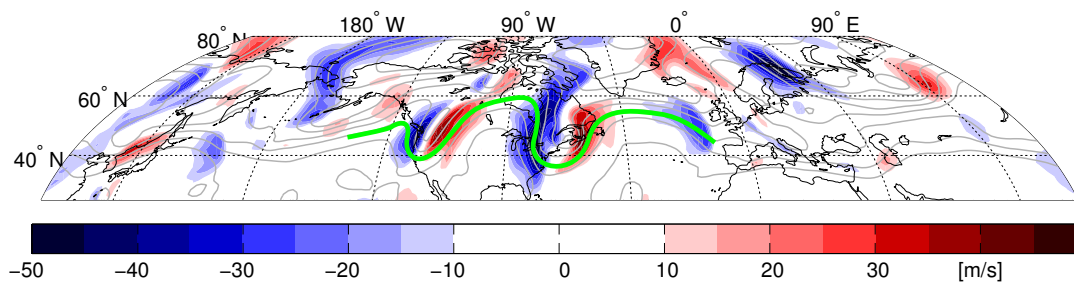


Abbildung 1.2: Visualisierung einer Rossbywelle mittels Meridionalwind oder Geopotential. Momentaufnahme der oberen Troposphäre auf 300 hPa vom 07.08.2002 12 UTC. In Rot und Blau ist das meridionale Windfeld (Rot positive Werte, Blau negative Werte) dargestellt, die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturen alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ zwischen 8.8 und $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). Die per Hand eingezeichnete grüne Linie veranschaulicht die Rossbywelle etwas deutlicher.

solche Rossbywelle anschaulich durch das meridionale Windfeld darstellen. Alternativ könnte man das Wellensignal auch über das Geopotential darstellen, welches nach der geostrophischen Balance (Gleichgewicht zwischen der Corioliskraft und Druckgradientkraft) mit dem Windfeld (zumindest den balancierten Anteil davon) im direkten Zusammenhang steht. Zur Veranschaulichung eines solchen Wellensignals sind diese Größen in Abbildung 1.2 für den Fall des Elbeflut-Rossbywellenzugs dargestellt. Die per Hand eingezeichnete grüne Linie veranschaulicht die Wellenstruktur der Rossbywelle (eigentlich Rossbywellenzug, aber auf diese Unterscheidung werde ich später genauer eingehen), welche entlang einer Geopotentialisolinie verläuft. An den Flanken der meridional ausgelenkten Geopotentialanomalien erkennt man abwechselnd positive und negative Werte im Meridionalwind (rote und blaue Farbschattierungen). Diese Anomalien im meridionalen Windfeld stellen ein sehr anschauliches Wellensignal aus abwechselnd auftretenden Nord- und Südwinden dar.

Das mathematische Konzept zur Beschreibung von Rossbywellen basiert auf der Linearisierung der Bewegungsgleichungen. Dabei werden die jeweiligen meteorologischen Größen (χ) in Hintergrund ($\bar{\chi}$) und Anomalie ($\chi' = \chi - \bar{\chi}$) unterteilt. Bei der Ausbildung einer Rossbywelle kommt es, wie bereits erwähnt, zu einer Auslenkung des Strahlstroms. Die Gesamtströmung wird dann unterteilt in eine Wellenstörung und einer weiterhin bestehenden Hintergrundströmung. Diese Hintergrundströmung, entlang derer sich die Welle ausbreitet, werde ich deshalb als Wellenleiter⁴ bezeichnen. Die Aufteilung der Strömung in Hintergrund und Störung hat sich zur Beschreibung von Wellensignalen in der Atmosphäre als sehr nützlich erwiesen. Allerdings ist in Realität nicht vollständig klar was den Hintergrund und was die Welle darstellt. Je nach angewandter Methode kommt es zu leicht unterschiedlichen Aufteilungen und unter Umständen sogar zu leicht unterschiedlichen Resultaten. Aus diesem Grund gehe ich in Teil II explizit auf die hier verwendete Aufspaltung ein.

⁴ Der Begriff des Wellenleiters wird nicht eindeutig verwendet. An der Universität von Bern stellt die Welle im PV-Bild (nähere Informationen zu der PV Diagnostik in Unterabschnitt 1.1.4) den Wellenleiter selber dar, bzw. der Bereich des stärksten Gradienten. Das Konzept dahinter ist die Eigenschaft der PV, die Strömung und damit die Dynamik der Welle selbst zu bestimmen.

Die Ausbildung eines Wellensignals als Folge einer Störung, wie auch die Ausbreitung eines Wellensignals an sich, kann anschaulich über die Erhaltung der absoluten Wirbelstärke erklärt werden. Im vereinfachten barotropen⁵ Fall ist diese durch

$$q = f + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v} ,$$

gegeben, wobei f den Coriolisparameter, $\mathbf{v} = (u, v, 0)^T$ den horizontalen Wind und \mathbf{k} den Einheitsvektor in der vertikalen Richtung angibt. Der erste Term beschreibt den planetaren Anteil der absoluten Wirbelstärke. Der Coriolisparameter

$$f = 2 \Omega \sin(\varphi)$$

nimmt mit zunehmender geographischer Breite (φ) zu; Ω gibt die konstante Winkelgeschwindigkeit der Erde an. Der zweite Term gibt die sogenannte relative Wirbelstärke an.

Bei der absoluten Wirbelstärke handelt es sich um eine materielle Erhaltungsgröße (unter konservativen Bedingungen). Ein Luftpaket dessen relative Wirbelstärke zum Anfangszeitpunkt Null ist, wird sich in einer Westwindströmung ungestört von West nach Ost bewegen. Erfolgt zusätzlich eine Auslenkung dieses Luftpakets nach Norden oder Süden, ändert sich der planetare Anteil der absoluten Wirbelstärke. Auf Grund der materiellen Erhaltung muss sich zwangsläufig auch die relative Wirbelstärke ändern. Die Erzeugung der relativen Wirbelstärke sorgt dafür, dass das Luftpaket wieder in seinen Ausgangszustand und darüber hinaus zurückgelenkt wird. Diese kontinuierliche Umwandlung von planetarer in relative Wirbelstärke und umgekehrt verursacht eine Wellenbewegung in meridionaler Richtung (Rossby, 1940). Die über diesen Mechanismus erzeugte Wellenbewegung definiert eine Rossbywelle.

1.1.2 Diagnostik der potentiellen Wirbelstärke

Bevor auf den Begriff des Rossbywellenzugs eingegangen wird, beschreibe ich kurz die Diagnostik der potentiellen Wirbelstärke (PV⁶). Mit dieser Diagnostik lässt sich das Konzept von Rossbywellen und der Rossbywellenausbreitung sehr anschaulich darstellen. Die PV, oder genauer die Ertel PV, ist gegeben durch

$$PV = \frac{1}{\rho} \zeta \cdot \nabla \Theta ,$$

wobei ρ die Dichte, Θ die potentielle Temperatur und

$$\zeta = \nabla \times \mathbf{u} + 2 \mathbf{\Omega}$$

die absolute Wirbelstärke bezeichnet, welche sich aus dem relativen ($\nabla \times \mathbf{u}$) und dem planetaren Anteil ($2 \mathbf{\Omega}$) zusammensetzt. \mathbf{u} stellt den dreidimensionalen Windvektor dar und $\mathbf{\Omega}$ den Vektor der Erdrotation. Auf der synoptischen Skala dominiert die vertikale Komponente der PV. Die vertikale Komponente der absoluten Wirbelstärke entspricht der von uns vorher definierten barotropen Wirbelstärke q . Die materielle Erhaltung

$$\frac{DPV}{Dt} = \frac{\partial PV}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla PV = 0$$

⁵ Man spricht von barotrop, wenn die Dichte nur eine Funktion des Druckes ist und nicht von der Temperatur abhängt. Im Fall barotroper Wellenausbreitung handelt es sich um rein horizontal ausbreitende Wellen, deren Struktur sich in der vertikalen Richtung nicht ändert.

⁶ PV ist die gebräuchliche Abkürzung für die englische Bezeichnung „potential vorticity“.

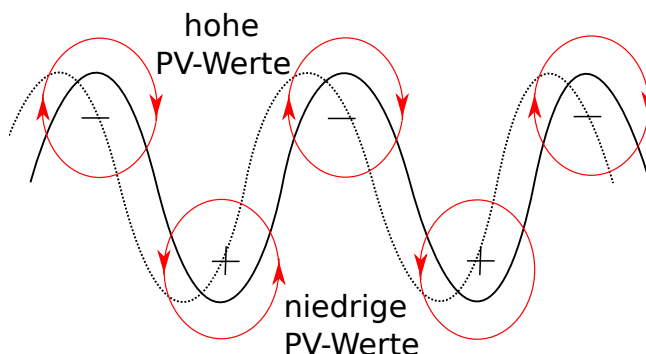


Abbildung 1.3: Darstellung einer Rossbywelle mittels PV Diagnostik. Die schwarze durchgezogene Linie stellt ein Wellensignal mit abwechselnd positiven (+) und negativen (-) Anomalien dar. Rote Konturlinien mit Pfeilen geben die mit den positiven Anomalien verbundenen zyklonalen und mit den negativen Anomalien verbundenen antizyklonalen Windfelder an. Diese Windfelder führen zu einer selbstinduzierten Westverschiebung des Wellensignals. Dies ist angedeutet durch die gepunktete schwarze Linie, welche die Welle zu einem späteren Zeitpunkt darstellt.

macht die PV zu einer dynamisch besonders relevanten Größe. Aus der Kenntnis der PV-Verteilung lässt sich die balancierte Strömung berechnen (Invertibilitätsprinzip). Mittels der Strömung lässt sich dann auf Grund der materiellen Erhaltung durch Advektion die PV zu dem neuen Zeitpunkt bestimmen, aus der dann erneut das balancierte Windfeld zu diesem Zeitpunkt bestimmt werden kann. Das Wellensignal im PV-Bild mit den durch die PV-Anomalien verknüpften Windfeldern ist in [Abbildung 1.3](#) schematisch dargestellt.

1.1.3 Beschreibung eines Rossbywellenzugs

[Abbildung 1.2](#) eines realen Beispielfalls hebt einen wesentlichen Unterschied zu der schematischen Skizze einer Rossbywelle in [Abbildung 1.3](#) hervor. In der Realität handelt es sich nicht um unendlich ausgedehnte Wellensignale, sondern um lokal begrenzte Wellenpakete. Ein Wellenpaket enthält eine gewisse Anzahl von positiven und negativen Anomalien, deren Amplituden ausgehend vom Ort maximaler Intensität abnehmen. Schematisch ist dieses Konzept der [Abbildung 1.4](#) zu entnehmen. Eine derartige Amplitudenabnahme lässt sich durch die Überlagerung von ebenen Wellen mit leicht unterschiedlichen Frequenzen erhalten. Durch die leicht unterschiedlichen Frequenzen kommt es auf den Seiten maximaler Überlagerung (dem Maximum des Wellenpakets) zu einer zunehmenden Phasenverschiebung zwischen den sich überlagernden ebenen Wellen. Diese Phasenverschiebung bewirkt eine destruktive Interferenz, welche zu dem Amplitudenrückgang im Wellenpaket führt. Die sich durch die Überlagerung ergebende Welle weist eine mittlere Frequenz der sich überlagernden ebenen Wellen auf. Eine ebene Welle mit einer solchen mittleren Frequenz wird als die sogenannte Trägerwelle des Wellenpakets bezeichnet. Anstelle der Beschreibung des Wellenpakets mittels der Überlagerung ebener Wellen mit unterschiedlichen Frequenzen, lässt sich das Wellenpaket also auch anschaulich

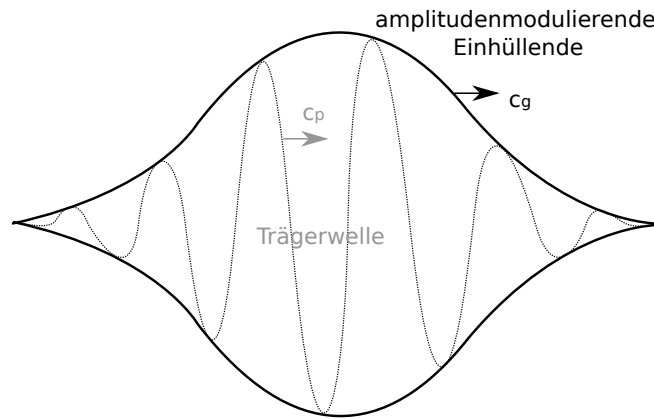


Abbildung 1.4: Schematische Skizze eines beinahe ebenen Wellepakets. Die einzelnen Phasen der Trägerwelle bewegen sich mit der Phasengeschwindigkeit c_p , während sich die Gruppe mit der Geschwindigkeit c_g ausbreitet. Im Allgemeinen sind diese beiden Geschwindigkeiten nicht identisch. Das Konzept der Gruppenausbreitung ist der schematischen Skizze in [Abbildung 1.5](#) zu entnehmen.

über die amplitudenmodulierte Trägerwelle beschreiben. Bei der Amplitudenmodulation handelt es sich um eine Einhüllendenfunktion, welche die Stärke der Amplitude der Trägerwelle vorgibt. Die Phasengeschwindigkeit (c_p) gibt an, mit welcher Geschwindigkeit sich die einzelnen Phasen (Anomalien) der Welle ausbreiten, während die Gruppengeschwindigkeit (c_g) die Geschwindigkeit des Wellenpakets als Ganzes angibt. Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit weisen im Allgemeinen unterschiedliche Werte auf.

1.1.4 Stromabwärtsgerichtete Entwicklung

Die üblicherweise vorhandenen Unterschiede in den Werten der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der Welle ist eine wichtige Eigenschaft der in dieser Arbeit untersuchten Rossbywellenzüge. Das Konzept der Gruppenausbreitung ist der schematischen Skizze in [Abbildung 1.5](#) zu entnehmen. Wie im Fall der Rossbywelle ([Abbildung 1.3](#)) sind die Anomalien innerhalb des Wellenpaketes mit einem Windfeld verbunden, welches wie bereits beschrieben, zu einer intrinsischen Westwärtsverschiebung der Welle führt. Dieser intrinsischen Westwärtsverschiebung ist die Verschiebung der Welle auf Grund des Grundstroms überlagert. Im Fall der uns interessierenden Strahlströme, ist dies eine generell stärkere Ostverschiebung. Überlagert man dieser Ostverschiebung die intrinsische Westwärtsverschiebung, erhält man häufig eine etwas reduzierte Ostverlagerung, wie es auch in der schematischen Skizze von [Abbildung 1.5](#) angedeutet ist.

Im Unterschied zum Ausbreitungsmechanismus einer Rossbywelle existieren für einen Rossbywellenzug an dessen Rändern keine weiteren Anomalien, auf welche das mit den Anomalien verknüpfte Windfeld der Randanomalien wirken kann. Auf der stromabwärtsgerichteten Seite verursacht das Windfeld der Randanomalie eine neue Anomalie mit entgegengesetztem Vorzeichen. Dieser Prozess der Entstehung neuer Anomalien wird als stromabwärtsgerichtete Entwicklung bezeichnet. Diese

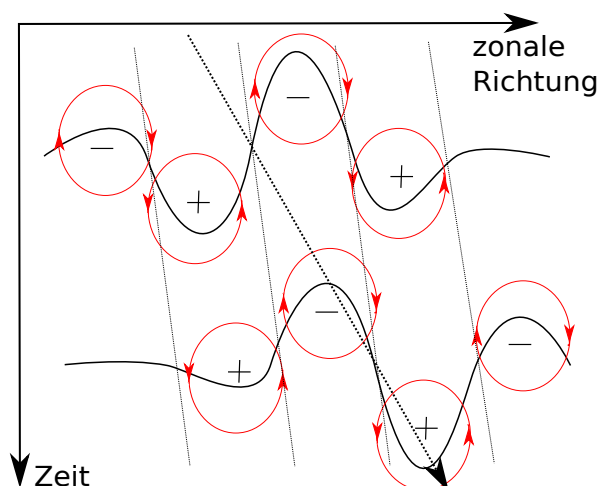


Abbildung 1.5: Schematische Skizze zur Gruppenausbreitung eines sich in einer Westwindströmung befindenden Rossbywellenzugs. Im oberen Bereich der Abbildung ist der Rossbywellenzug zu einem bestimmten Zeitpunkt gegeben. Darunter ist derselbe Rossbywellenzug zu einem späteren Zeitpunkt dargestellt. Die dünnen gestrichelten Linien geben die Ausbreitungsgeschwindigkeit der sich nach Osten (rechts) ausbreitenden Phasen (Anomalien) an (je geringer die Neigung, desto größer die Phasengeschwindigkeit). Der intrinsischen Westwärtsverschiebung ist eine stärkere Ostverschiebung durch die Hintergrundströmung überlagert, deshalb breiten sich die Phasen hier nach Osten aus. Die Gruppe bewegt sich mit der durch den dicken gestrichelten Pfeil angegebenen Geschwindigkeit. Auf Grund der Entwicklung neuer Anomalien auf der stromabwärtsgerichteten Seite ist diese Geschwindigkeit ungleich (größer) als die der einzelnen Phasen.

führt dazu, dass die Gruppengeschwindigkeit üblicherweise größer ist als die Phasengeschwindigkeit.

Um dieses Konzept der stromabwärtsgerichteten Entwicklung auch für einen realen Fall zu veranschaulichen, soll erneut der Elbeflut-Rossbywellenzug betrachtet werden. Dazu stelle ich diesen Rossbywellenzug in einem Hovmöllerdiagramm dar. Bei dieser Darstellung wird die komplette raumzeitliche Information auf zwei Dimensionen reduziert, indem der Meridionalwind zu jedem Zeitpunkt in meridionalen Richtung über einen zu wählenden Breitengradbereich gemittelt wird. Damit kann das dreidimensionale Signal (Breitengrad-Längengrad-Zeit) auf zwei Dimensionen (Längengrad-Zeit) reduziert werden. Das Resultat ist in [Abbildung 1.6](#) zu sehen. Die fast vertikal ausgerichteten Phasenlinien im Hovmöllerdiagramm (rote bzw. blaue Farbflächen) deuten die geringen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der einzelnen Phasen an. Daneben ist jedoch zu erkennen, dass auf der stromabwärtsgerichteten Seite des Rossbywellenzugs immer wieder neue Phasen initialisiert werden. Der Rossbywellenzug als Gruppe weist deshalb eine deutlich höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit als die einzelnen Phasen auf. Hervorgehoben ist dies durch die eingefügte grüne Linie im Hovmöllerdiagramm.

1.1.5 Rossbywellenzug-Brechen

Bisher wurde der lineare Ausbreitungsmechanismus von Rossbywellen und Rossbywellenzügen erläutert. In der Realität führen jedoch Nichtlinearitäten oder sonstige Wechselwirkungen, wie zum Beispiel diabatische Heizquellen, häufig zu Störungen

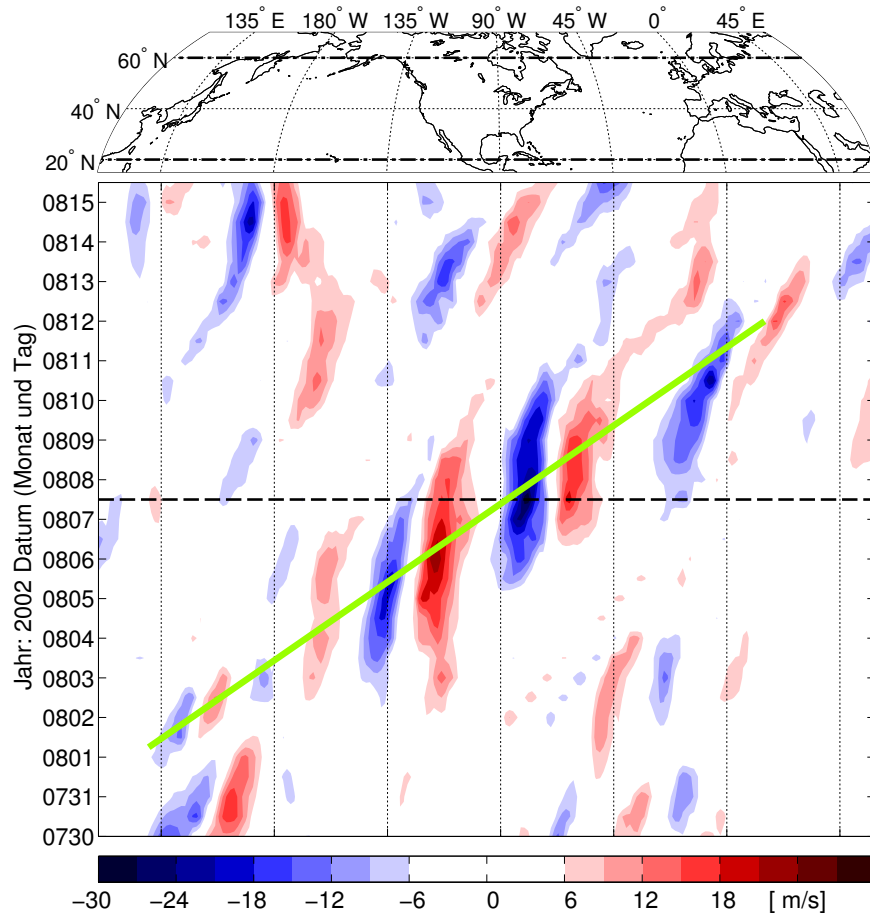


Abbildung 1.6: Veranschaulichung der stromabwärtsgerichteten Entwicklung anhand des Hovmöllerdiagramms für den Zeitraum des Elbeflut-Rossbywellenzugs. In Farbschattierung ist das meridionale Windfeld dargestellt. Vor Erzeugung des Hovmöllerdiagramms wurden alle Werte betragsmäßig kleiner als 10 ms^{-1} auf Null gesetzt und dann zwischen 20° N und 60° N (im oberen Teil der Abbildung durch die gestrichpunkteten Linien angedeutet) gemittelt. Die horizontale gestrichelte Linie im Hovmöllerdiagramm gibt den Zeitpunkt des Rossbywellenzugs an, zu dem dieser in Abbildung 1.2 dargestellt ist. Die handgezeichnete grüne Linie zeigt den sich stromabwärts entwickelnden Rossbywellenzug. Zur besseren Orientierung, welcher zonale Bereich des Globus dargestellt ist, ist oberhalb der Hovmöllerdiagramme der zugehörige Kartenausschnitt dargestellt.

in dem beschriebenen vereinfachten Ausbreitungsmechanismus. Starke nichtlineare Prozesse können sogar zum abrupten Zerfall des Rossbywellenzugs führen. Erfährt eine Anomalie innerhalb des Rossbywellenzugs eine starke meridionale Auslenkung, bei gleichzeitig geringer zonaler Ausdehnung, so kann diese Anomalie leicht instabil werden und sich auch durch das eigene mit der Anomalie verbundene Windfeld von der Welle abtrennen. Im Fall eines solchen nichtlinearen Vorgangs kann es auch häufig zum Zerfall des gesamten Rossbywellenzugs kommen.

Ein äußerst wetterrelevantes Beispiel in Verbindung mit brechenden Rossbywellenzügen ist die Abschnürung eines Höhentiefs von einem stark ausgelenkten Höhentrog. Dieser Vorgang ist auch am Ende der Lebenszeit des in der Abbildung 1.6 gezeigten Elbeflut-Rossbywellenzugs der Fall. Der Prozess des Wellenbrechens ist dort allerdings nicht ausschließlich durch die starke Auslenkung des Höhentrogs verursacht, sondern wahrscheinlich vor allem durch einen stationären Rücken über Europa. Dieser Rücken ist verknüpft mit einem diffluenten Ausströmen der Hintergrundsströmung über dieser Region. Der Vorgang des Wellenbrechens ist in den drei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten zwischen dem 08.08.2002 00 UTC und dem 12.08.2002 12 UTC in Abbildung 1.7 dargestellt. In Abbildung 1.7 (a) erkennt man einen stark ausgebildeten Rossbywellenzug (angedeutet durch die grüne Linie), welcher an seiner stromabwärtsgerichteten Seite bei etwa 10°O einen neuen Trog initialisiert (Abbildung 1.7 (b)). Zu diesen Zeitpunkten befindet sich der Rossbywellenzug noch in einer starken zonalen Hintergrundsströmung, die in Abbildung 1.7 durch die schwarzen Pfeile angedeutet ist. Man erkennt die noch relativ ungestörte Ausbreitung des Rossbywellenzugs nach Osten. Allerdings erreicht der Rossbywellenzug bereits den Bereich des diffluenten Ausströmens der Hintergrundsströmung (zwischen 20°W und 0°W), in dem eine ungestörte lineare Ausbreitung nach Osten nicht weiter möglich ist. Der Trog erstreckt sich in diesem Bereich weit nach Süden und es setzt das Abschnüren eines Höhentiefs ein, das sich wenig später vollkommen vom Höhentrog löst (bei etwa (20°O , 50°N) in Abbildung 1.7 (c)). Das Wellensignal ist zu diesem Zeitpunkt kaum noch erkennbar.

1.1.6 Mathematische Beschreibung einer Rossbywelle

In diesem Unterabschnitt wird die quasigeostrophische Theorie vorgestellt, welche unterschiedlichen Methoden zur Beschreibung von Rossbywellenzügen zugrunde liegt. Die Beschreibung dieser Theorie ist hier relativ ausführlich gehalten, da sie die Grundlage der Methoden in Teil II darstellt und dadurch mit den vorgestellten Annahmen die Grenzen der Anwendbarkeit dieser Theorie andeutet. In Kapitel 5 werde ich genauer auf eine Begrenzung dieser Theorie zur Beschreibung von Rossbywellenzügen eingehen. Darüber hinaus werde ich in Kapitel 5 eine Modifikation der Methoden aus Teil II vorstellen, mit der die Limitierung der quasigeostrophischen Theorie bei der Beschreibung realer Rossbywellenzüge zum Teil behoben werden kann. Zudem wird in diesem Unterabschnitt, ausgehend von der quasigeostrophischen Theorie, die Herleitung der wichtigen Dispersionrelation für Rossbywellen aufgezeigt. Die Dispersionrelation beinhaltet die raumzeitliche Beschreibung dieser Wellen. Ausgehend von der Dispersionrelation lässt sich die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der Wellen als Funktion ihrer räumlichen Struktur ableiten.

QUASIGEOSTROPHISCHE THEORIE:

Die quasigeostrophische Theorie ist eine Theorie, welche die langsam veränderliche

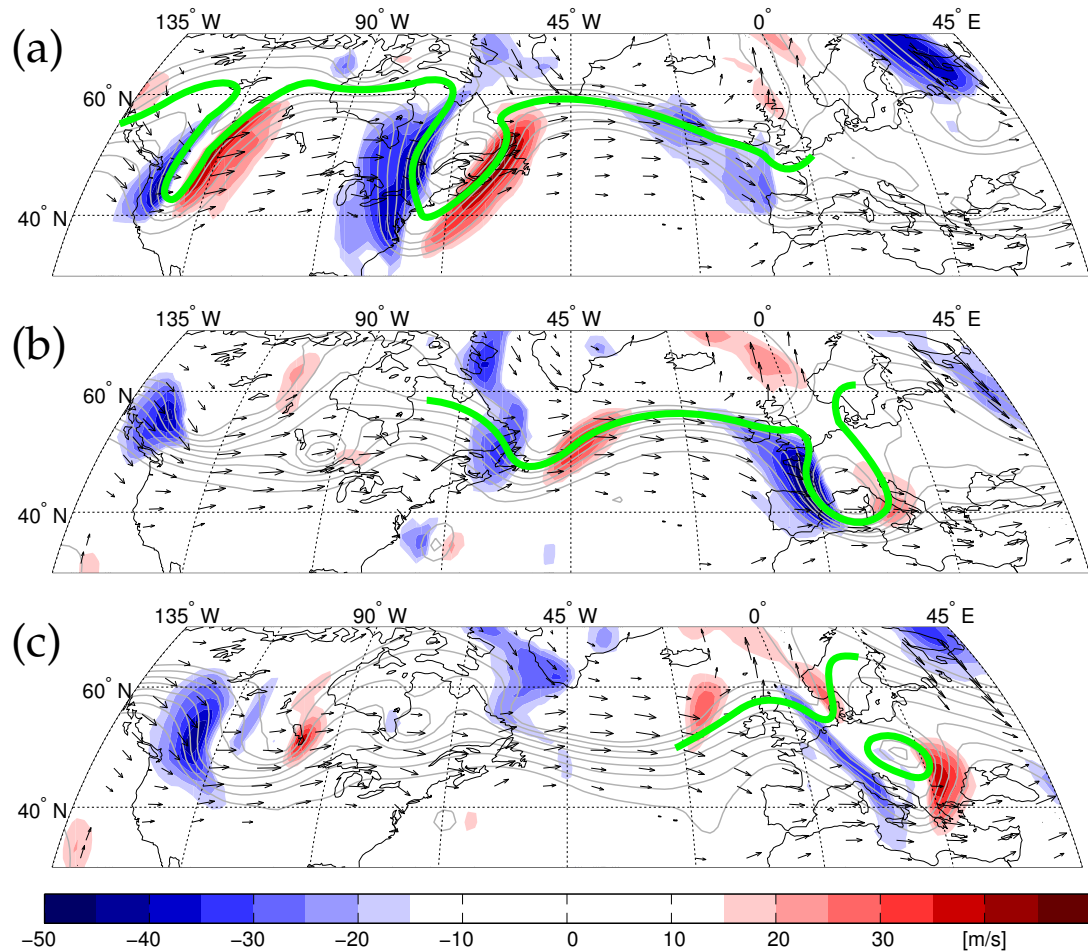


Abbildung 1.7: Zeitliche Entwicklung des über Europa brechenden Elbeflut-Rossbywellenzugs. Momentaufnahmen des Elbeflut-Rossbywellenzugs vom 08.08.2002 00 UTC (a), 11.08.2002 00 UTC (b) und 12.08.2002 12 UTC (c). In rot und blau ist das meridionale Windfeld (rot positive Werte, blau negative Werte) dargestellt, die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturen alle $0.05 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ zwischen $9.05 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). Pfeile geben die Hintergrundströmung (30 Tage Tiefpassfilter) oberhalb von 10 m s^{-1} an. Die per Hand eingezeichnete grüne Linie veranschaulicht den Rossbywellenzug.

balancierte Strömung beschreibt. Es müssen a priori ein paar Vorgaben für die zu untersuchenden Strömungen getroffen werden. Dadurch erhält man ein vereinfachtes Gleichungssystem, welches die wesentlichsten Aspekte der Strömung beinhaltet. Die quasigeostrophische Theorie geht von der Annahme einer kleinen Rossby-Zahl aus. Die Rossby-Zahl

$$Ro = \frac{U}{f_0 L} ,$$

ist das Verhältnis von Strömungseigenschaften wie der typischen Stärke des horizontalen Windes (U), der typischen horizontalen Längenskala zu untersuchender Systeme (L) sowie der Erdrotation, gegeben durch den Coriolisparameter f_0 . Bei der Betrachtung typischer synoptischer Systeme liegen diese Größen in der Ordnung von $U \approx 10 \text{ m s}^{-1}$, $L \approx 1000 \text{ km}$ und $f_0 \approx 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Damit ergibt sich eine Rossby-Zahl in der Ordnung von 10^{-1} , was als sehr viel kleiner als 1 angenommen werden kann ($Ro \ll 1$). Die Resultate aus den vereinfachten quasigeostrophischen Gleichungssystem sind dann nur für Systeme mit ausreichend kleinen Rossbyzahlen

gültig. Die in den Gleichungen auftretenden Variablen (χ) werden in dimensionslose Größen (χ^*) und strömungstypische Größenskalen (X) aufgespaltet, wobei

$$\chi = \chi^* X, \text{ mit } \chi \in \{u, v, \Theta, \dots\}.$$

Die dimensionsbehafteten typischen Strömungswerte werden in den Gleichungen als Rossby-Zahl zusammengefasst. Zudem werden die darin auftretenden Variablen (χ^*) in einer asymptotischen Reihe ($\chi^* = \chi_0^* + \chi_1^* Ro + \chi_2^* Ro^2 + \mathcal{O}(Ro^3)$) entwickelt und in das Gleichungssystem eingesetzt. Das daraus resultierende Gleichungssystem wird dann nach den unterschiedlichen Potenzen in den Rossby-Zahl-Termen sortiert. Verwendet man nur die Nullte Ordnung der Rossby-Zahlen, so ergibt sich das stationäre Gleichungssystem der geostrophisch balancierten Strömung. Der Wind ist in diesem System über den Gradienten des Geopotentials gegeben. Dieses Gleichungssystem erlaubt jedoch keine zeitliche Entwicklung der Strömung. Für die tatsächliche Wetterentwicklung ist die Abweichung der Strömung von der rein balancierten Strömung von essentieller Bedeutung. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, geht man bei der quasigeostrophischen Theorie eine Ordnung in der Potenz der Rossby-Zahl höher (Ordnung eins), wodurch man weitere Gleichungen erhält. Die Abweichung des Gesamtwindes vom balancierten Wind ist durch den sogenannten ageostrophischen Wind gegeben. Die zusätzlichen Gleichungen der nächsthöheren Rossby-Zahl-Ordnung erlauben es, die sich zeitlich langsam verändernde balancierte Strömung zu beschreiben. Daher kommt der Name der Quasigeostrophie. Im Prinzip wird das geostrophisch balancierte System beschrieben, doch im Gegensatz zu der reinen geostrophischen Beschreibung erlauben die quasigeostrophischen Gleichungen auch eine Betrachtung der zeitlich langsamen Variation der geostrophischen Größen.

Der Vollständigkeit halber werden hier auch die weiteren Annahmen erwähnt, mittels derer man die quasigeostrophischen Gleichungen erhält. Das ist zum einen die Annahme, dass die horizontale strömungstypische Längenskala der Größenordnung des Deformationsradiuses

$$L_R = \frac{NH}{f}$$

entspricht, wobei H die mittlere Höhe der Strömungsschicht und N ein Maß für die Schichtung (Auftriebsfrequenz) ist. Der Deformationsradius gibt die Distanz an, bei der Rotationseffekte in etwa gleich relevant wie die Schichtungseffekte sind. Im Fall des vereinfachten Flachwassermodells⁷ ist der Rossby-Deformationsradius über das Verhältnis der Geschwindigkeit von Schwerewellen zu dem Coriolisparameter gegeben ($L_R = \sqrt{gH}/f_0$, mit g der Erdbeschleunigung). Der Term \sqrt{gH} beschreibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schwerewellen im Flachwassersystem. Daraus kann man abschätzen, wie lange die Schwerewellen brauchen, strömungstypische Längenskalen zurückzulegen. Der Deformationsradius kann also als das Verhältnis unterschiedlicher Zeitskalen betrachtet werden. Er beschreibt das Verhältnis zwischen der Zeitskala von Effekten der Erdrotation ($1/f_0$) und der typischen Zeitskala von Schichtungseffekten über die Distanz strömungstypischer Längenskalen. Bei strömungstypischen Längenskalen, die viel kleiner als der Deformationsradius sind, überwiegen die Schichtungseffekte. Umgekehrt überwiegen bei Längenskalen,

⁷ Beim Flachwassermodell handelt es sich im Prinzip um das einfachste Modell welches neben balancierte auch unbalancierte Strömungen zulässt. Es wird hier nicht weiter auf dieses Modell eingegangen, da damit nur die Formulierung des Rossby-Deformationsradiuses beschrieben werden soll.

die viel größer als der Deformationsradius sind, die Rotationseffekte. Die Annahme über die horizontale strömungstypische Längenskala verlangt also, dass in der quasigeostrophischen Theorie Rotationseffekte etwa gleichbedeutend zu Schichtungseffekten sind.

Eine weitere Annahme besteht darin, dass die Variation des Coriolisparameters klein ist. Die Variation des Coriolisparameters ist dabei über die strömungstypische Längenskala zu berücksichtigen, also $|\Delta f L| \ll |f_0|$. Diese Annahme besagt, dass die Variation der Rotationseffekte auf strömungstypischen Längenskalen keinen großen Einfluss hat. Dadurch können die Rotationseffekte, die durch die meridionale Variation des Coriolisparameters induziert wurden, innerhalb der Tröge und Rücken als gleichbedeutend angenommen werden.

Die letzte Annahme besagt, dass die Zeit advektiv zu skalieren ist. Damit ist gemeint, dass die typische Zeitskala dem Verhältnis von typischer Längenskala zu typischer Strömungsgeschwindigkeit entspricht. Für die bereits angegebenen Skalen entspricht das einer typischen Zeitskala von etwas mehr als einem Tag.

Mittels der getroffenen Annahmen lässt sich die quasigeostrophische Wirbelstärke

$$q = f + \nabla^2 \psi + \frac{f_0^2}{p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$$

herleiten (Gleichung (3) aus Takaya und Nakamura (2001)). Dabei ist p der auf 1000 hPa normierte Druck und ψ die Stromfunktion, welche sich aus dem Verhältnis von Geopotential Φ zum Coriolisparameter $2 \Omega \sin(\phi)$ ergibt. z beschreibt die vertikale Koordinate in log p -Koordinaten ($z = -H \log(p)$).

HERLEITUNG DER DISPERSIONSRELATION:

In Abbildung 1.5 wurde das Konzept der Gruppenausbreitung eines Rossbywellenzugs veranschaulicht. Phasen- und Gruppenausbreitung sind wichtige charakteristische Eigenschaften der Welle. Für das Konzept der Gruppenausbreitung wird angenommen, dass die Wellenzahlen der Anomalien innerhalb des Rossbywellenzugs nicht stark variieren. Außerdem wird von der WKB-Annahme ausgegangen. Bei dieser wird angenommen, dass sich bei einer Welle der Form $\psi = \hat{\psi}(x, y, t) \cos(\Phi(x, y, t))$ die Amplitude der Einhüllenden des Rossbywellenzugs $\hat{\psi}$ in Raum und Zeit sehr viel weniger ändert als die Amplitude der Phase Φ . Es soll also

$$\frac{1}{\hat{\psi}} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial s} \ll \frac{\partial \Phi}{\partial s}$$

gelten, wobei $s \in \{x, y, t\}$. Ist diese Annahme erfüllt, kann man von einem beinahe ebenen Wellenpaket sprechen. Auf kurzer räumlicher oder zeitlicher Distanz erscheint die Amplitudenschwingung der Trägerwelle wie die einer ebenen Welle. Über eine größere räumliche Distanz betrachtet, sorgt die amplitudenmodulierende Einhüllende jedoch dafür, dass die Amplitude des Wellenpakets auf Null zurückgeht.

Für die Herleitung der Dispersionrelation nehme ich der Einfachheit halber eine rein zonale Hintergrundsströmung an ($\mathbf{u} = (u_0, 0, 0)^T$). Ausgangspunkt ist die linearisierte Form der materiellen Erhaltung der quasigeostrophischen PV

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) q' + v' q_{0y} = 0 . \quad (1.1)$$

Für die quasigeostrophische Stör-PV gilt (Gleichung (6) aus Takaya und Nakamura (2001)):

$$q' = \nabla^2 \psi' + \frac{f_0^2}{p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) .$$

Es wird ein Wellenansatz gemacht für eine ungestörte ebene Welle in x-Richtung der Form

$$\psi'(x, y, z, t) = \hat{\psi}(y, z) \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \exp(i(kx + ly + mz - \omega t)) ,$$

wobei $\hat{\psi}$ eine Amplitudenfunktion des Wellensignals angibt, welche nur von der meridionalen und vertikalen Richtung abhängig ist. Diesen Ansatz setzen wir nun in Gleichung 1.1 ein, nehmen den Stabilitätsparameter N^2 als konstant an und erhalten damit die Dispersionrelation

$$\omega = u_0 k - \frac{q_{0,y} k}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)} \quad (1.2)$$

für quasigeostrophische Rossbywellen. Dabei wurde der WKB-Ansatz verwendet, mittels dem die räumlichen Ableitungen der Amplitudenfunktion ($\hat{\psi}$) gegenüber den Phasen vernachlässigt werden können.

PHASEN- UND GRUPPENGESCHWINDIGKEIT:

Ausgehend von der Dispersionsrelation (Gleichung (1.2)) lässt sich die Phasengeschwindigkeit durch Teilen mit der jeweiligen Wellenzahl ($c_p^{(x)} = \omega/k$) und die Gruppengeschwindigkeit über die Ableitung der Dispersionsrelation nach der jeweiligen Wellenzahl ($c_g^{(x)} = \partial\omega/\partial k$) bestimmen.

Für die Phasengeschwindigkeit ergibt sich demnach

$$c_p^{(x)} = u_0 - \frac{q_{0,y}}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)} , \quad (1.3)$$

für die Gruppengeschwindigkeit

$$\begin{aligned} c_g^{(x)} &= u_0 + \frac{q_{0,y} \left(k^2 - l^2 - \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\right)}{\left(k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\right)^2} \\ &= c_p^{(x)} + \frac{q_{0,y} 2k^2}{\left(k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\right)^2} . \end{aligned} \quad (1.4)$$

Für den üblichen Fall eines positiven meridionalen Gradienten in der quasigeostrophischen Hintergrunds-PV resultiert, dass die Gruppenausbreitung immer größer ist als die Phasenausbreitung.

1.2 UNTERSUCHUNG VON ROSSBYWELLENZÜGEN IN DER LITERATUR

Der stromabwärtsgerichtete Transport von Wellenenergie innerhalb eines Rossbywellenzugs erfolgt schneller als der Transport von Energie durch wandernde synoptische Systeme (Grazzini und Lucarini, 2010). Für die Wettervorhersage ist das

Konzept des schnellen Energietransports über Wellenzüge daher besonders relevant. Der Ursprung des Prozessverständnisses von Rossbywellen in der Atmosphäre geht auf Rossby (1939) zurück. Einen wichtigen Beitrag zur visuellen Darstellung solcher Wellen sowie der stromabwärtsgerichteten Entwicklung lieferte Hovmoeller (1949) mittels der bereits vorgestellten Hovmöllerdiagramme.

Die weiterhin bestehende Bedeutung zur vertieften Untersuchung von Rossbywellenzügen kann neben der exponentiellen Zunahme wissenschaftlicher Veröffentlichungen⁸ auch die Aussage des Thorpex⁹-Mitbegründers Melvyn Shapiro beim Eröffnungsvortrag an der World Weather Open Science Conference 2014 in Montreal angefügt werden: In diesem Eröffnungsvortrag unterstrich Melvyn Shapiro das mögliche Potential von Rossbywellenzügen für eine verbesserte Wettervorhersage. Diese Wellenzüge bestehen teilweise deutlich länger als eine Woche und weisen eine starke Kopplung mit synoptischen Systemen (Tiefdruckgebiete, etc.) auf. Es besteht daher die Hoffnung, mit Hilfe dieser langlebigen Wellenzügen das zu erwartende Wetter oder gar sich entwickelnde Extremereignissen deutlich früher zu erkennen, als das bisher möglich ist.

In den folgenden Unterkapiteln werde ich auf einige wichtige Veröffentlichungen eingehen, die sich mit der Bedeutung von Rossbywellenzügen für das Wetter, für die Vorhersage in den mittleren Breiten und Klimatologien von Rossbywellenzügen befassen.

1.2.1 Bedeutung von Rossbywellenzügen für das Wetter und der Vorhersage in den mittleren Breiten

Aus der sehr großen Anzahl von Veröffentlichungen zu Rossbywellen, möchte ich mich hier auf die für diese Arbeit relevantesten Veröffentlichungen beschränken. In Simmons und Hoskins (1979) wird das Konzept der stromaufwärts- und stromabwärtsgerichteten Entwicklung von Rossbywellenzügen vorgestellt und untersucht. Die Autoren in Orlanski und Chang (1993) behandeln im Detail sowohl die stromabwärtsgerichtete (und stromaufwärtsgerichtete) Entwicklung, als auch die zugrundeliegenden dynamischen Details. So ist in stark baroklinen Regionen die barokline Umwandlung zum Anwachsen von Anomalien der Hauptbeitrag, während die Bedeutung der baroklinen Umwandlung in den Regionen der Zyklonenzugbahnen außerhalb der stark baroklinen Regionen stark abnimmt. Die Hauptursache für das stromabwärtsgerichtete Anwachsen von Anomalien liegt wesentlich im sogenannten ageostrophischen geopotentiellen Fluss (einem Flussanteil in der Gleichung der Eddiekinetischen Energie). Dieser stellt solange eine Quelle an kinetischer Energie zur Verfügung bis die anwachsende Anomalie die Stärke der stromaufwärtsgelegenen Anomalie erreicht, von der diese ausgebildet wurde. Für lange Zeiträume nach Anwachsen der Anomalien nimmt die Bedeutung der baroklinen Umwandlung als Beitrag zur Ausbildung der Anomalie zu, steht dann aber bereits nicht mehr im Zusammenhang mit der Wachstumsphase der Störung.

⁸ Eine einfache Inhaltssuche nach dem Begriff Rossby wave für den Bereich Meteorologie und Atmosphärenwissenschaften unter <http://apps.webofknowledge.com> ergibt für folgende Jahrzehntezeiträume die angegebene Anzahl an Veröffentlichungen: 1960-1969: 8, 1970-79: 34, 1980-89: 87, 1990-99: 566, 2000-09: 1078, 2010-14 (Stand 29.9.2014): 741.

⁹ Thorpex steht für „The Observing system Research and Predictability Experiment“. Dabei handelt es sich um ein internationales Forschungsprogramm zur Verbesserung der Vorhersage von Extremwetterereignissen im Zeitraum von einem Tag bis hin zu zwei Wochen.

Von besonderer Relevanz ist der Zusammenhang zwischen Rossbywellenzügen in der oberen Troposphäre und der Ausbildung von Tiefdrucksystemen in der unteren Troposphäre. Sanders (1986) zeigt die Bedeutung der Präsenz eines Troges in der oberen Troposphäre für die Ausbildung einer starken Bodenzyklone. Für die Intensität der Zyklogenese ist die räumliche Beziehung von Bodentiefdrucksystem und Trog in der oberen Troposphäre von besonderer Bedeutung. Bekanntermaßen kommt es trogvorderseitig zu einer unterstützten vertikalen Hebung, wodurch Zyklogenese unterstützt wird. In Sanders (1986) wurden speziell Zyklonen im westlichen und mittleren Bereich des Nordatlantiks untersucht. Zum Teil sind die notwendigen Tröge über Nordamerika zur Unterstützung der westatlantischen Zyklogenese Teil eines vom Pazifik her propagierenden Rossbywellenzugs. Das verleiht der Untersuchung von Rossbywellenzügen besondere Bedeutung. In Chang und Yu (1999) und Chang (1999) werden grundlegende Eigenschaften von Rossbywellenzügen untersucht, unter anderem die Abschätzung von Gruppengeschwindigkeiten, Rossbywellenzug-Zugbahnen oder typische Wellenzahlen und Lebenszeiten von Rossbywellenzügen. In Chang und Yu (1999) wird speziell der nordhemisphärische Winter untersucht, in Chang (1999) werden Unterschiede in den Jahreszeiten und zwischen Nord- und Südhemisphäre betrachtet.

Ein statistischer Zusammenhang zwischen starken Bodenzyklonen und Rossbywellenzügen in der oberen Troposphäre in den Wintermonaten wird in Chang (2005) und Wirth und Eichhorn (2014) gezeigt. In Chang (2005) wird der Zusammenhang von Rossbywellenzügen mit Bodenzyklonen über dem Pazifik untersucht, während in Wirth und Eichhorn (2014) der Fokus auf Bodenzyklonen über Europa liegt. Beide Veröffentlichungen zeigen, dass einer starken Bodenzyklone über dem untersuchten Gebiet auch im statistischen Sinne ein Rossbywellenzug stromaufwärts vorausgeht. Darüber hinaus zeigen sowohl Chang (2005) als auch Wirth und Eichhorn (2014), dass die Existenz eines starken Rossbywellenzugs die Häufigkeit von starken Bodenzyklonen im stromabwärtsgerichteten Bereich des Rossbywellenzugs in den darauf folgenden Tagen stark erhöht. Dieser umgekehrte Zusammenhang (Rossbywellenzug als Ausgangspunkt der Untersuchung) ist für die Vorhersagbarkeit von Extremwetterereignissen noch relevanter. Bodenzyklonen mit tiefen Bodendruckwerten sind jedoch noch kein gutes Indiz für Extremwetter. Extremwetterrelevante meteorologische Variablen wären zum Beispiel Niederschlag oder Starkwind in bodennahen Schichten, welcher durch einen starken Gradient im Druckfeld gegeben ist, aber nicht durch dessen absolute Werte. Der statistische Zusammenhang von Extremniederschlägen über der Alpensüdseite zu vorauslaufenden Rossbywellenzügen wird in Martius u. a. (2008) gezeigt. Darin wird auch die saisonale Abhängigkeit von Extremniederschlägen und diesen Ereignissen vorauslaufenden Rossbywellenzügen untersucht. Während der Trog stromaufwärts des Extremniederschlagsereignisses in den Sommermonaten scheinbar direkt vor Ort entsteht, ist besonders im Winter und Herbst ein vorauslaufender Rossbywellenzug bis in den Pazifik zurückzuverfolgen. Als möglicher Grund für die Auslösung der Rossbywellenzügen werden große Gebiete mit diabatischem Heizen im Westpazifik vermutet. Eine weitere Verstärkung im späteren Verlauf des Rossbywellenzug-Lebenszyklus im Bereich des Atlantiks kann ebenfalls durch überdurchschnittlich starkes diabatisches Heizen verursacht werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt von Rossbywellenzügen ist der in Shutts (1983) beschriebene Mechanismus zur Erhaltung von Blockadehochsituationen. Die zugrundeliegende Blockadesituation ist durch eine negative PV Anomalie im Norden einer

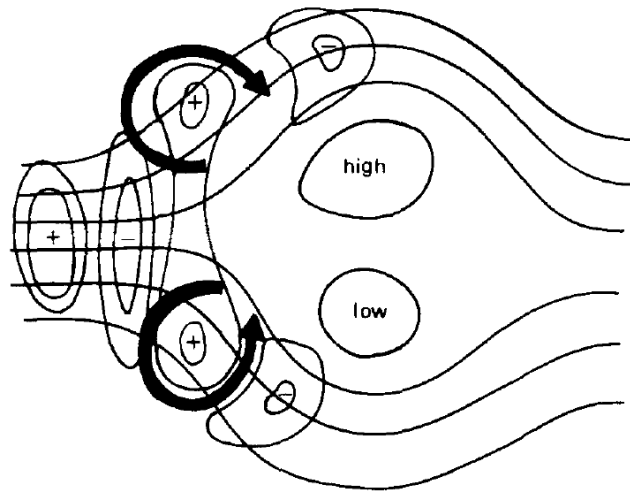


Abbildung 1.8: Mechanismus zur welleninduzierten Verstärkung eines Blockadehochs. Abbildung 1 aus Shutts (1983). Dargestellt ist der Deformationsprozess von PV-Anomalien, welche in einen sich teilenden Strahlstrom hineinwandern. Die dicken Pfeile geben den zugehörigen Antrieb in der Wirbelstärke an.

positiven PV Anomalie gekennzeichnet. Ein derartiges Gebilde ist in der Lage die westliche Hintergrundströmung zu blockieren und sich durch die eigens induzierte Strömung am selben Ort festzusetzen. Um die Stationarität gegenüber Dissipationsprozessen aufrecht zu erhalten, ist aber eine zusätzliche Verstärkung der PV Anomalien notwendig. In Shutts (1983) wird beschrieben, wie ein solcher Verstärkungsmechanismus über einen, gegen das Blockadegebilde wandernden, Rossbywellenzug möglich ist. Der Mechanismus ist in Abbildung 1.8 dargestellt. Trifft der Rossbywellenzug auf das Blockadegebilde, kommt es zur Streckung der Anomalien innerhalb der Welle in meridionaler Richtung und zu einer damit einhergehenden Stauchung in zonaler Richtung. Die Stauchung der Enstrophie in zonaler Richtung sorgt innerhalb der Anomalien für eine verstärkte Dissipation. Ausgehend von der Enstrophiegleichung wird gezeigt, dass dies wiederum zu einem Fluss an Enstrophie gegen den PV Hintergrundgradienten führt. Es erfolgt also ein Fluss an negativer Enstrophieanomalie nach Norden, bzw. positiver Enstrophieanomalie nach Süden. Dieser Antrieb ist in Abbildung 1.8 durch die dicken Pfeile angegeben. Dieser Fluss wird als heuristische Begründung für die Erhaltung des Blockadegebildes verwendet.

In Nakamura u. a. (1997) wurde in einer Kompositstudie¹⁰ der Aufbau von Blockadehochs untersucht. Im Fall der pazifischen Blockadehochs konnte für eine bestimmte geographische Region gezeigt werden, dass deren Aufbau auf die Konvergenz von wandernden Wellen an der stromaufwärtsgerichteten Seite des Blockadehochs zurückgeführt werden konnte. Dies entspricht dem Mechanismus, der in Shutts (1983) beschrieben wird. Für die atlantischen Blockadehochs war dies nicht klar erkennbar. Dort wurde der Aufbau des Blockadehochs hauptsächlich auf eine

¹⁰ Bei einem Komposit handelt es sich um eine Mittelung über mehrere Fälle mit einer gemeinsamen Eigenschaft. So kann es sich bei der gemeinsamen Eigenschaft um ein Blockadehoch über Europa handeln. Es werden dann alle Tage aus dem verfügbaren Datensatz mit dieser Eigenschaft ausgewählt und darüber gemittelt. Das Komposit soll dann gemeinsame Eigenschaften dieser Tage offen legen. Neben dem Blockadehoch könnte eine gemeinsame Eigenschaft ein vorausgehender Rossbywellenzug über dem Atlantik sein. Dies würde dann zeigen, dass vorauslaufende Rossbywellenzüge relevant für den Aufbau von Blockadehochs sind.

quasistationäre planetare Welle zurückgeführt. Im Fall des einleitenden Zerfalls eines Blockadehochs konnte gezeigt werden, dass dieser durch die Aussendung von Wellensignalen eingeleitet werden kann. Diese Wellensignale erhalten ihre Energie aus dem Blockadehoch. Für den Zerfall des Blockadehochs muss aber mehr Energie durch Wellen aus dem Blockadehoch heraustransportiert werden, als durch Konvergenz auf der stromaufwärtsgerichteten Seite des Blockadehochs hinzugefügt wird. Die Aussagen der Aufbauprozesse eines Blockadehochs können allerdings nicht verallgemeinert werden, da die Bedeutung von wandernden Wellensignalen im Gegensatz zu den quasistationären planetaren Wellen vom geographischen Ort der Komposituntersuchung abhängen könnte. Es konnte jedoch der nichtvernachlässigbare Beitrag von konvergierenden wandernden Wellen an der stromaufwärtsgerichteten Seite des Blockadehochs sowohl für den Atlantik als auch den Pazifik bestätigt werden. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass in bestimmten Fällen, wie im Fall des Komposits für die Pazifikregion, die konvergierenden wandernden Wellen den dominanten Mechanismus zum Aufbau des Blockadehochs darstellen können.

Das Brechen von Wellen ist ein weiterer wichtiger Aspekt. Stark anwachsende Amplituden (meridionale Auslenkung) innerhalb des Rossbywellenzugs erhöhen die Wahrscheinlichkeit des Wellenbrechens. Das Wellenbrechen ist ein stark nicht-linearer Prozess und deshalb auch schwer vorherzusagen. In Gabriel und Peters (2008) werden die möglichen Brechvorgänge eines Rossbywellenzugs vorgestellt und untersucht. Dabei wird sowohl zwischen der Neigung der Anomalien (westwärts oder ostwärts) als auch zwischen der Richtung der anwachsenden instabilen Anomalien (polwärts oder äquatorwärts) unterschieden. Eine Klimatologie zu Wellenbrechereignissen in der Nordhemisphäre wurde kürzlich eingereicht (Schneidereit und Peters, 2015).

1.2.2 Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen

Ein exemplarisches Beispiel eines schlecht vorhergesagten Extremwetterereignisses ist die Elbeflut 2002. Im Nachhinein wurde gezeigt, dass den extremen Niederschlägen ein langlebiger Rossbywellenzug vorausging. In Shapiro und Thorpe (2004) wurde der Fall des Elbeflut-Rossbywellenzugs verwendet, um auf Grund der Langlebigkeit dieses vorauslaufenden Rossbywellenzugs die Möglichkeit zu einer längerfristigen Vorhersagbarkeit solcher Ereignisse zu motivieren. In Glatt und Wirth (2014) wurde der Elbeflut-Rossbywellenzug genutzt, um die Sensitivität einer automatisierten Rossbywellenzug Identifikationsmethode zu untersuchen. Mit dieser automatisierten Rossbywellenzug Identifikationsmethode wurde zusätzlich die Vorhersagbarkeit des Elbeflut-Rossbywellenzugs im GME-Modell¹¹ in Abhängigkeit der Vorhersagezeit untersucht. Dabei wurde eine Vorhersagbarkeit dieses speziellen Rossbywellenzugs für einen Vorhersagezeitraum von 5 – 6 Tagen angegeben. Dies liegt deutlich unter den Erwartungen aus Shapiro und Thorpe (2004). Für eine korrekte Vorhersage des Elbeflut-Rossbywellenzugs wird in Glatt und Wirth (2014) festgestellt, dass der Rossbywellenzug am Tag der Vorhersage bereits bestehen muss, um eine ausreichend lange Vorhersagbarkeit zu erreichen. Das erscheint plausibel, da der im Theorieteil angegebene Ausbreitungsmechanismus eines vorhandenen Wellensignals bereits gut mittels linearer Theorie beschrieben werden kann. Damit sollten die Vorhersagemodelle keine zu großen Schwierigkeiten

¹¹ Das GME ist das ehemals operationelle globale numerische Vorhersagemodell des deutschen Wetterdienst, welches mittlerweile durch ICON ersetzt wurde.

haben. Allerdings wird bei der automatischen Rossbywellenzug Identifikationsmethode nach Glatt und Wirth (2014) die Existenz des Rossbywellenzugs über einen willkürlichen Schwellenwert festgelegt. Es ist in der Realität aber keinesfalls klar, ab wann ein Rossbywellenzug als existierend angenommen werden kann, um diesen ausreichend genau vorhersagen zu können.

Die Dynamik des Elbflut-Rossbywellenzugs wurde in Enomoto u. a. (2007) genauer untersucht. Darin wird auch ein Grund für die schlechte Niederschlagsvorhersage des Elbflutereignisses gegeben. Die Autoren sehen den Grund in der Wechselwirkung eines Tropensturms mit dem Rossbywellenzug. Es ist nicht immer der Fall, dass die großen Skalen die kleineren beeinflussen oder auslösen, wie das zum Beispiel im Fall der Zyklongenese im Bereich der Trogvorderseite ist. Umgekehrt kann auch ein synoptisches System den größerskaligen Rossbywellenzug beeinflussen (Riemer und Jones, 2014). Ein möglicher Mechanismus einer solchen umgekehrten Beeinflussung ist zum Beispiel der indirekte diabatische Effekt des divergenten Ausströmens auf Tropopausenniveau oberhalb des Bodentiefdrucksystems. Dieses Ausströmen kann zu einer stärkeren Rückenbildung innerhalb des Wellenzugs führen, was im Fall des Elbflut-Rossbywellenzugs letztendlich für das Brechen des Rossbywellenzugs mit anschließender Bildung eines abgeschnürten Höhentiefs verantwortlich gewesen sein könnte (Enomoto u. a., 2007). Das Höhentief war maßgeblich bestimmend für die Stationarität einer Bodenzyklone über Europa mit anhaltenden starken Regenfällen.

Wie im Fall des Elbflut-Rossbywellenzugs ist die Vorhersage von einsetzendem Wellenbrechen auch im Allgemein äußerst schwierig. Es ist allerdings auch ohne den erschwerenden Faktor des Wellenbrechens nicht klar, wie gut Rossbywellenzüge an sich vorhergesagt werden. Ein Problem bei der Beantwortung dieser Frage besteht in den häufig verwendeten zugrundeliegenden Fehlermaßen. Die meisten Fehlermaße beziehen sich auf einfache Felder meteorologischer Variablen wie dem Geopotential. Ein typisches Fehlermaß zur Validierung der Vorhersagequalität ist der ACC („anomaly correlation coefficient“). Bei diesem ist die genaue Phaseninformation innerhalb des Rossbywellenzugs entscheidend für die berechnete Vorhersagequalität. Um aber generell zu verstehen, ob, wann oder unter welchen Umständen Rossbywellenzüge gut vorhergesagt werden, ergibt es Sinn ein objektbasiertes Fehlermaß für den Rossbywellenzug einzuführen. Ein solches Fehlermaß könnte dann darüber Auskunft geben, inwieweit Rossbywellenzüge in Abhängigkeit unterschiedlicher Strömungsregime vorhersagbar sind, ohne die genaue Phasenlage zu berücksichtigen. Die Phasenlage ist jedoch für die Wettervorhersage die relevanteste Information. Allerdings ist das Konzept unserer Arbeitsgruppe zuerst die objektbasierte Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen zu untersuchen, um diesbezüglich ein grundlegendes Verständnis zu entwickeln, wann das Potential zu einer Vorhersageverbesserung möglich ist und wann nicht. An der Universität von Stony Brook (USA) werden ebenfalls Vorhersagefehler in Verbindung zu Rossbywellenzügen untersucht. Im Unterschied zu unserem Ansatz werden diese jedoch direkt in Verbindung mit dem ACC oder ähnlichen Fehlermaßen untersucht, mit dem Verweis auf die Bedeutung der Phaseninformation für die wetterrelevante Vorhersage. Wie die Ergebnisse dieser unterschiedlichen Ansätze in Zukunft miteinander in Einklang gebracht werden können, bleibt meines Erachtens eine spannende Frage.

In dieser Arbeit wird, wie im letzten Absatz motiviert, ein objektbasiertes Fehlermaß verwendet. Diesbezüglich gibt es kaum veröffentlichte Arbeiten. In Prestel (2012) wurden mehrere objektbasierte Fehlermaße eingeführt, basierend auf der

SAL Methode von Wernli u. a. (2008). Dabei wurden Rossbywellenzügen mittels der in Unterabschnitt 2.1.1 beschriebenen Methode als Objekte definiert. Ausgehend von diesen Objekten wurde dann ein Fehler der vorhergesagten Objektfläche zur Objektfläche des Reanalyse-Objekts berechnet, ebenso für die mittlere Amplitude und den Ort des Schwerpunkts des Rossbywellenzugs. Der betrachtete Zeitraum umfasste den 1. Dezember 2007 bis 30. November 2008. Dabei konnte gezeigt werden, dass zumindest für den betrachteten Zeitraum, Rossbywellenzüge in den ECMWF Vorhersagen zu schwach und zu klein vorhergesagt werden. Dies bedeutet, dass das Vorhersagemodell bezüglich der Vorhersage von Rossbywellenzügen also einen systematischen Fehler aufweist. Die Ausweitung der Fehleranalyse auf die Ensemble-Vorhersage des gleichen Zeitraumes wurde in der Bachelorarbeit von Stipp (2012) vorgenommen. Daran anschließend untersucht Vanessa Wehner in ihrer Masterarbeit im Moment die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen mittels Ensemble-Daten für den gesamten ERA-Interim Zeitraum.

1.2.3 Klimatologien von Rossbywellenzügen

Seit Rossby (1939) das Konzept der Rossbywellen eingebracht hat, sind bereits mehrere Jahrzehnte vergangen und die Methoden zur Beschreibung dieser Wellen wurden weiterentwickelt. Lineare oder schwach nichtlineare Theorien konnten hilfreiche Einblicke in das grundlegende theoretische Konzept der Rossbywellenzüge liefern. Auch Fallstudien, die die gesamte nichtlineare Entwicklung von Rossbywellenzügen in der realen Atmosphäre berücksichtigten, konnten weiter das Verständnis über die relevanten Prozesse bei der Entwicklung von Rossbywellenzügen vertiefen. Dennoch fehlt weiterhin ein detailliertes Verständnis der allgemeinen Dynamik real auftretender Rossbywellenzüge. So zum Beispiel die Fragen nach den Hauptauslösemechanismen, den Rossbywellenzug-Zugbahnen, den Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen oder den Rossbywellenzug-Zerfallmechanismen. Um diesbezüglich voranzukommen, bedarf es einer Klimatologie, die die tiefergehende zugrundeliegende Dynamik von Rossbywellenzügen offen legen könnte. Darüber hinaus würde eine derartige klimatologische Untersuchung von Rossbywellenzügen angewandt auf aktuelle numerische Wettervorhersagemodelle Aufschluss darüber geben, wie gut Rossbywellenzüge an sich vorhergesagt werden. Beim WWRP/THROPEX HIW Workshop in Karlsruhe (März 2013) hat Edmund Chang eine objektive Klimatologie von Rossbywellenzügen als eine der Herausforderungen hervorgehoben, welche notwendig ist, um ein tiefergehendes Verständnis bezüglich der Dynamik von Rossbywellenzügen zu erhalten. Um auf spezielle Fragen einzugehen, sind auch Kompositstudien äußerst hilfreich, wie sie zum Beispiel häufig zur Erklärung der großskaligen dynamischen Prozessen bei Extremwetterereignissen verwendet werden. Einige Beispiele dafür wurden in Unterabschnitt 1.2.1 aufgeführt.

Vor kurzem wurden meiner Kenntnis nach drei Klimatologien von Rossbywellenzügen entwickelt:

- Grazzini und Lucarini (2010)
- Glatt und Wirth (2014)
- Souders u. a. (2014)

Alle drei Klimatologien verwenden den Meridionalwind als zugrundeliegende Größe, weisen jedoch zum Teil deutliche Unterschiede in den Berechnungen auf. Nach

der Vorstellung der für diese Klimatologien verwendeten Methoden in Kapitel 2, werde ich in Abschnitt 7.1 genauer auf die Ergebnisse dieser Klimatologien eingehen.

Teil II

GEBRÄUHLICHE METHODEN ZUR DARSTELLUNG VON ROSSBYWELLENZÜGEN

2

HILBERTTRANSFORMATION DES MERIDIONALWINDES

Ziel dieses Kapitels ist es, existierende Rossbywellenzüge mittels des meridionalen Windes zu erkennen und darzustellen. Dabei wird angenommen, dass der Rossbywellenzug als beinahe ebenes Wellenpaket der Form

$$v(\lambda) = A(\lambda) \cos(\Phi(\lambda))$$

vorhanden ist, wobei $A(\lambda)$ die amplitudenmodulierende Einhüllende der Trägerwelle $\cos(\Phi(\lambda))$ (Φ beschreibt die Phase der Welle) angibt. λ ist wie im vorangegangenen Kapitel die Koordinate in Zonalrichtung. Im Folgenden wird $A(\lambda)$ als das Einhüllendenfeld des Meridionalwindes bezeichnet, oder kurz als das Einhüllendenfeld. Beim Einhüllendenfeld handelt es sich um ein kontinuierliches Feld mit Werten größer als Null. Rossbywellenzüge sind jedoch lokal begrenzte Objekte, die durch Bereiche mit hohen Werten im Einhüllendenfeld charakterisiert sind. Um aus dem kontinuierlichen Einhüllendenfeld lokal begrenzte Rossbywellenzüge zu erhalten, wird ein Schwellenwert vorgegeben. Die zusammenhängenden Gebiete mit Werte oberhalb des Schwellenwertes werden als Rossbywellenzug definiert.

Das Einhüllendenfeld des Meridionalwindes wird in der Literatur hauptsächlich mittels der Methode der komplexen Demodulation oder der Hilberttransformation berechnet. Da ich in dieser Arbeit die Methode der Hilberttransformation verwenden werde, werde ich in diesem Absatz kurz die Funktionsweise der komplexen Demodulation vorstellen, um zu begründen, warum ich diese Methode nicht verwenden werde. Bei der komplexen Demodulation muss a priori eine Referenzwellenzahl k_0 vorgegeben werden, welche der Wellenzahl der zu untersuchenden Trägerwelle des Rossbywellenzugs entsprechen sollte. Das meridionale Windfeld wird dann mit der Wellenfunktion $\exp(i k_0 \lambda)$ multipliziert und anschließend mit einer Hann-Filterung geglättet. Bei dieser Filterung werden praktisch alle Wellenzahlen größer einer kritischen Wellenzahl k_c entfernt. Üblicherweise wird $k_c = k_0$ gewählt. Anschließend wird der zweifache Absolutbetrag der gefilterten Größe als Einhüllendenfeld verwendet. Sowohl die a priori Vorgabe einer Referenzwellenzahl als auch die beinhaltete Glättung sind zwei Aspekte, die gegen diese Methode sprechen. Die Begründung dafür ist, dass zum einen die Wellenzahl des zu untersuchenden Signals a priori nicht bekannt ist und zum anderen durch das Glätten voneinander unabhängige Rossbywellenzüge zu einem Rossbywellenzug verschmelzen könnten. Aus diesem Grund haben wir uns in unserer Arbeitsgruppe für die alternative Methode der Hilberttransformation entschieden. Ein Vergleich beider Methoden angewandt auf einfache analytisch konstruierte Wellenpakete ist in Kapitel 5 dargestellt. In Kapitel 5 werden die Methoden erneut aufgegriffen, da ich darin eine Modifikation der Methoden für eine bessere Darstellung von Rossbywellenzügen vorstellen werde. In der Literatur ist ein Vergleich beider Methoden zum Beispiel in Zimin u. a. (2003) oder auch Wolf und Wirth (2015) zu finden.

In den folgenden beiden Abschnitten (2.1 und 2.2) werde ich die Methode der Hilberttransformation vorstellen. Die beiden Abschnitte unterscheiden sich in den Windfeldern, auf welche die Transformation angewandt wird. In Abschnitt 2.1 erfolgt die Transformation des meridionalen Windfeldes entlang eines Breitengrades.

Breitet sich der zu untersuchende Rossbywellenzug nicht nur zonal, sondern zusätzlich in meridionaler Richtung aus, so führt die Transformation entlang eines Breitengrads manchmal zu einer fehlerhaften Darstellung des Rossbywellenzugs. Diese Problematik werde ich am Ende des Unterabschnitts 2.1.2 thematisieren. Auf Grund dieser Problematik wurde eine verfeinerte Version der Methode der Hilberttransformation entwickelt, bei der die Transformation entlang der Stromlinien der Hintergrundströmung erfolgt. Diese verfeinerte Methode wird in Abschnitt 2.2 vorgestellt. Obwohl diese eine bessere Darstellung von Rossbywellenzügen liefert, ergibt es trotzdem Sinn sich auch mit der einfacheren Methode der Transformation entlang eines Breitengrades auseinanderzusetzen. Der Vorteil der einfacheren Methode liegt zum einen in dem deutlich geringeren Rechenaufwand, zum anderen verlangt diese Methode keine Kenntnis über die Hintergrundströmung. Vor allem bei der Analyse von Vorhersagedaten kann der letztgenannte Grund einen wichtigen Vorteil bieten. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit auch die einfachere Methode der Transformation entlang eines Breitengrades verwendet.

In den folgenden Abschnitten werde ich aus Gründen der Lesbarkeit stets von der Methode nach Zimin u. a. (2003) (für die Transformation entlang eines Breitengrades) oder der Methode nach Zimin u. a. (2006) (für die Transformation entlang der Hintergrundströmung) sprechen, auch wenn in dieser Arbeit ein anderes Wellenzahlfenster zur Transformation verwendet wird. Für die Methode von Zimin u. a. (2006) werde ich grundlegende Änderungen der Methode vorstellen und deswegen dann von der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) sprechen. Wenn nicht anders erwähnt, wird im Folgenden immer das Durckniveau von 300 hPa zur Berechnung und Darstellung der Rossbywellenzüge in der oberen Troposphäre verwendet.

2.1 HILBERTTRANSFORMATION ENTLANG EINES BREITENGRADDES

Die Methode der Hilberttransformation entlang eines Breitengrades wurde bereits in mehreren Veröffentlichungen erfolgreich angewandt, darunter zum Beispiel auch in den klimatologischen Studien von Glatt und Wirth (2014) und Quinting und Jones (o.D.). In Unterabschnitt 2.1.1 werde ich die Methodik kurz beschreiben und zur Veranschaulichung auf den Elbeflut-Rossbywellenzug anwenden. In Unterabschnitt 2.1.2 gehe ich zusätzlich auf das Problem der in bestimmten Fällen nicht korrekten Darstellung von Rossbywellenzügen durch die Berechnung entlang eines Breitengrades ein. Diese Problematik werde ich sowohl mittels einer künstlich konstruierten Testfunktion als auch mittels eines realen Beispielfalls veranschaulichen.

2.1.1 Methodik

In diesem Abschnitt soll die Methodik nur sehr knapp beschrieben werden, da die Berechnung exakt den angegebenen Formeln in Zimin u. a. (2003) folgt. Bei der Hilbert-Transformation wird zunächst das meridionale Windfeld für einen festen Breitengrad (φ_0) Fourier transformiert. Die Fouriertransformierte wird dann auf ein positives Wellenzahlfenster eingeschränkt ($0 < k_{\min} \leq k \leq k_{\max}$) und zurücktransformiert. Der Betrag der Rücktransformierten gibt dann das Einhüllendenfeld $A(\lambda, \varphi_0)$ des betrachteten Breitengrads φ_0 an. Dies wird separat für alle Breitengra-

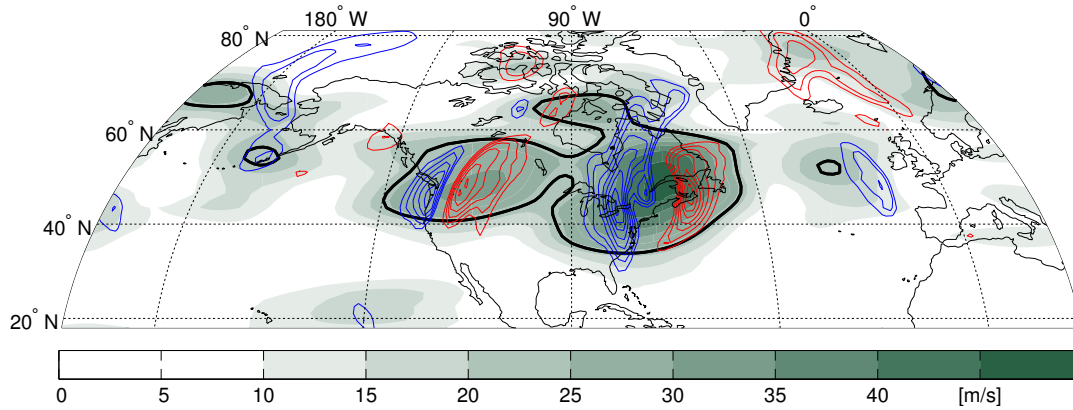


Abbildung 2.1: Darstellung eines Rossbywellenzugs mit der Methode der Hilbert-Transformation nach Zimin u. a. (2003). Momentaufnahme vom 07.08.2002 12 UTC. Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld der Hilbert-Transformation nach Zimin u. a. (2003) mit dem Wellenzahlfenster $[4, 15]$ an. Die schwarze Konturlinie gibt das Einhüllendenfeld für einen festen Wert von 23 m s^{-1} an. In rot und blau ist das meridionale Windfeld v (Rot: Südwind mit 20 m s^{-1} bis 60 m s^{-1} , Blau: Nordwind mit -20 m s^{-1} bis -60 m s^{-1} , Konturschrittweite 5 m s^{-1}) dargestellt.

de des zu untersuchenden Breitengradbereichs durchgeführt. Dadurch erhält man für einen Zeitpunkt das komplette zweidimensionale Einhüllendenfeld $A(\lambda, \varphi)$. Als Wellenzahlfenster werde ich wie in Glatt und Wirth (2014) den Bereich $[4 \leq k \leq 15]$ verwenden.

Angewendet auf das meridionale Windfeld vom 07.08.2002 12 UTC erhält man das in Abbildung 2.1 angegebene Einhüllendenfeld. Um aus dem kontinuierlichen Einhüllendenfeld einen lokal begrenzten Rossbywellenzug zu erhalten, muss ein Schwellenwert τ definiert werden, unterhalb dessen das Einhüllendenfeld auf Null gesetzt wird:

$$v_{\text{env}}(\lambda, \varphi) = \begin{cases} A(\lambda, \varphi) & , \text{ für } A(\lambda, \varphi) \geq \tau \\ 0 & , \text{ für } A(\lambda, \varphi) < \tau \end{cases} .$$

Die zusammenhängenden Gebiete, in denen v_{env} ungleich Null ist, werden als Rossbywellenzug definiert. In Abbildung 2.1 wurde als Schwellenwert τ ein absoluter Wert von 23 m s^{-1} gewählt. Die sich daraus ergebenden Rossbywellenzüge sind mittels der schwarzen Konturlinien dargestellt. Zwischen 135°W und 45°W ist über Nordamerika ein markanter Rossbywellenzug zu erkennen. Mittels des meridionalen Windfeldes (blaue und rote Konturlinien) erkennt man, dass dieses Objekt zwei Tröge (um 120°W und 70°W) und einen Rücken (um 100°W) umfasst. Der über das Einhüllendenfeld zu erkennende Rossbywellenzug erreichte über mehrere Tage hinweg Werte oberhalb des Schwellenwertes, und zog vom Pazifik ostwärts bis Europa. Bei diesem Objekt handelt es sich um den bereits gezeigten Elbeflut-Rossbywellenzug.

Für eine automatisierte Trajektorienberechnung von Rossbywellenzügen muss die Definition eines Rossbywellenzugs weiter verfeinert werden. Dies betrifft vor allem die Wahl des Schwellenwertes. Darauf werde ich in Kapitel 6 bei der Vorstellung der Trajektorienberechnung im Detail eingehen. Für die in Teil II vorgestellten Methoden spielt die Wahl des Schwellenwertes allerdings eine untergeordnete Rolle. Es reicht hier völlig aus zu wissen, dass die Anwendung eines Schwellenwertes

notwendig ist, um aus den kontinuierlichen Einhüllendenfeldern lokal begrenzte Rossbywellenzug-Objekte zu erhalten.

Der freie Parameter in dieser Methodik liegt in der Wahl des Wellenzahlfensters. Der Bereich des Wellenzahlfensters ist für einen Rossbywellenzug in der Literatur nicht einheitlich definiert. Zimin u. a. (2003) haben für einen Beispielfall das Wellenzahlfenster $[4 \leq k \leq 9]$ angegeben, in ihrem veröffentlichten Programm-Code das Wellenzahlfenster $[4 \leq k \leq 10]$ (allerdings für die Methode nach Zimin u. a. (2006)). Grazzini und Lucarini (2010) benutzen das Wellenzahlfenster $[4 \leq k \leq 6]$, Souders u. a. (2014)¹ das Wellenzahlfenster $[3 \leq k \leq 11]$, Glatt und Wirth (2014) das Wellenzahlfenster $[4 \leq k \leq 15]$, Quinting und Jones (o.D.) das Wellenzahlfenster $[5 \leq k \leq 15]$, und in den aktuellen Untersuchungen von Julian Quinting über den Zusammenhang zwischen der Madden-Julian-Oszillation und Rossbywellenzügen wird das Wellenzahlfenster $[5 \leq k \leq 20]$ verwendet. In meiner Arbeit werde ich die Variation des freien Parameters nicht untersuchen, sondern das Wellenzahlfenster wie in der klimatologischen Untersuchung von Glatt und Wirth (2014) wählen.

2.1.2 Problematik der Methode

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen ist, konnte der Elbeflut-Rossbywellenzug zwischen 135°W und 45°W mittels der vorgestellten Einhüllendenberechnung als zusammenhängendes Objekt erfolgreich erkannt werden². Allerdings ist die Methode nach Zimin u. a. (2003) im Wesentlichen nur für zonal ausgerichtete Rossbywellenzüge konzipiert. Für den bei Abbildung 2.1 angegebenen Zeitpunkt war der Elbeflut-Rossbywellenzug auch nahezu zonal ausgerichtet. Dadurch hatte der Algorithmus keine Schwierigkeit diesen Rossbywellenzug als zusammenhängendes Objekt zu erkennen. Für den Fall eines stärker meridional ausgerichteten Rossbywellenzugs kommt es allerdings zu Problemen in der Rossbywellenzug-Erkennung. Diese Problematik werde ich im folgenden Unterabschnitt 2.1.2 mittels einer künstlich konstruierten Testfunktion und in Unterabschnitt 2.1.2 für einen realen Beispielfall veranschaulichen.

Veranschaulichung mittels Testfunktion

Um die Problematik der Methode nach Zimin u. a. (2003) für die Darstellung meridional propagierender Rossbywellenzüge zu veranschaulichen, betrachten wir zunächst einen künstlich konstruierten Rossbywellenzug. Diesen definiere ich über eine Stromfunktion Ψ , über die man mittels Gradientenbildung

$$(\mathbf{u}, \mathbf{v})^\top = \left(-\frac{1}{a} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}, \frac{1}{a \cos(\varphi \mathfrak{R})} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)^\top$$

unter Verwendung des Erdradiuses $a = 6371 \text{ km}$ das zugehörige Windfeld $(\mathbf{u}, \mathbf{v})^\top$ erhält. Für das Hintergrundfeld der Stromfunktion Ψ_{bg} überlagere ich einen negativen meridionalen Gradienten (um eine Westströmung zu erhalten) mit einer in

¹ Souders u. a. (2014) verwenden allerdings nicht die Einhüllendenberechnung nach Zimin u. a. (2003), sondern die verfeinerte Version nach Zimin u. a. (2006), welche in Abschnitt 2.2 beschrieben ist.

² Diese Aussage kann kritisch hinterfragt werden. Es ist zwar offensichtlich, dass die Methode in der Lage war, die beiden Tröge über Nordamerika als Teil eines Rossbywellenzugs zu erkennen, allerdings bricht das Objekt im Bereich des Rückens bei etwa 100°W fast auseinander. Dieses beinahe Auseinanderbrechen kann aber behoben werden. Die Methode dazu wird in Kapitel 5 vorgestellt.

Meridionalrichtung gedämpften Sinusschwingung der Wellenzahl 1 (Schwingung in Zonalrichtung):

$$\Psi_{\text{bg}} = \Psi_0 + \Psi_1 \varphi + \Psi_2 \sin(\lambda \aleph) \exp\left(-d(\varphi - \varphi_0)^2\right), \quad (2.1)$$

wobei $\varphi \in [0^\circ, 80^\circ]$, $\lambda \in [0^\circ, 360^\circ]$ und $\aleph = 2\pi/360^\circ$ den Umrechnungsfaktor von Grad in Radian beschreibt³. Die Größen $\Psi_0 = 7a$, $\Psi_1 = 0.2a$ und $\Psi_2 = 10a$ wurden so gewählt, dass realistische Windgeschwindigkeiten auftreten. Für φ_0 wurde ein Wert von 40° gewählt. Um diesen Breitengrad befindet sich damit das markante Wellenzahl 1-Signal, welches zu südlichen und nördlichen Breiten mit dem Dämpfungsfaktor $d = 1/30^\circ$ abfällt. Diesem Hintergrundsignal habe ich anschließend eine Störung in der Stromfunktion (Ψ') mit der Wellenzahl $k = 6$ überlagert. Die Störung

$$\Psi' = \Psi'_1 \sin(k(-\lambda + \varphi) \aleph + c) \exp\left(-d(\lambda - \lambda_{\text{ref}})^2 - (b(\varphi - \varphi_{\text{ref}}(\lambda)))^2\right), \quad (2.2)$$

ist demnach über eine Sinusschwingung mit der Amplitude $\Psi'_1 = 8a$ gegeben, die in Zonalrichtung über den Faktor d und in Meridionalrichtung über den Faktor $b = 1/9^\circ$ gedämpft ist. Die Phasenverschiebung ist auf $c = \pi/2$ gesetzt. Für λ_{ref} habe ich einen Wert von 80° gewählt, damit das Wellensignal im Gebiet maximaler negativer meridionaler Hintergrundströmung liegt. Die Dämpfung in Meridionalrichtung muss vom jeweiligen Längengrad abhängig sein, da der konstruierte Wellenleiter ebenfalls von der Zonalrichtung abhängt. Der Referenzbreitengrad ist durch

$$\varphi_{\text{ref}}(\lambda) = 35^\circ - 4\Psi_2 \sin((\lambda - \lambda_{\text{ref}}) \aleph)$$

gegeben. Das komplette Feld der Stromfunktion ($\Psi_{\text{bg}} + \Psi'$) ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Darin erkennt man, dass der künstlich erzeugte Rossbywellenzug eine starke meridionale Ausrichtung aufweist. Berechnet man nun die Einhüllende wie in Unterabschnitt 2.1.1 angegeben, so ergibt sich das in Abbildung 2.3 dargestellte Einhüllendenfeld. Man erkennt, dass die hohen Werte des resultierenden Einhüllendenfeldes (dunkelgrünen Farbschattierungen) mit der Methode nach Zimin u. a. (2003) eher zonal ausgerichtet sind und nicht entlang der Hintergrundströmung und der tatsächlichen Einhüllenden (schwarz gestrichelte Linie) orientiert sind. Es treten zwei Maxima in unterschiedlichen geographischen Breiten (bei etwa $(165^\circ\text{W}, 45^\circ\text{N})$ und $(185^\circ\text{W}, 35^\circ\text{N})$) auf, genauso wie zusätzliche zonale Nebenmaxima mit etwa 45° Abstand in zonaler Richtung. Diese Nebenmaxima suggerieren ein Wellensignal wo keines vorhanden ist. Je stärker die meridionale Neigung des Rossbywellenzugs ist, desto schlechter funktioniert die in Unterabschnitt 2.1.1 angegebene Methode zur Bestimmung des Einhüllendenfeldes.

Veranschaulichung mittels realem Beispielfall

Neben der künstlich konstruierten Testfunktion aus dem letzten Abschnitt soll zusätzlich ein realer Rossbywellenzug betrachtet werden, welcher einen meridionalen Anteil in seiner Ausbreitungsrichtung aufweist. Sowohl die zeitliche Entwicklung des Rossbywellenzugs als auch die berechnete Einhüllende nach Zimin u. a. (2003) ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Die Hintergrundströmung (schwarze Pfeile) kann als

³ Da für die realen Beispielfälle die Darstellung üblicherweise in Grad erfolgt, werde ich in dieser Arbeit durchweg die Koordinaten λ und φ in Grad angeben und in den Formeln deshalb den Umrechnungsfaktor \aleph einfügen.

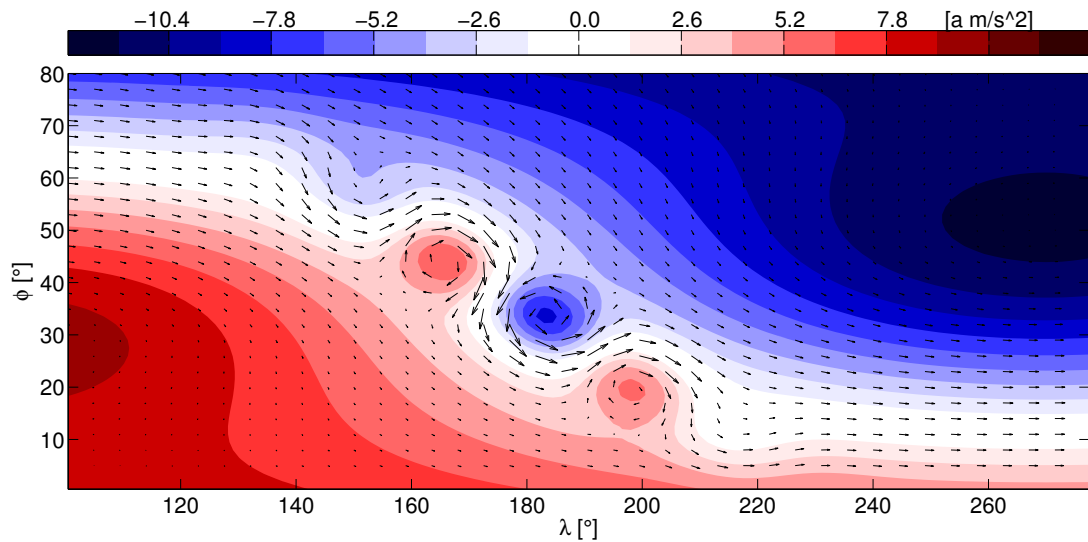


Abbildung 2.2: **Summe der Testfunktionen aus Gleichung (2.1) und (2.2) zur Darstellung eines künstlich erzeugten, stärker meridional ausgerichteten Rossbywellenzugs.** In Farbschattierung ist ein Ausschnitt der künstlich konstruierten Stromfunktion $\Psi_{bg} + \Psi'$ (Summe aus Gleichung (2.1) und Gleichung (2.2)) dargestellt. Das a bei der Einheitenangabe der Farbskala (eckige Klammer) steht für den Erdradius. Mit den schwarzen Pfeilen ist das zugehörige Windfeld angegeben, welches sich durch die Ableitungen der Stromfunktion in zonaler und meridionaler Richtung ergibt.

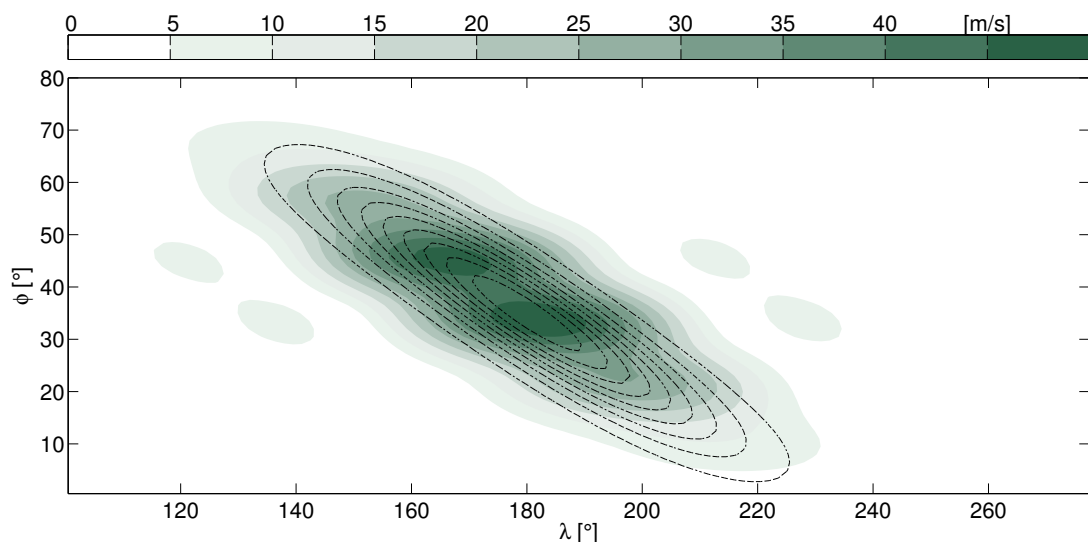


Abbildung 2.3: **Probleme bei der Darstellung eines stärker meridional ausgerichteten Rossbywellenzugs (Testfunktion) bei Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003).** In Farbschattierung ist die Einhüllende dargestellt, wie man sie nach dem in Unterabschnitt 2.1.1 angegebenen Vorgehen erhält. Die gestrichelten schwarzen Linien geben die tatsächliche Einhüllende $\left(\exp \left(- (d(\lambda - \lambda_{ref}))^2 - (b(\varphi - \varphi_{ref}(\lambda)))^2 \right) \right)$ an, wie sie in Gleichung (2.2) verwendet wurde.

zugehöriger Wellenleiter interpretiert werden. Mittels der zeitlichen Entwicklung der grünen Konturlinie (Abbildung 2.4 (a) bis (c)) erkennt man, wie sich ein Rossbywellenzug von Nordamerika nach Europa entlang des Wellenleiters ausbreitet. In Abbildung 2.4 (a) befindet sich dieser Rossbywellenzug zwischen 110°W und 20°W.

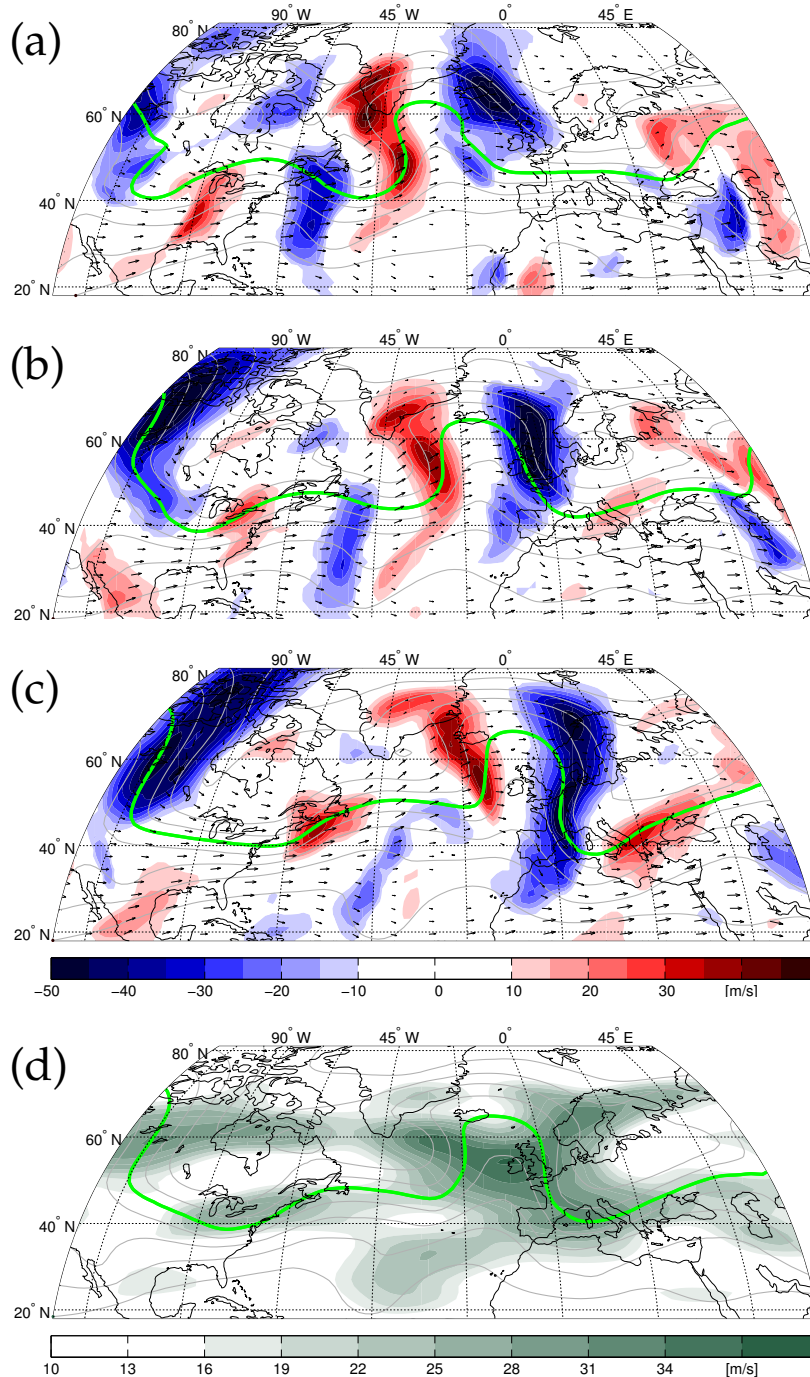


Abbildung 2.4: Problematische Darstellung eines Rossbywellenzugs durch die Methode nach Zimin u. a. (2003). Momentaufnahmen eines Rossbywellenzugs zum 01.01.1995 00 UTC (a), 02.01.1995 00 UTC (b) und 03.01.1995 00 UTC (c). In Rot und Blau ist der Meridionalwind (Rot positive Werte, Blau negative Werte) dargestellt, die dicke grüne Konturlinie gibt das Geopotential bei $8.75 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an, die grauen Konturlinien geben ausgehend von der grünen Linie, im Abstand von jeweils $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ weitere Geopotentiallinien an. Die Pfeile geben die Hintergrundströmung oberhalb von 10 m s^{-1} an. In Abbildung (d) ist für den 02.01.1995 12 UTC als Grünschattierung das Einhüllendenfeld des Meridionalwinds nach Zimin u. a. (2003) dargestellt.

In den folgenden zwei Tagen verschieben sich die Phasen nordostwärts (siehe Abbildung 2.4 (b) und (c)). Zusätzlich wird ein stärkerer Rücken zwischen 30°W und 0°W aufgebaut. Anschließend wird stromabwärts zwischen 0°O und 20°O ein Trog auf-

gebaut, während sich der Rossbywellenzug über Europa hauptsächlich nach Süden ausbreitet (siehe Abbildung 2.4 (c)).

In Abbildung 2.4 (d) ist das Einhüllendenfeld des Meridionalwindes nach Zimin u. a. (2003) für den 02.01.1995 12 UTC dargestellt. Es ist also um 12 Stunden zeitlich versetzt zwischen Abbildung (b) und (c) einzuordnen. Darin erkennt man, dass das Einhüllendenfeld wie im Fall der Testfunktion tendenziell West-Ost orientiert ist, obwohl der Wellenleiter eine Nord-Süd-Komponente über dem Atlantik aufweist. Durch die Betrachtung der Abbildungen (a) bis (c) kann man auch davon ausgehen, dass sich der angesprochene Rossbywellenzug entlang des Wellenleiters ausbreitet. Im Gegensatz dazu suggeriert das Einhüllendenfeld, dass sich ein Rossbywellenzug entlang des 60. Breitengrades von Nordamerika bis nach Europa erstreckt.

Auf Grund dieser Problematik wurde die Methode von Zimin u. a. (2003) so modifiziert, dass auch meridional ausgerichtete Rossbywellenzüge richtig dargestellt werden können. Diese verbesserte Methode werde ich im folgenden Abschnitt 2.2 vorstellen.

2.2 HILBERTTRANSFORMATION ENTLANG DES STROMLINIEN-FELDES

Wie in Unterabschnitt 2.1.2 gezeigt wurde, hat die Einhüllendenberechnung nach Zimin u. a. (2003) Schwierigkeiten, Rossbywellenzüge, die nicht entlang eines Breitengrades ausgerichtet sind, korrekt darzustellen. Zusammenhängende Wellensignale auf unterschiedlichen geographischen Breiten werden nicht notwendigerweise als zusammenhängend erkannt, demnach wird auch die berechnete Ausrichtung der Rossbywellenzüge tendenziell eher zonal sein. Aus diesem Grund wurde in Zimin u. a. (2006) eine verbesserte Version der Einhüllendenberechnung angegeben. Da die Wellenausbreitung entlang des Wellenleiters erfolgt, wird in Zimin u. a. (2006) vorgeschlagen die Berechnung nach Zimin u. a. (2003) nicht entlang eines Breitengrades, sondern entlang der Stromlinien der Hintergrundströmung zu berechnen.

In Unterabschnitt 2.2.1 werde ich die Berechnung der Methode nach Zimin u. a. (2006) vorstellen. Anschließend werde ich die Methode in Unterabschnitt 2.2.2 auf die künstliche Testfunktion aus Unterabschnitt 2.1.2 und den realen Rossbywellenzug aus Unterabschnitt 2.1.2 anwenden. Zum Abschluss werde ich in Unterabschnitt 2.2.3 noch auf die Einschränkungen dieser Methode eingehen und eine leicht modifizierte Version von Zimin u. a. (2006) vorschlagen.

2.2.1 Methodik

Für die Methode nach Zimin u. a. (2006) ist eine Hintergrundströmung notwendig, entlang derer die Hilberttransformation wie in Zimin u. a. (2003) angegeben angewendet werden kann. Die Hintergrundströmung wird in Zimin u. a. (2006) mit einem gleitenden zeitlichen Mittel von 20 Tagen angegeben. In dieser Arbeit werde ich einen Tiefpassfilter von 30 Tagen verwenden, was in etwa einem gleitenden Mittel von 15 Tagen entspricht. Auf die Aufspaltung der Strömung in Anomalien und Hintergrund werde ich im Detail in Kapitel 4 eingehen. Mit der Kenntnis der Hintergrundströmung ($\mathbf{v}_{bg} = (u_{bg}, v_{bg})^T$) werden dann wie in Zimin u. a. (2006) für jeden Gitterpunkt einzeln die zugehörigen Stromlinien berechnet. Diese erhält man durch Vorwärts- und Rückwärtsintegration der Hintergrundströmung. Die Schritt-

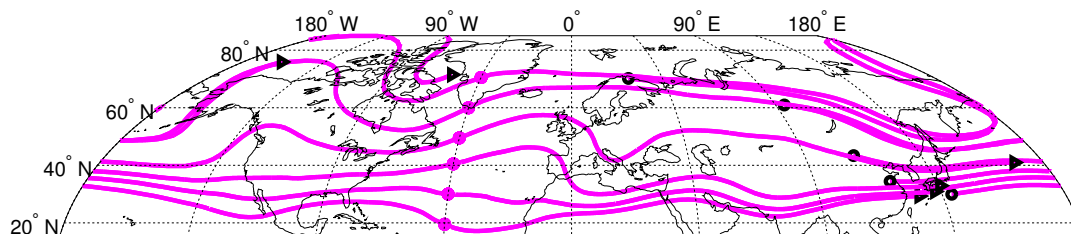


Abbildung 2.5: Beispielhafte Darstellung einiger Stromlinien nach der wie in Zimin u. a. (2006) angegebenen Stromlinienberechnung. In Magenta sind ein paar exemplarische Stromlinien für den 02.01.1995 12 UTC dargestellt. Die dicken magenta Punkten zeigen ausgewählte Gitterpunkte, von denen aus durch Vorwärts- und Rückwärtsintegration (mit $N = 90$ und $\delta = 1.75^\circ$) die Stromlinien berechnet wurden. Die schwarzen Kreise geben die Endpunkte der Rückwärtsintegration an, die schwarzen Dreiecke die Endpunkte der Vorwärtsintegration.

weite der Integration ist durch eine feste Schrittweite in Grad (δ) vorgegeben, welche in Zonalrichtung noch mit dem Kosinus des jeweiligen Breitengrades normiert wird. Die zugehörigen Formeln sind in Zimin u. a. (2006) angegeben. Die beiden Stromlinienanteile der Vorwärts- und Rückwärtsintegration werden zu einer Stromlinie zusammengefasst. Die Aufspaltung der Stromlinienberechnung in Vorwärts und Rückwärtsintegration ist notwendig, da die Stromlinien auf Grund der angegebenen Berechnung nicht immer geschlossen werden. Dies ist unproblematisch, da das Windfeld zur Einhüllendenberechnung entlang der Stromlinien mit zunehmender Entfernung vom Ausgangsgitterpunkt gedämpft wird. Die Dämpfung wird vorgenommen, da man am Wellensignal am untersuchten Gitterpunkt interessiert ist und der Rossbywellenzug als lokal begrenztes Wellenpaket sich nur über einen Teil der Hemisphäre erstreckt. Die Längen der Stromlinien sollten in zonaler Richtung etwa einem Globusumfang der jeweiligen geographischen Breite entsprechen. In Zimin u. a. (2006) wird für die Stromlinienberechnung $\delta = 1.75^\circ$ bei $N = 90$ Integrationsschritten gewählt. Bei einer rein zonalen Hintergrundströmung bei einem Breitengrad von 45° N entspricht das einer Stromlinienlänge von knapp 445 Längengraden. Im Fall einer nicht rein zonalen Hintergrundströmung reduziert sich die Stromlinienlänge in zonaler Richtung.

Um die nach den in Zimin u. a. (2006) angegebenen Formeln berechneten Stromlinie zu visualisieren, benutze ich den realen Beispiel-Rossbywellenzug aus Unterabschnitt 2.1.2. In Abbildung 2.5 sind sechs exemplarische Stromlinien für diesen Fall dargestellt. Betrachtet man die Stromlinien aus Abbildung 2.5, so erkennt man über Asien und östlich der Datumsgrenze, dass die berechneten Stromlinien nach einer Globusumrundung nicht geschlossen werden. In einer dreidimensionalen Strömung müssen die Stromlinien zwar nicht zwangsläufig geschlossen sein, der Grund für die Abweichung der berechneten Stromlinien von einer geschlossenen Linie um den Globus geht jedoch wesentlich auf die gewählte Schrittweite δ in dem angegebenen Algorithmus zurück. Eine Reduktion der Schrittweite auf $\delta = 1.25^\circ$ mit gleichzeitiger Anhebung von N auf 126 (um das Produkt δN konstant zu halten) zeigt, dass sich die Stromlinien in den angegebenen Gebieten näher kommen und teilweise vollständig geschlossen werden (hier nicht dargestellt). Eine Anhebung der Schrittweite auf $\delta = 2.5^\circ$ mit einer Reduktion von N auf 63 führt entsprechend zu einer Verschlechterung der Stromliniendarstellung. Für unsere Untersuchungen

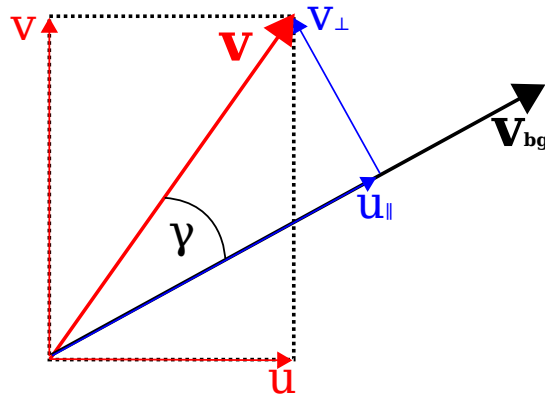


Abbildung 2.6: Schemazeichnung zum senkrechten Anteil des Windfeldes v_{\perp} . Die Senkrechte wird bei der Bestimmung des senkrechten Windanteils v_{\perp} (blauer Pfeil) relativ zur Hintergrundströmung (schwarzer dicker Pfeil) definiert. Das gesamte Windfeld ist als roter kräftiger Pfeil dargestellt, der zonale Anteil u und meridionale Anteil v als rote dünne Pfeile. γ gibt den Winkel zwischen der Hintergrundströmung und dem aktuellen Windfeld an.

werde ich, wenn nicht anders angegeben, eine Schrittweite von $\delta = 1.5^{\circ}$ mit $N = 105$ verwenden.

Auf die Werte des meridionalen Windfeldes entlang der Stromlinie wird abschließend ein um den betrachteten Gitterpunkt zentrierter Gaußscher Filter angewandt. Bei dieser Filterung muss die ungefähre Ausdehnung des zu untersuchenden Rossbywellenzugs als Bruchteil des kompletten Erdumfangs angegeben werden. Wie in Zimin u. a. (2006) habe ich diesen Wert auf $1/4$ gesetzt. Durch diese Filterung wird der Fokus auf ein vorhandenes Wellensignal in der Nähe des betrachteten Gitterpunktes gelegt. Weit entfernte Signale werden durch die Filterung kaum berücksichtigt.

Anstelle des meridionalen Windfeldes benutze ich in dieser Arbeit den Anteil des Windes, welcher senkrecht zur Hintergrundströmung und damit senkrecht zur Stromlinie steht. Mit der Annahme, dass die Hintergrundströmung als Wellenleiter fungiert, nehmen wir auch an, dass die Phasen senkrecht zum Wellenleiter orientiert sind. Es erscheint daraus schlussfolgernd eigentlich plausibler, den senkrechten Anteil des Windfeldes anstelle des Meridionalwindes oder des meridionalen Störwindes zu verwenden.

Der senkrechte Anteil v_{\perp} des Windfeldes $(u, v)^T$ relativ zur Hintergrundströmung $(u_{bg}, v_{bg})^T$ ergibt sich über

$$v_{\perp} = \sin(\gamma) \sqrt{u^2 + v^2} ,$$

wobei γ den Winkel zwischen dem tatsächlichen Windfeld und der Hintergrundströmung angibt. In Abbildung 2.6 habe ich eine schematische Skizze zum senkrechten Anteil des Windfeldes eingefügt. Die Schemazeichnung soll die unterschiedlichen Möglichkeiten zur Aufspaltung des Windfeldes veranschaulichen. Anstelle den Wind wie üblich in seinen zonalen und meridionalen Anteil aufzuspalten (dargestellt durch die roten dünnen Pfeile), kann man das Windfeld auch auf das variable Koordinatensystem projizieren, was an jedem Gitterpunkt durch die Richtung des Hintergrundwindes und der dazu Senkrechten aufgespannt wird. In diesem Koordinatensystem kann man das Windfeld in einen parallelen und senkrechten Anteil relativ zum Windvektor der Hintergrundströmung aufspalten (u_{\parallel} und v_{\perp} , dargestellt durch blaue Pfeile). Der Betrag des Windfeldes bleibt dabei unverändert.

Mit Kenntnis des Winkels γ kann man über die Sinusbeziehung in einem rechtwinkligen Dreieck den Betrag von v_{\perp} bestimmen.

Der Winkel γ lässt sich über die bekannten Windfelder \mathbf{v} und \mathbf{v}_{bg} bestimmen. Die zur Berechnung von v_{\perp} notwendige Größe $\sin(\gamma)$ erhält man zum Beispiel über die Auflösung der Gleichung für die Drehmatrix, welche die Drehung des Hintergrundwindfeldes auf die Richtung des aktuellen Windfeldes beschreibt:

$$\frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2}} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & -\sin(\gamma) \\ \sin(\gamma) & \cos(\gamma) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{u_{\text{bg}}^2 + v_{\text{bg}}^2}} \begin{pmatrix} u_{\text{bg}} \\ v_{\text{bg}} \end{pmatrix} .$$

Löst man diese Gleichung nach $\sin(\gamma)$ auf und setzt dies in die Gleichung für den senkrechten Windanteil

$$v_{\perp} = \sin(\gamma) |\mathbf{v}|$$

ein, so erhält man

$$v_{\perp} = \frac{v u_{\text{bg}} - u v_{\text{bg}}}{\sqrt{u_{\text{bg}}^2 + v_{\text{bg}}^2}} .$$

Damit erhält man den für den Rossbywellenzug relevanten Windanteil senkrecht zur Hintergrundströmung. Für die künstlich konstruierte Testfunktion aus Unterabschnitt 2.1.2 ergeben sich für v und v_{\perp} die in Abbildung 2.7 (a) (v) und Abbildung 2.7 (b) (v_{\perp}) dargestellten Felder. Darin erkennt man, dass die Maxima und Minima des meridionalen Windes (Abbildung 2.7 (a)) nicht entlang der maximalen Stör-Amplitude in der Stromfunktion (schwarze Konturlinien) ausgerichtet sind. Dies erschwert das korrekte Erkennen von Wellenstrukturen entlang der Hintergrundstromlinien, da in manchen Bereichen das Wellensignal schwächer/stärker erscheint, als es im dynamischen Verständnis der Wellenausbreitung entlang eines Wellenleiters sein sollte. Ein Vergleich der Windfelder in Abbildung 2.7 (a) und 2.7 (b) zeigt, dass der senkrechte Windanteil deutlich besser zu dem durch die schwarzen Konturlinien vorgegebenen Einhüllendenfeld des Wellensignals passt.

Benutzen wir den senkrechten Anteil des Windfeldes relativ zur Hintergrundströmung in Kombination mit der Methode der Einhüllendenberechnung entlang der Stromlinien, so ergibt sich das in Abbildung 2.8 (b) dargestellte Einhüllendenfeld. In Abbildung 2.8 (a) ist zum Vergleich das Einhüllendenfeld dargestellt, welches man bei Verwendung des meridionalen Windfeldes erhält. Beide Einhüllendenfelder weisen große Ähnlichkeit auf, jedoch entspricht das mit dem senkrechten Windanteil eher der schmalen Struktur der tatsächlichen Einhüllenden (schwarze gestrichelte Linien in Abbildung 2.8). Eine noch bessere Übereinstimmung im nördlichen Bereich der Abbildungen würde man bei einer Anhebung der oberen Schwelle des Wellenzahlfensters erhalten, wodurch das Einhüllendenfeld allerdings insgesamt etwas verrauschter wird. Um die Unterschiede zwischen der Wahl des zugrundeliegenden Windfeldes darzustellen, reicht diese Darstellung jedoch aus.

2.2.2 Realer Beispielfall

Im letzten Abschnitt habe ich die Methode nach Zimin u. a. (2006) zur Berechnung von Rossbywellenzügen entlang von Stromlinien vorgestellt und auf die Testfunktion aus Unterabschnitt 2.1.2 mit Erfolg angewendet. In diesem Abschnitt werde ich

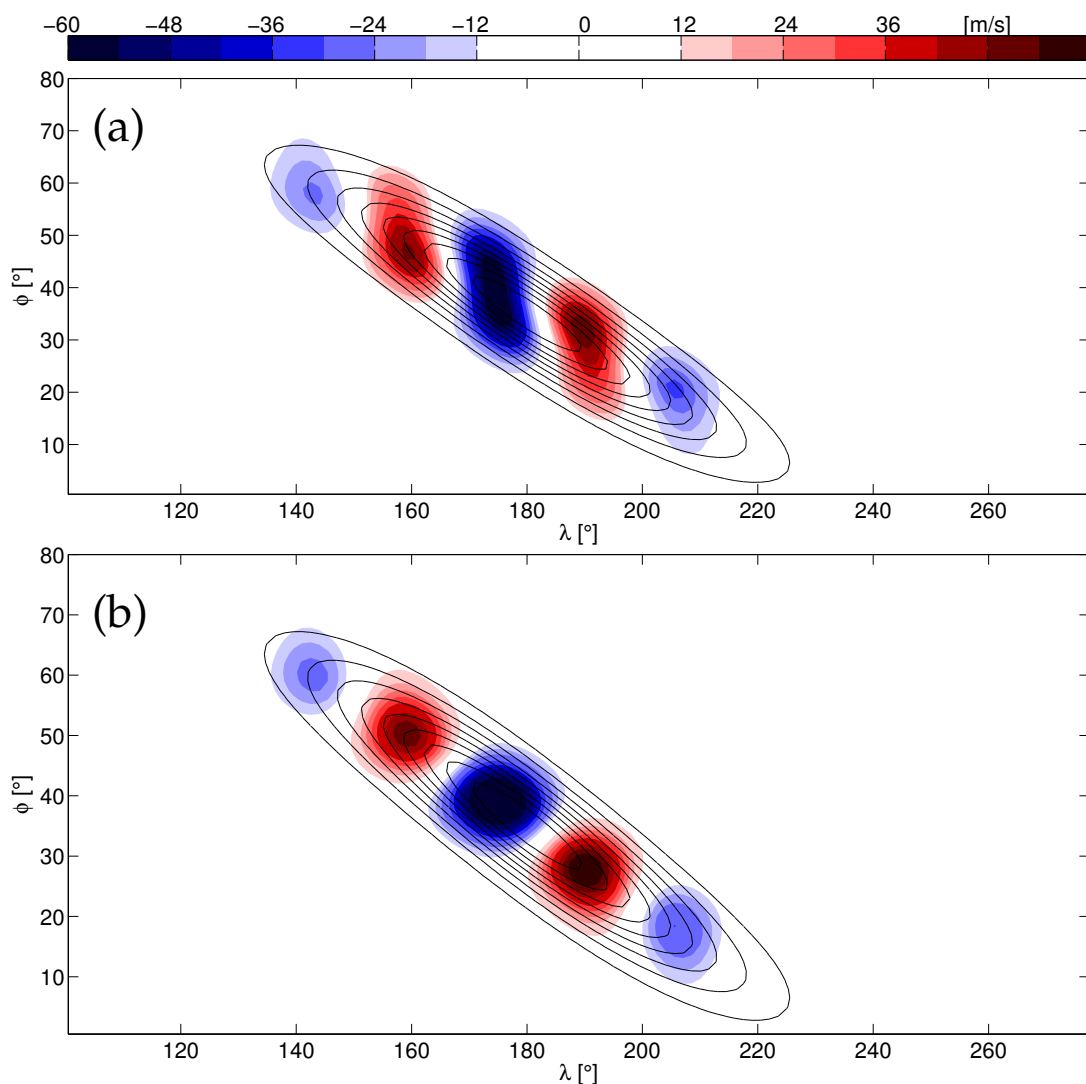


Abbildung 2.7: Vergleich des Meridionalwindes und des senkrechten Windanteils innerhalb des künstlich erzeugten Rossbywellenzugs aus Abbildung 2.2. In Rot und Blau ist das zur Einhüllendenberechnung verwendete Windfeld der Testfunktion aus Abbildung 2.2 dargestellt. In Abbildung (a) ist das meridionale Störwindfeld (das komplette meridionale Windfeld minus das meridionale Hintergrundwindfeld) dargestellt, in Abbildung (b) der auf die Hintergrundströmung senkrechte Anteil des Windfeldes.

die Methode nach Zimin u. a. (2006) zusätzlich auf zwei reale Beispielfälle anwenden, darunter auf den Rossbywellenzug aus Unterabschnitt 2.1.2 (Abbildung 2.4 (d)) und einen Rossbywellenzug aus dem Dezember 2008.

In Abbildung 2.9 (a) ist für den ersten Beispielfall die Einhüllendenberechnung mit der Methode nach Zimin u. a. (2006) unter Verwendung des meridionalen Windes zu sehen, in Abbildung 2.9 (b) unter Verwendung des Windes senkrecht zur Hintergrundströmung. Ein Vergleich mit dem Einhüllendenfeld der Methode nach Zimin u. a. (2003) (Abbildung 2.4 (d)) zeigt, dass der sich über dem Atlantik nach Nordosten ausbreitende Rossbywellenzug mittels der verbesserten Methode nach Zimin u. a. (2006) tatsächlich deutlich besser dargestellt werden kann. Die nordöstliche Ausbreitung des Rossbywellenzugs über dem Atlantik wurde in Abbildung 2.4 (a) bis (c) mittels zeitlich aufeinanderfolgenden Momentaufnahmen des Meridionalwindes und des Geopotentials gezeigt.

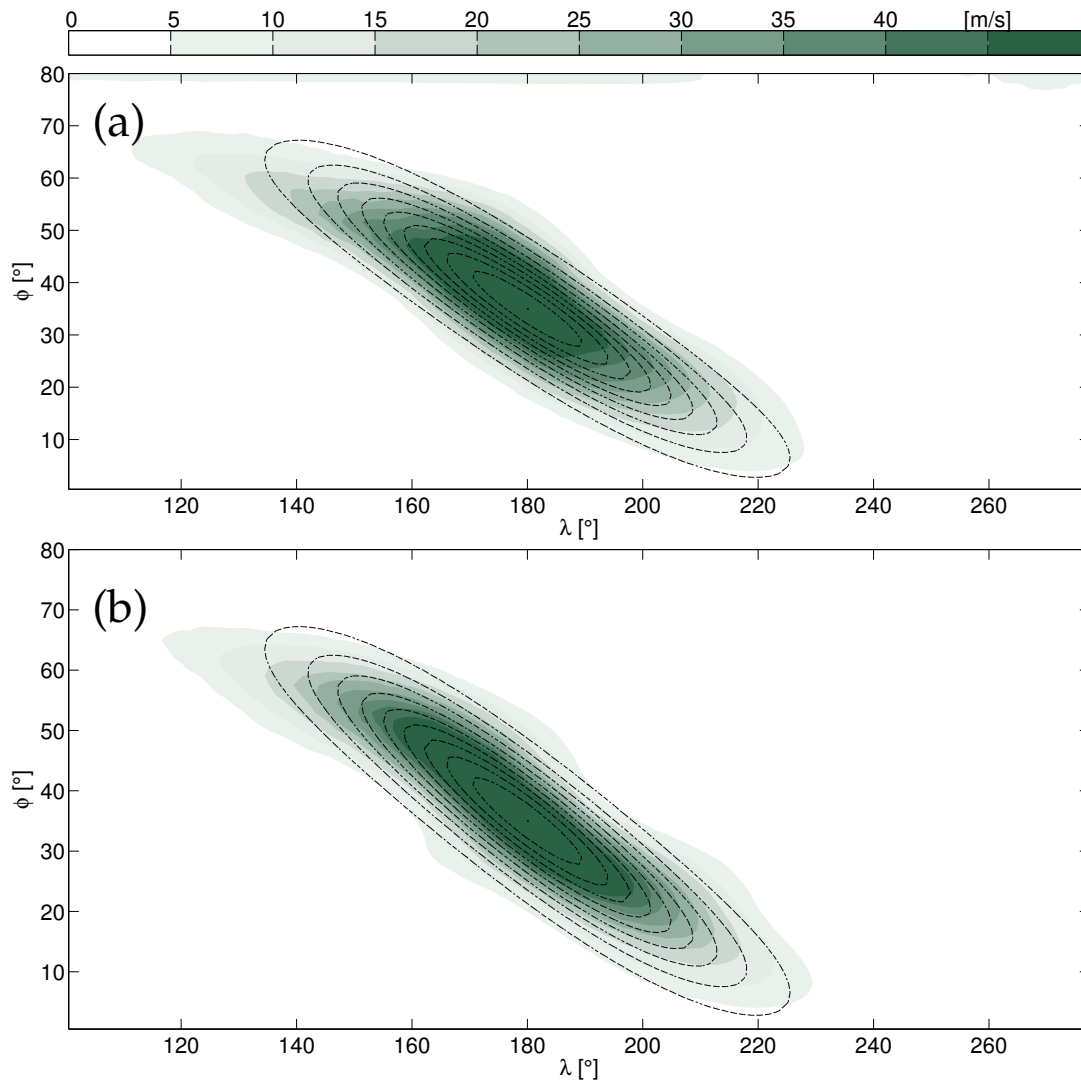


Abbildung 2.8: Vergleich der nach der Methode in Zimin u. a. (2006) berechneten Einhüllendenfelder unter Verwendung des Meridionalwindes und des senkrechten Windanteils. In Farbschattierung ist die nach Zimin u. a. (2006) berechnete Einhüllende dargestellt. In Abbildung (b) wird für die Hilberttransformation der senkrechte Anteil des Windfeldes relativ zur Hintergrundströmung verwendet, wohingegen in Abbildung (a) das komplette meridionale Windfeld verwendet wird. Beide Windfelder werden dabei auf das Wellenzahlfenster [4 – 15] eingeschränkt. Die gestrichelten schwarzen Linien geben die tatsächliche Einhüllende $\left(\exp\left(-\left(a(\lambda - \lambda_{\text{ref}})\right)^2 - \left(b(\varphi - \varphi_{\text{ref}}(\lambda))\right)^2\right)\right)$ an, wie sie in Gleichung (2.2) verwendet wurde.

Auch bei der Methode nach Zimin u. a. (2006) zeigen sich für die verwendeten unterschiedlichen Windfelder Unterschiede im Einhüllendenfeld des atlantischen Rossbywellenzugs (vgl. Abbildung 2.9 (a) und (b)). Bei Verwendung des meridionalen Windfeldes in Abbildung (a) ergibt sich ein lokales Minimum im Rossbywellenzug bei etwa 45°W. Wie bereits erwähnt, sollte der senkrechte Anteil des Windfeldes v_{\perp} den Rossbywellenzug besser wiedergeben als der Meridionalwind. Verwendet man v_{\perp} im Fall des atlantischen Rossbywellenzugs, so erkennt man in Abbildung 2.9 (b) auch, dass der Rossbywellenzug sogar ohne das Minimum bei 45°W dargestellt werden kann.

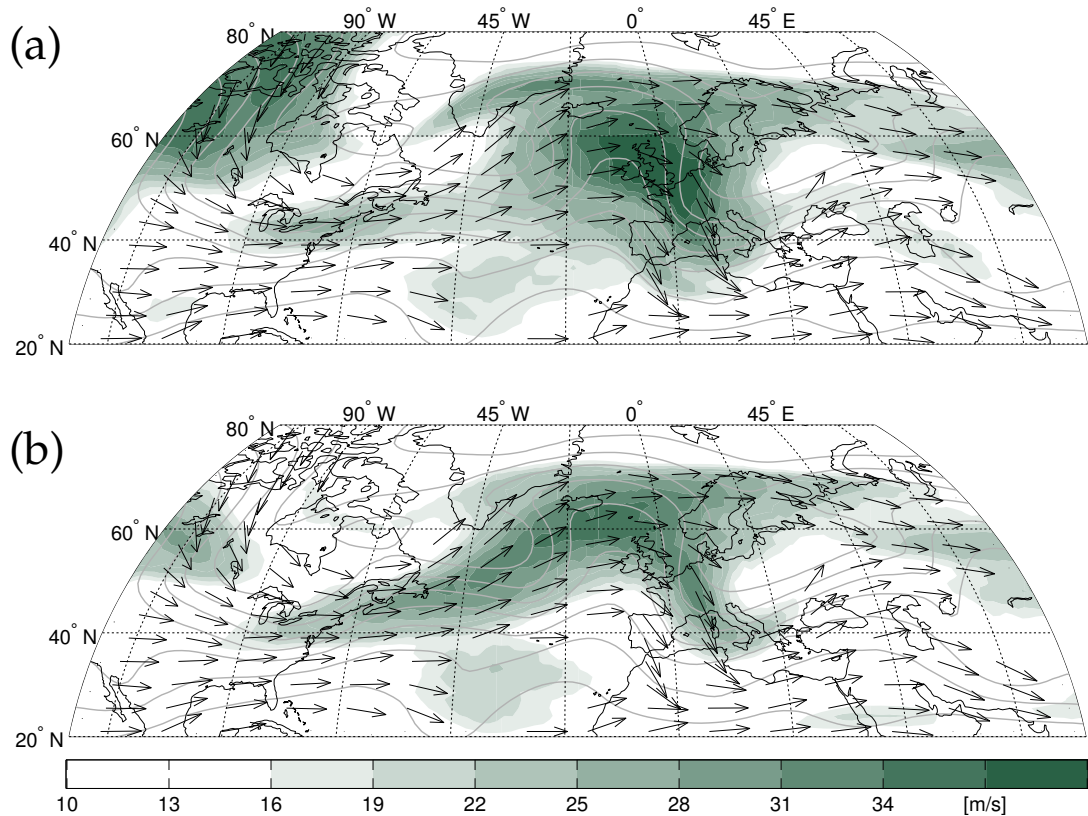


Abbildung 2.9: Vergleich der nach Zimin u. a. (2006) berechneten Einhüllendenfelder unter Verwendung des Meridionalwindes und des senkrechten Windanteils für einen realen Rossbywellenzug. Momentaufnahmen vom 02.01.1995 12 UTC. Als Farbschattierung ist das Einhüllendenfeld dargestellt, welches man mit der Methode nach Zimin u. a. (2006) erhält. Für die Hilberttransformation wurde in Abbildung (a) das meridionale Windfeld, in Abbildung (b) der Anteil des Windfeldes senkrecht zur Hintergrundströmung verwendet. In beiden Fällen ist das Windfeld eingeschränkt auf den Wellenzahlbereich $[4, 15]$. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $8.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.35 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). Die Vektorpfeile geben die Richtung des Hintergrundwindfeldes oberhalb von 15 ms^{-1} an.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass im Vergleich zur Methode nach Zimin u. a. (2003) die Methode nach Zimin u. a. (2006) eine bessere Darstellung des atlantischen Rossbywellenzugs um den 02.01.1995 liefert, unabhängig davon welcher Windanteil genau verwendet wurde. Im Fall eines sich nahezu zonal ausbreitenden Rossbywellenzugs sollten die beiden Methoden annähernd gleiche Ergebnisse liefern. Für den Elbeflut-Rossbywellenzug über Nordamerika (bei zonaler Hintergrundströmung) liefert die Methode nach Zimin u. a. (2006) jedoch bessere Ergebnisse im Sinne eines kohärenteren Rossbywellenzugs (hier nicht gezeigt). Dies erscheint jedoch mit der vorangegangenen Beschreibung im Widerspruch zu stehen. In Unterabschnitt 2.2.3 werde ich diesen scheinbaren Widerspruch erklären und zeigen, dass die vermeintlich bessere Wiedergabe des Elbeflut-Rossbywellenzugs mit der Methode nach Zimin u. a. (2006) zu anderen Problemen führen kann. Die bessere Wiedergabe bei diesem speziellen Fall wird über eine durch die Methode verursachte Veränderung der betrachteten Wellenzahlen erreicht. In der Tat kann die Methode nach Zimin u. a. (2006) bei zonaler Hintergrundströmung und festem Wellenzahlfenster keine besseren Ergebnisse liefern.

2.2.3 Problematik und Modifikation der Methode nach Zimin u. a. (2006)

Die Methode der Einhüllendenberechnung entlang der Hintergrundstromlinien aus Zimin u. a. (2006) kann als verbesserte Version der Methode nach Zimin u. a. (2003) gesehen werden. Aber auch diese Methode ist nicht frei von kritischen Aspekten, über welche man sich bewusst sein sollte. Zum einen gilt die Methode nach Zimin u. a. (2006) eigentlich nur für einen Breitengradbereich zwischen 35°N bis 65°N (persönliche Kommunikation mit A. Zimin). Wie aus der Stromlinienberechnung gefolgert werden kann, sind die Stromlinien nicht auf eine bestimmte zonale Länge beschränkt. Das bedeutet, die Methode verwendet Stromlinien, welche mehr als nur einmal um den Globus gehen. Dies konnte bereits Abbildung 2.5 entnommen werden. Dadurch wird nicht mehr das vorgegebene Wellenzahlfenster zur Einhüllendenbestimmung verwendet, sondern ein durch die Methode selbst modifiziertes Wellenzahlfenster. Möchte man zum Beispiel Wellenzahl 10 entlang einer Stromlinie betrachten, welche 1.25 Mal in zonaler Richtung um den Globus geht, würde man effektiv Wellenzahl 8 betrachten. Das Wellenzahlfenster $[4, 15]$ wäre dann bei 1.25-facher zonaler Länge effektiv durch die Wellenzahlen $[3.2, 12]$ gegeben.

Die Verkleinerung der betrachteten Wellenzahlen für höhere Breitengrade ist nicht unbedingt ein Nachteil, da man argumentieren kann, dass durch diese Verkleinerung die betrachteten physikalisch relevanten Längenskalen eher konstant gehalten werden. Ein weit nach Norden ziehender Rossbywellenzug würde dadurch auch dann noch erkannt werden, wenn die tatsächliche Wellenzahl des ihn beschreibenden Windfeldes unter die vorher fest vorgegebene untere Wellenzahlschranke fällt. In den mittleren Breiten hingegen würde die Stromlinienlänge weiterhin etwa einem Globusumfang entsprechen. Allerdings sind dann die vorgegebenen Wellenzahlen schwer zu kontrollieren. Dadurch könnten meines Erachtens auch häufiger der unerwünschte Fall eintreten, dass großskalige Rücken als Rossbywellenzug interpretiert werden.

Der Grund, warum der Elbeflut-Rossbywellenzug mit der Methode nach Zimin u. a. (2006) besser dargestellt wird, liegt in der effektiven Verkleinerung der betrachteten Wellenzahlen. Durch diese Verkleinerung werden die markanten Signale der sehr schmalen Tröge (siehe Abbildung 2.1) auf Grund ihrer relativ hohen Wellenzahl abgeschnitten, wodurch der Rossbywellenzug als einheitlicheres Objekt zwischen 135°W und 45°W ohne dem ausgebildeten Minimum bei 100°W erkannt wird. In diesem Spezialfall ist dieser Effekt vorteilhaft, allerdings werden bei der Verwendung geringerer Wellenzahlen unabhängige Rossbywellenzüge eher als zusammengehörig interpretiert. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 2.10 (a) und (b) zu sehen. In Abbildung 2.10 (a) kann man über den Stromlinienverlauf im Bereich des Atlantiks/Europa (45°W bis 30°O) einen stationären Rücken ausmachen. Zum angegebenen Zeitpunkt existiert ein Rossbywellenzug, der sich vom Pazifik bis in den Atlantik erstreckt. Dieser Rossbywellenzug propagiert in den folgenden Tagen weiter südlich nach Nordafrika und dann weiter ostwärts nach Asien. Bei einem Rossbywellenzug an der stromaufwärtsgerichteten Seite eines stationären Rückens ist zu erwarten, dass der Rossbywellenzug mit dem Rücken wechselwirkt oder zumindest leicht dessen Struktur stört und somit unter Umständen ein anomales Windfeld an dessen Flanken erzeugt. Betrachtet man die anomale Länge der Stromlinien in Abbildung 2.10 (b), so lässt sich für den Rossbywellenzug an der Nordflanke des atlantischen Rückens durch die erhöhte Trajektorienlänge (rote Farbschattierung) ein tatsächlich verwendetes Wellenzahlfenster im Bereich von $[3, 12]$ ableiten. Dadurch könnte erklärt werden, warum die Rückenstruktur des Hintergrundes über dem

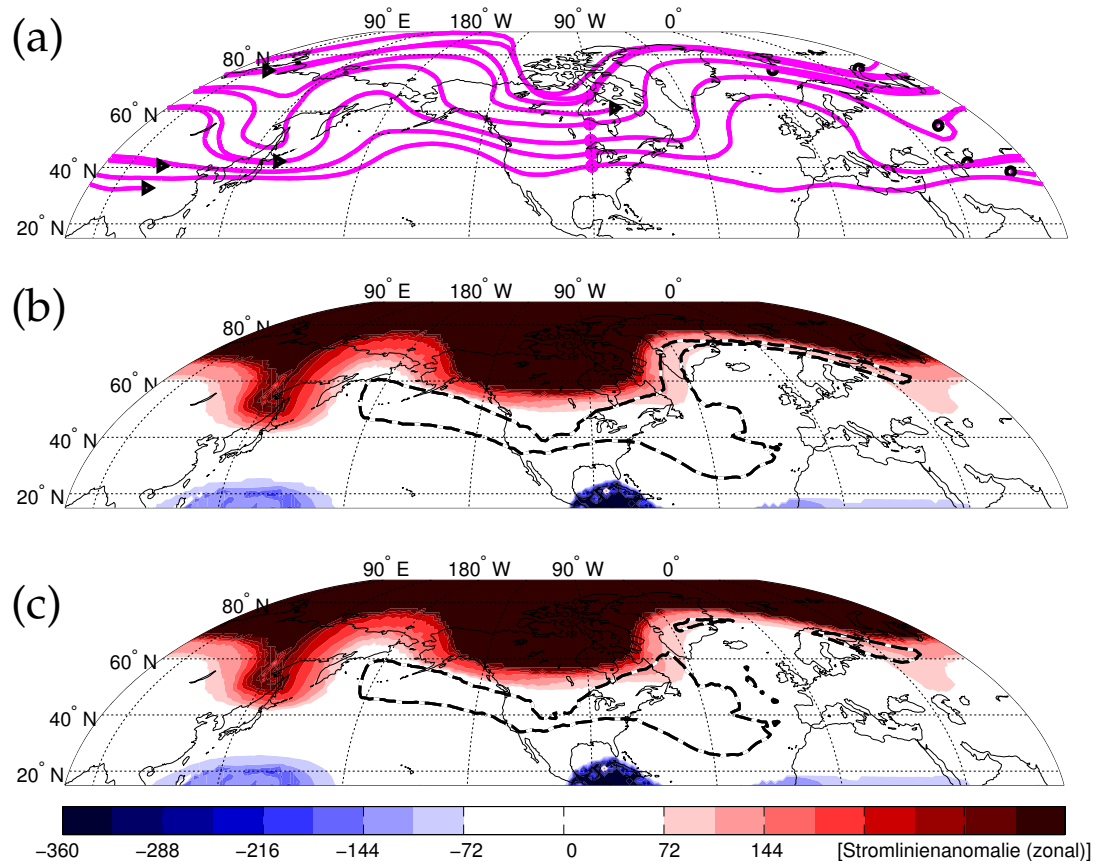


Abbildung 2.10: Berechnete Stromlinienlängen und deren Auswirkung auf die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006). In Abbildung (a) sind in Magenta die Hintergrundstromlinien ausgehend von den Gitterpunkten mit den magenta Punkten angegeben (alle bei 90°W). Die schwarzen Kreise geben die Endpunkte der Rückwärtsintegration an, die schwarzen Dreiecke die Endpunkte der Vorwärtsintegration. In Abbildung (b) und (c) sind in Farbe die zonalen Stromlinienlängen abweichend von 360° (einem Globusumfang) angegeben. Die schwarz-weiß-gestrichelten Linien geben die Rossbywellenzüge bei einem Schwellenwert von 28 ms^{-1} an. Alle Abbildungen zeigen die Momentaufnahme vom 28.12.2008 12 UTC. In Abbildung (b) ist die ursprüngliche Berechnung der Rossbywellenzüge entlang der Stromlinien zu sehen. In Abbildung (c) die modifizierte Berechnung mit Dämpfung und Wellenzahl-anpassung.

Atlantik/Europa doch als Teil des Rossbywellenzugs erkannt wird. Der Effekt der Wellenzahlverkleinerung ist in diesem Beispielfall unerwünscht. Aus diesem Grund werde ich die Methode von Zimin u. a. (2006) modifizieren. Zu jedem Gitterpunkt habe ich neben der Hintergrundstromlinie auch die Stromlinienlänge berechnet. In der Methode nach Zimin u. a. (2006) werden bei der Rücktransformation aus dem Wellenzahlraum die Beiträge der Wellenzahlen $k > k_{\max} = 15$ und $k < k_{\min} = 4$ auf Null gesetzt. Stattdessen werde ich im Folgenden die Wellenzahlen mittels

$$[\tilde{k}_{\min}, \tilde{k}_{\max}] = [k_{\min}, k_{\max}] \frac{L_{\lambda}}{360^{\circ}}$$

anpassen, wobei L_{λ} die zurückgelegte zonale Distanz der Hintergrundstromlinie in Längengraden (aufsummiert über alle Schrittweiten) beschreibt. Nicht ganze Wellenzahlen werden gerundet. Hauptsächlich interessieren wir uns für Rossbywellenzüge, die entlang des Strahlstroms in den mittleren Breiten propagieren. Durch die

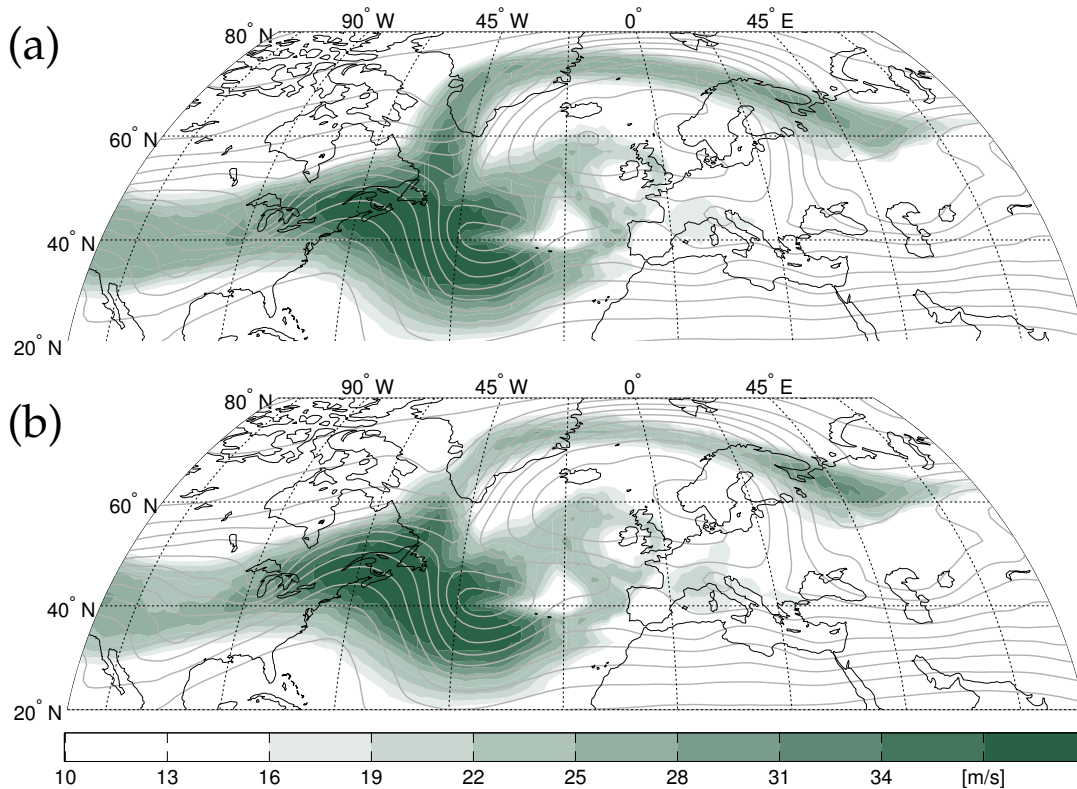


Abbildung 2.11: Vergleich der mittels der modifizierten und unmodifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) berechneten Einhüllendenfelder. Momentaufnahmen vom 28.12.2008 12 UTC. Als Farbschattierung ist in Abbildung (a) das Einhüllendenfeld dargestellt, welches man nach der Methode von Zimin u. a. (2006) erhält. In Abbildung (b) ist die modifizierte Berechnung der Methode nach Zimin u. a. (2006) mit Wellenzahlanpassung dargestellt. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $8 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). Für beide Methoden ((a) und (b)) wird das Einhüllendenfeld (Wellenzahlfenster [4, 15]) zusätzlich oberhalb einer zugehörigen Stromlinienlänge von 540° mittels einer Cosinus-Quadrat-Gewichtung gedämpft.

Stromlinienmethode erlauben wir auch Signale als Rossbywellenzüge zu erkennen, welche in hohen geographischen Breiten propagieren. Allerdings handelt es sich bei diesen Rossbywellenzügen im Allgemeinen nicht um die uns interessierenden Wellenzüge entlang des Strahlstroms in den mittleren Breiten. Dies ist nicht der Fall, wenn die Rossbywellenzüge nur zeitweise vom Süden nach Norden propagieren. Diese Rossbywellenzüge können teilweise durch die Auslenkung des Wellenleiters für begrenzte Längengradbereiche in hohe Breitengraden vordringen. Solche Rossbywellenzüge sollen weiterhin wiedergegeben werden können. Aus diesem Grund dämpfen wir zusätzlich das Einhüllendenfeld, welches auf Stromlinien liegt, die eine Länge von mehr als 540 Längengraden aufweisen. Dabei handelt es sich um die Stromlinien, die durchweg in hohen nördlichen Breiten liegen. Die Dämpfungsfunktion ist über einen Cosinus-Quadrat-Abfall zwischen den Stromlinienlängen von 540 und 900 Längengraden gegeben:

$$\text{Dämpfungsfunktion} = \frac{1 + \cos((L_\lambda - 540^\circ)/2\mathfrak{K})}{2},$$

mit $L_\lambda \in [540^\circ, 900^\circ]$. Alle Werte mit $L_\lambda < 540^\circ$ werden mit 1 gewichtet, alle Werte mit $L_\lambda > 900^\circ$ werden mit 0 gewichtet. Das Ergebnis der Einhüllendenberechnung

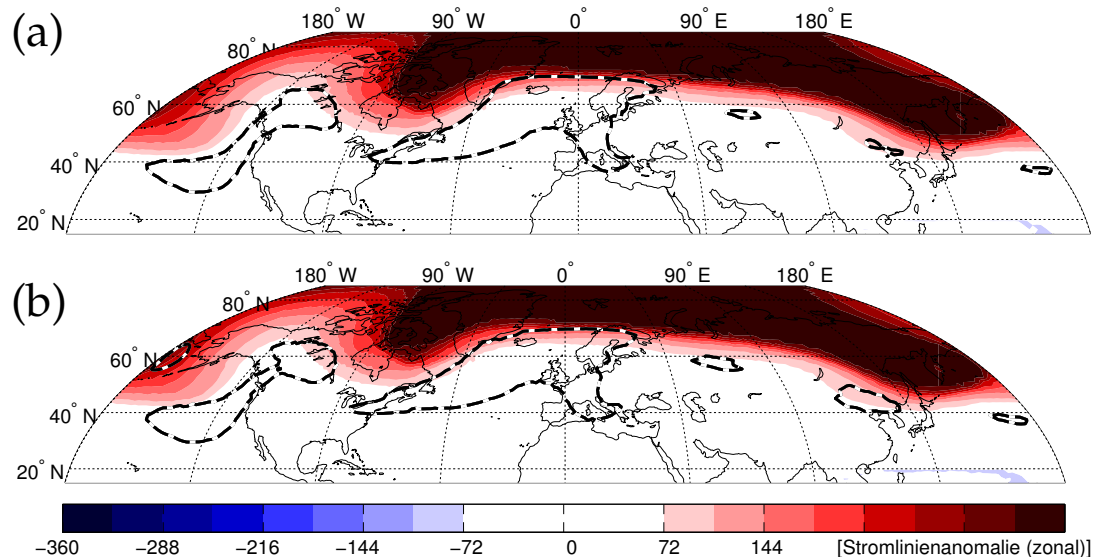


Abbildung 2.12: Berechnete Stromlinienlängen und deren Auswirkung auf die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) für einen zweiten realen Rossbywellenzug. Momentaufnahmen vom 02.01.1995 12 UTC. Farbschattierung gibt die Stromlinienlänge in Zonalrichtung abweichend von 360° (einem Globusumfang). Die schwarz-weiß-gestrichelte Linien geben die Rossbywellenzüge bei einem Schwellenwert von 25 ms^{-1} an. In Abbildung (a) ist die ursprüngliche Berechnung nach Zimin u. a. (2006) dargestellt, in Abbildung (b) die modifizierte Berechnung mit Dämpfung und Wellenzahlanpassung.

für den Beispielfall aus Abbildung 2.10 ist in Abbildung 2.11 (a) ohne und in Abbildung 2.11 (b) mit Wellenzahlmodifikation dargestellt. Ein Vergleich der Abbildungen (a) und (b) zeigt ein qualitativ ähnliches Bild in den berechneten Einhüllendenfeldern. Im Bereich des ostatlantischen Rückens zwischen 45°W und 45°O sind die Werte des Einhüllendenfeldes mit zusätzlicher Wellenzahlanpassung (Abbildung (b)) etwas reduziert. Der Unterschied fällt für diesen Beispielfall zwar gering aus, modifiziert das Einhüllendenfeld aber in die gewünschte Richtung. Dadurch kann besser garantiert werden, dass stationäre blockierende Rücken im statistischen Sinne weniger häufiger als Teil des Rossbywellenzugs interpretiert werden. Außerdem ist wie bereits erwähnt damit das betrachtete Wellenzahlfenster kontrollierbar und von der Zeit und Region unabhängig.

Neben dem Rossbywellenzug aus Dezember 2008 soll die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) auf den anderen Beispiel-Rossbywellenzug aus Januar 1995 angewendet werden. Das Resultat ist in Abbildung 2.12 zu sehen. Für diesen Fall ist bei den Rossbywellenzügen zwischen den beiden Methoden kaum ein Unterschied auszumachen, obwohl auch hier wahrscheinlich eine nicht unerhebliche Wellenzahlanpassung stattfindet. Dass eine Wellenzahlanpassung stattfindet erkennt man daran, dass sich der Rossbywellenzug in Abbildung 2.12 zum Teil in den roten Farbbereichen befindet. Die geringen Unterschiede zwischen den Rossbywellenzügen in Abbildung 2.12 (a) und (b) deuten demnach an, dass die hauptsächlich zum Rossbywellenzug beitragenden zonalen Wellenzahlen nicht durch die Randwerte des verwendeten Wellenzahlfensters [4, 15] gegeben sind. In solchen Fällen verursacht die Modifikation in der Methode nach Zimin u. a. (2006) nur geringe Unterschiede.

Eine weitere Abhängigkeit der Methode zur Einhüllendenberechnung entlang der Hintergrundstromlinien besteht in der Aufspaltung des Signals in Anomalie

und Hintergrund. Diese Aufspaltung ist nötig, um das Hintergrundstromlinienfeld berechnen zu können. Dadurch verwendet man aber nicht nur eine räumliche Filterung des Windfeldes im vorgegebenen Wellenzahlbereich (wie bei Methode von Zimin u. a. (2003)), sondern es fließt auch eine zeitliche Filterung mit ein. Die zeitliche Filterung hat neben dem Verlauf der Hintergrundstromlinien zusätzliche Auswirkungen auf das verwendete Windfeld zur Einhüllendenberechnung (v_{\perp}). Bisher wurde das Hintergrundwindfeld durch einen Tiefpassfilter von 30 Tagen angenommen. Die Auswirkungen einer Variation des Zeitfilters auf den Rossbywellenzug werde ich in Kapitel 4 behandeln.

2.2.4 Bedeutung des senkrechten Windanteils

Ich habe mittels Abbildung 2.9 bereits ein Beispiel gezeigt, in dem der senkrechte Anteil des Meridionalwindes relativ zur Hintergrundströmung ein einheitlicheres Bild des Rossbywellenzugs zeigen konnte. Nach der Beschreibung der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) soll dieser Aspekt erneut aufgegriffen werden, um die Bedeutung und Auswirkungen bei Verwendung des vertikalen Windanteils auch im klimatologischen Sinn besser zu verstehen. Darüber hinaus werde ich eine zusätzliche Überlegung zu diesem Thema präsentieren.

Die Bedeutung des senkrechten Windanteils kann mittels des Beispielfalls vom 15.01.2004 in Abbildung 2.13 veranschaulicht werden. Obwohl sich die beiden Rossbywellenzüge in Abbildung (a) und (b) nur durch die Verwendung der unterschiedlichen Windfelder unterscheiden, ist die Interpretation des Rossbywellenzug-Zugverhaltens grundlegend verschieden. Wie bereits erwähnt, ist die Verwendung des senkrechten Windanteils dem meridionalen Wind vorzuziehen. Im Fall einfacher Wellenausbreitung entlang eines Wellenleiters wird davon ausgegangen, dass die Schwingungen senkrecht zum Wellenleiter erfolgen. Weist der Wellenleiter keine rein zonale Orientierung auf, dann ist nicht mehr der meridionale Windanteil die entscheidende charakteristische Größe der Welle, sondern der senkrechte Anteil des Windes auf den Wellenleiter. Für den Beispielfall aus Abbildung 2.13 kommt es bei 135°W zu einer Teilung der Hintergrundströmung (schwarze Pfeile) in einen nach Norden und einen nach Süden geneigten Anteil. Es wird angenommen, dass der 30 Tage tiefpassgefilterte Hintergrund den Wellenleiter darstellt. Während das Wellensignal bei Verwendung des meridionalen Windes westlich von 135°W über den südlichen Strahlstrom verläuft (Abbildung (a)), verläuft das Wellensignal bei Verwendung des senkrechten Windanteils über den nördlichen Strahlstrom (Abbildung (b)).

Um zu zeigen, dass es sich bei Abbildung 2.13 (b) um die korrektere Darstellung des Wellensignals handelt, stelle ich in Abbildung 2.14 im Bereich der Rossbywellenzüge zusätzlich die zeitliche Entwicklung des Geopotentials dar. Die zeitliche Entwicklung des Geopotentials ist von den Methoden unabhängig und sollte deshalb anzeigen, wie die Wellenausbreitung tatsächlich erfolgt. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Geopotentiallinien in Abbildung 2.14 (von Schwarz über Blau nach Rot entspricht vorwärts in der Zeit), so erkennt man eine rasche Wellenausbreitung über den nördlichen Strahlstrom, während die Geopotentiallinien entlang des südlichen Strahlstroms nahezu stationär sind. Das dominanteste Wellensignal verläuft also über den nördlichen Strahlstrom. Demnach sollte auch in den angewandten Methoden vor allem entlang des nördlichen Strahlstroms die maximalen Werte im Einhüllendenfeld verlaufen. Bei Verwendung des Meridionalwindes v

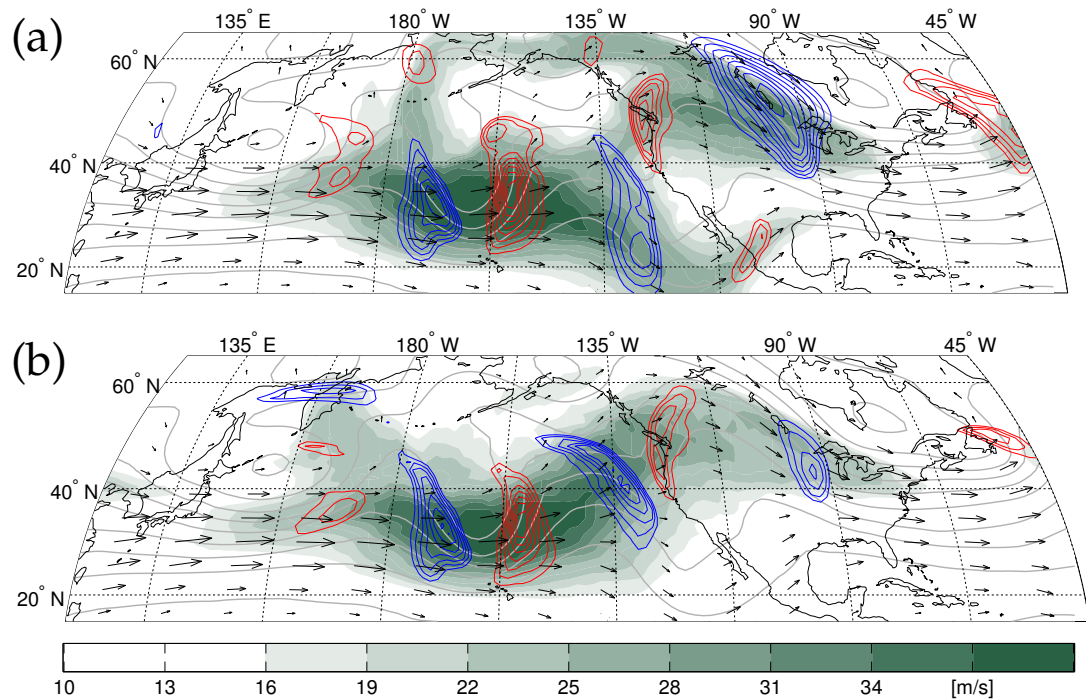


Abbildung 2.13: Deutlich unterschiedliche Rossbywellenzug-Darstellung bei Verwendung des Meridionalwinds und des Windanteils senkrecht zur Hintergrundströmung. Momentaufnahme vom 15.01.2004 00 UTC. Die Farbschattierung gibt in Abbildung (a) das Einhüllendenfeld der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) unter Verwendung des Meridionalwinds und in Abbildung (b) unter Verwendung des senkrechten Windanteils an. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $8.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). In Rot und Blau ist in Abbildung (a) der Meridionalwind und in Abbildung (b) der senkrechte Windanteil v_{\perp} dargestellt (Rot: Südwind mit 25 m s^{-1} bis 60 m s^{-1} , Blau: Nordwind mit -25 m s^{-1} bis -60 m s^{-1} , Konturschrittweite 5 m s^{-1}). Die schwarzen Pfeile geben die Hintergrundströmung oberhalb von 10 m s^{-1} an.

ist diese Wellenentwicklung nicht, oder zumindest nur schwach ersichtlich (Abbildung (a)). Der Verlauf der höchsten Werte im Einhüllendenfeld ist darin bei etwa 135°W nach Süden geneigt, also in Richtung des südlichen Strahlstroms. Dies steht im Widerspruch mit der zu beobachtenden stärksten Wellenentwicklung. Ich möchte damit nicht sagen, dass über den südlichen Strahlstrom durch den angrenzenden Rossbywellenzug kein Wellensignal induziert wird, sondern dass offensichtlich die stärkste Wellenentwicklung entlang des nördlichen Strahlstroms erfolgt. Dies sollte im Einhüllendenfeld auch zu erkennen sein.

Betrachtet man erneut das meridionale Windfeld in Abbildung 2.13 (a), so wird auch die Ursache für die anscheinend fehlerhafte Interpretation des Wellensignals ersichtlich. Bei etwa $(30^{\circ}\text{N}, 130^{\circ}\text{W})$ ist ein negativer Meridionalwind v (blaue Konturlinien) zu erkennen, welcher eine gute Übereinstimmung mit der Hintergrundströmung (Pfeile) aufweist. Das bedeutet, dass im Bezugssystem des Hintergrundwindfeldes keine Störung erkennbar ist, sondern dass die Störung der Hintergrund selber ist. Der Hintergrund verändert sich aber per Konstruktion kaum, also ist dort auch kaum eine Wellenausbreitung zu erkennen (südliche drei Konturlinien in Abbildung 2.14). Im Gegensatz dazu weist der Meridionalwind v in Abbildung 2.13 (a) bei etwa $(45^{\circ}\text{N}, 135^{\circ}\text{W})$ nur geringe Werte auf, obwohl dort eine starke Wellenstruk-

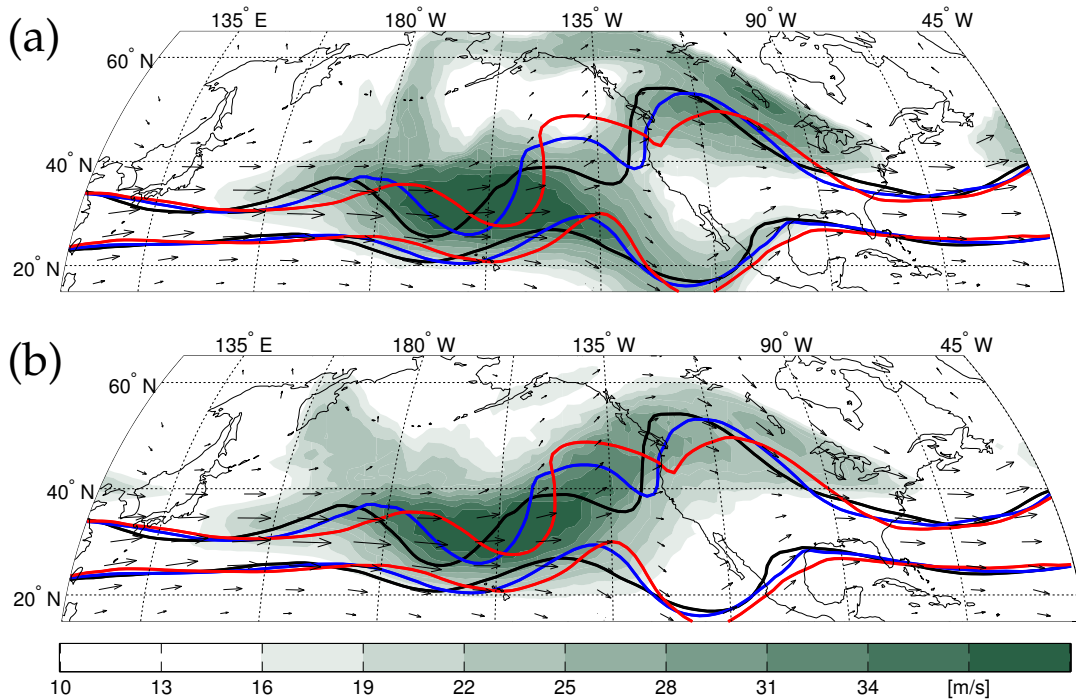


Abbildung 2.14: Beispielfall in dem die Einhüllendenberechnung unter Verwendung des Windanteils senkrecht zur Hintergrundströmung im Vergleich zum Meridionalwind zu einer besseren Rossbywellenzug-Darstellung führt. Momentaufnahme vom 15.01.2004 00 UTC. Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) an. In Abbildung (a) wurde für die Berechnung der Meridionalwind verwendet, in Abbildung (b) der Windanteil senkrecht zur Hintergrundströmung. Die schwarzen Pfeile geben die Hintergrundströmung oberhalb von 10 m s^{-1} an. Die schwarzen Konturlinien geben zwei Geopotentiallinien für die Werte $9 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ und $9.35 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ für den 14.01.2004 12 UTC, die blauen für den 15.01.2004 00 UTC und die schwarzen für den 15.01.2004 12 UTC an.

tur im Geopotential zu erkennen ist (nördliche drei Konturlinien in Abbildung 2.14). Der Grund hierfür ist die Überlagerung des starken positiven meridionalen Hintergrundwindes mit dem starken negativen Wellensignal im meridionalen Windfeld. Diese partielle Auslöschung kann auch durch die Wellenzahlfilterung bei der Hilberttransformation auf Grund der relativ kleinen Skala des Hintergrundrückens nicht entfernt werden. Die Anhebung der unteren Grenze im Wellenzahlbereich auf $[6, 15]$ kann die Auslöschung entfernen. In diesem Fall erhält man auch bei Verwendung des meridionalen Windes den Rossbywellenzug entlang des nördlichen Strahlstroms (hier nicht gezeigt). Der Rossbywellenzug entlang des südlichen Strahlstroms bleibt aber weiterhin bestehen. Eine generelle Anhebung der unteren Wellenzahlgrenze halte ich jedoch für keinen guten Schritt zur Beseitigung dieses Problems, da in vielen Fällen auch die Wellenzahlen 4 und 5 wichtig sind, um den Rossbywellenzug als zusammenhängendes Signal darstellen zu können.

Wenn der senkrechte Windanteil v_{\perp} relevanter für die Darstellung des Rossbywellenzugs ist, könnte man im Prinzip überlegen auch diesen für die Methode nach Zimin u. a. (2003) zu verwenden. Das Resultat ist in Abbildung 2.15 zu sehen, das recht ähnlich zu der für die Methode nach Zimin u. a. (2006) ist (Abbildung 2.13). Auch hier wird der Rossbywellenzug unter Verwendung des senkrechten Windanteils besser wiedergegeben.

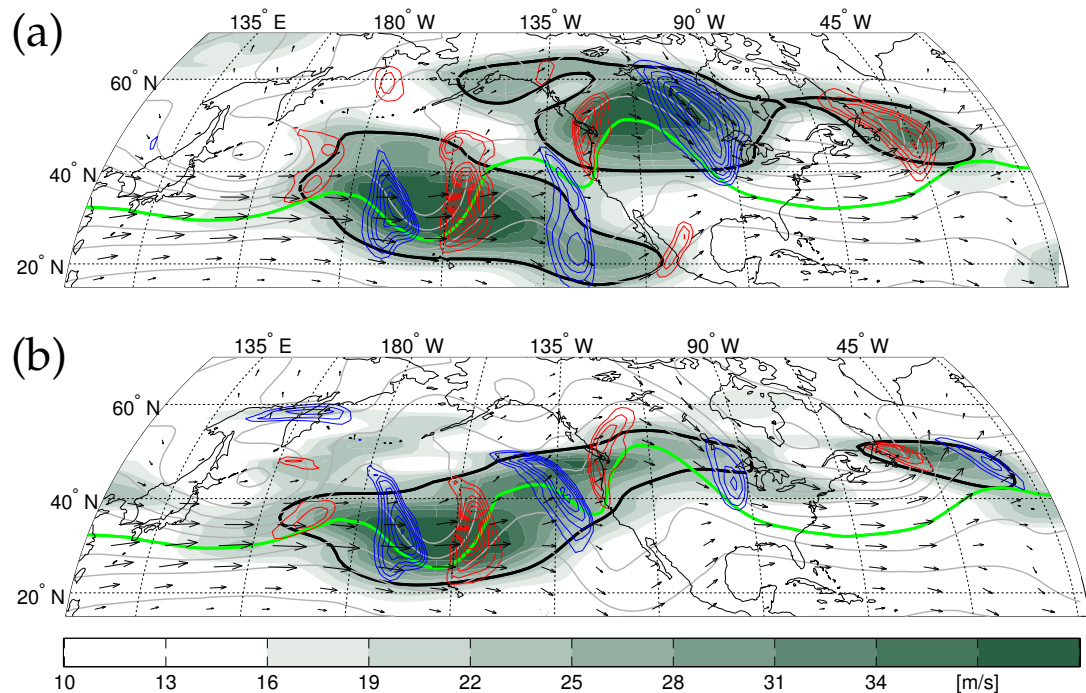


Abbildung 2.15: Vergleich der Einhüllendenfelder nach der Methode in Zimin u. a. (2003) unter Verwendung des Meridionalwindes und des senkrechten Windanteils zur Hintergrundströmung. Momentaufnahme vom 15.01.2004 00 UTC. Die Farbschattierung gibt in Abbildung (a) das Einhüllendenfeld der Methode nach Zimin u. a. (2003) an. In Abbildung (b) ist statt des meridionalen Windfeldes der senkrechte Windanteil zur Hintergrundströmung verwendet. Die grünen Konturlinien geben das Geopotential für $9.05 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an, alle angrenzenden grauen Konturlinien stellen das Geopotential im Abstand von jeweils $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ dar. In Rot und Blau ist in Abbildung (a) der Meridionalwind und in Abbildung (b) der senkrechte Windanteil v_{\perp} dargestellt (Rot: Südwind mit 25 m s^{-1} bis 60 m s^{-1} , Blau: Nordwind mit -25 m s^{-1} bis -60 m s^{-1} , Konturschrittweite 5 m s^{-1}). Die schwarzen Pfeile geben die Hintergrundströmung oberhalb von 10 m s^{-1} an.

Die Verwendung des senkrechten Windanteils in Kombination mit der Methode nach Zimin u. a. (2003) ist darüber hinaus in der Lage langlebige, stationäre Rossbywellenzüge im Einhüllendenfeld zu eliminieren. Diese Elimination ist zu erwarten, da die stationären Wellensignale den Hintergrund mitbestimmen und somit nicht mehr oder nur noch sehr schwach im senkrechten Windanteil repräsentiert sind. Auf diese Weise kann der Fokus wie gewünscht auf die sich ausbreitenden Wellenzüge gelegt werden und stationäre ausgedehnte Rücken oder Tröge der Hintergrundströmung zugewiesen werden. Dies kann mittels der Hovmöllerdiagramme in Abbildung 2.16 veranschaulicht werden. In Abbildung (a) ist das gemittelte Einhüllendenfeld der Methode nach Zimin u. a. (2003) bei Verwendung des meridionalen Windfeldes und in Abbildung (b) bei Verwendung des Windanteils senkrecht zur Hintergrundströmung dargestellt. Auffällig ist in Abbildung (a) das langlebige Signal zwischen 0°O und 25°O , sowie das recht persistente Signal bei etwa 135°W . In beiden Regionen trat in diesem Zeitraum ein Blockadehoch auf. Das Signal über Europa kann auf ein stromabwärts vom Blockadehoch ausgebildeten persistenten Trog zurückgeführt werden. Durch seine Persistenz definiert dieser Trog gleichzeitig die Hintergrundströmung. Ein solches Signal soll hier eigentlich nicht als Rossbywel-

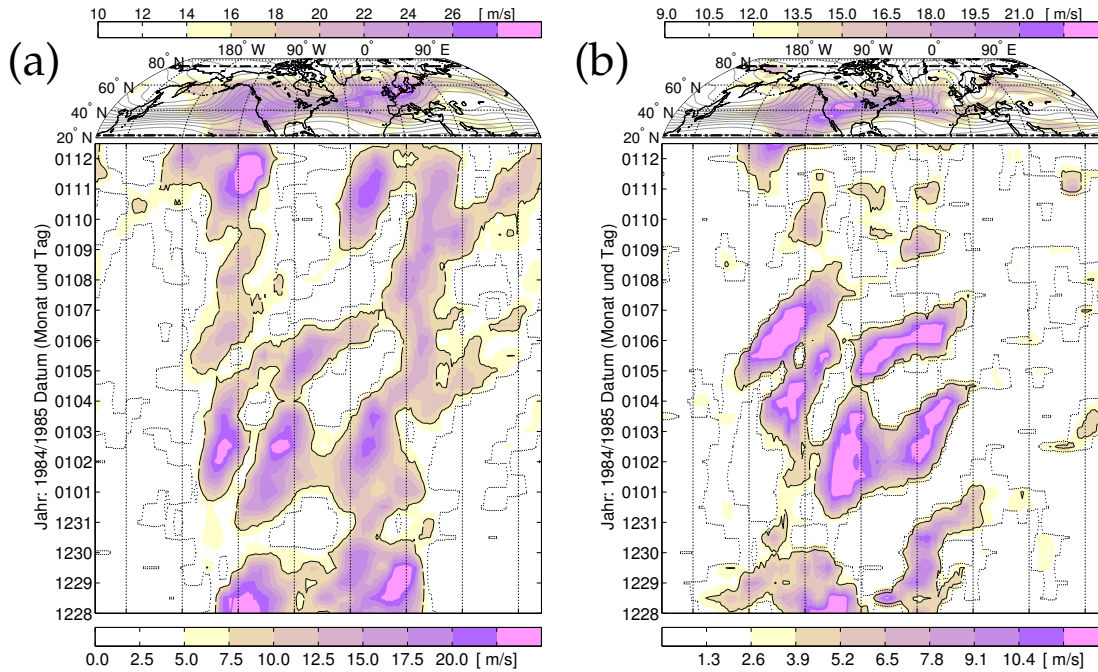


Abbildung 2.16: Rückführung stationärer Rossbywellenzüge im Hovmöllerdiagramm auf die Verwendung des Meridionalwindes bei der Methode nach Zimin u. a. (2003). Bei Verwendung des senkrechten Windanteils zur Hintergrundströmung verschwinden diese. Hovmöllerdiagramm (unten) mit zeitlich gemitteltem Breitengrad-Längengrad-Feldern über den kompletten Zeitraum des Hovmöllerdiagramms (oben). Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld des Meridionalwindes mit der Methode nach Zimin u. a. (2003) an, in Abbildung (a) unter Verwendung des kompletten Meridionalwindes, in Abbildung (b) unter Verwendung des Windanteils senkrecht zur Hintergrundströmung. Das Hovmöllersignal wird durch eine Mittelung des Einhüllendenfeldes oberhalb von 25 m s^{-1} zwischen 20°N und 75°N erhalten (angedeutet bei den schwarz gestrichelten Linien in der Breitengrad-Längengrad-Darstellung).

lenzug identifiziert werden. Bei Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003) konnten derartig persistente Signale jedoch häufig beobachtet werden. Die Ursache dafür liegt in der Verwendung des Meridionalwindes bei dem trotz Wellenzahleinschränkung sehr lang andauernde Signale an einem festen Ort nicht ausgeschlossen werden können. In Abbildung 2.16 (b) ist im Vergleich dazu das Signal der Methode nach Zimin u. a. (2003) unter Verwendung des senkrechten Windanteils zur Hintergrundströmung dargestellt. Man erkennt darin, dass die persistenten Signale über dem Ostpazifik und Europa vollständig verschwunden sind.

Besonders im Fall der Trajektorienberechnung von Rossbywellenzügen führen derartige langlebige Signale durch häufiges Verschmelzen und erneutes Auseinanderbrechen mit von Westen heranziehenden Rossbywellenzügen zu Problemen. Um diese zu veranschaulichen, sind in Abbildung 2.17 explizit drei Zeitpunkte aus dem Hovmöllerdiagramm angefügt. Besonderes Augenmerk soll hier auf das Signal zwischen 0°O und 45°O bei 60°N gelegt werden. Die Rossbywellenzüge (schwarze Konturlinien) direkt westlich des Nullmeridians in Abbildung (a) und (b) sind Überbleibsel von aus dem Westen herangezogenen Rossbywellenzügen. Auch der Rossbywellenzug direkt westlich des Nullmeridians bei 60°N in Abbildung (c) kann auf den sich über Nordamerika befindenden Rossbywellenzug bei 40°N in Abbildung (b) zurückgeführt werden. All diese Rossbywellenzüge propagieren von West

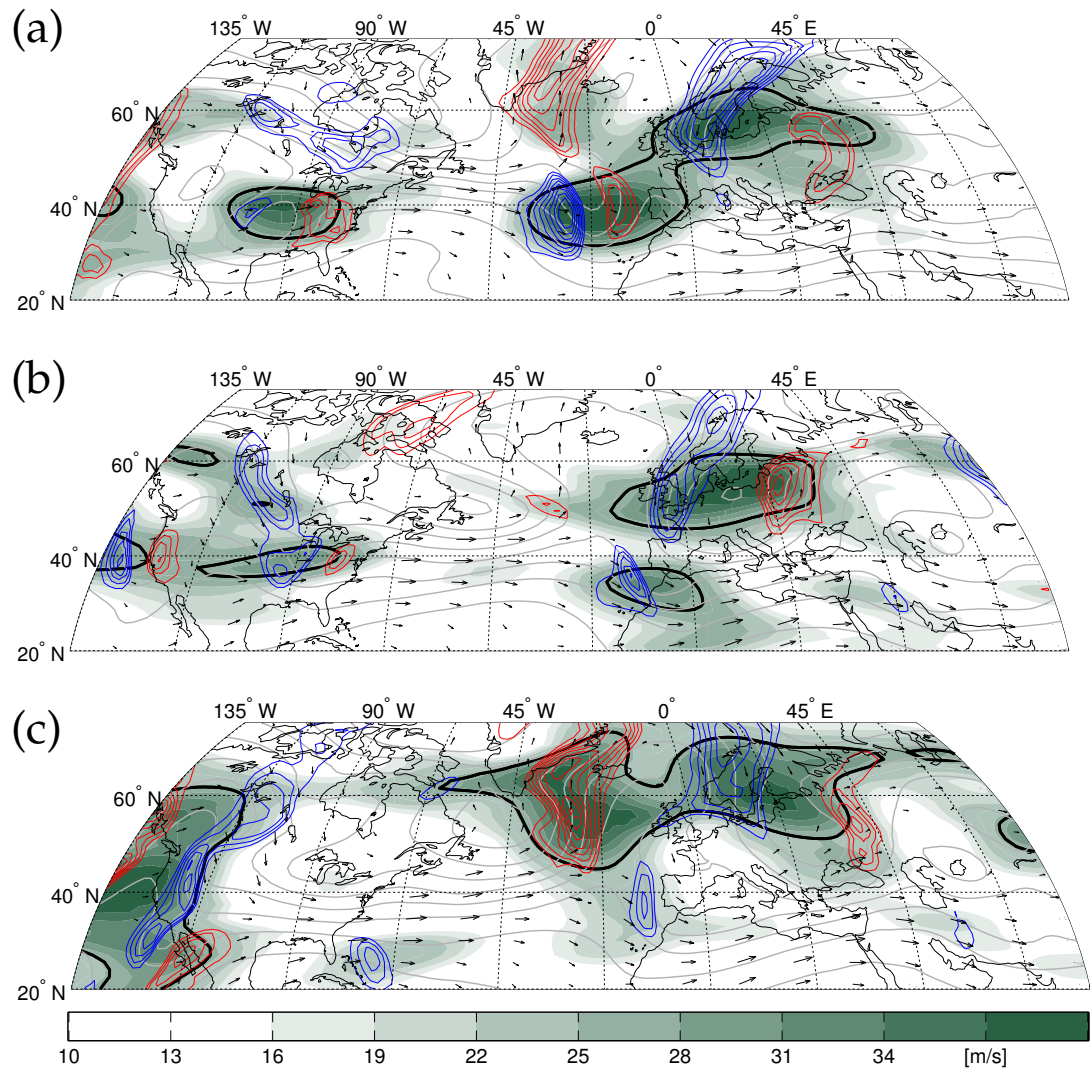


Abbildung 2.17: Veranschaulichung der Problematik stationärer Rossbywellenzüge zur Trajektorienberechnung. Momentaufnahmen vom 04.01.1985 00 UTC (Abbildung (a)), 07.01.1985 12 UTC (Abbildung (b)) und 11.01.1985 12 UTC (Abbildung (c)). Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld der Methode nach Zimin u. a. (2003) an, die schwarze Konturlinie den Einhüllendenwert von 29 m s^{-1} . Die schwarzen Pfeile geben die Hintergrundströmung oberhalb von 10 m s^{-1} an. Die grauen Konturlinien stellen das Geopotential im Abstand von jeweils $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ zwischen $8.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ und $9.35 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ dar. In Rot und Blau ist der Meridionalwind dargestellt (Rot: Südwind mit 25 m s^{-1} bis 60 m s^{-1} , Blau: Nordwind mit -25 m s^{-1} bis -60 m s^{-1} , Konturschrittweite 5 m s^{-1}).

nach Ost. Einzig der Rossbywellenzug zwischen 0°O und 45°O bei 60°N bleibt konstant an derselben Position. Dieses persistente Signal kann, wie in Abbildung 2.16 (a) zu erkennen ist, bis zum 03.01. 00 UTC zurückgeführt werden. Auf Grund der Langlebigkeit des Signals entspricht das zugehörige Windfeld ziemlich gut der in Abbildung 2.17 durch die schwarzen Pfeile angegebenen Hintergrundströmung. Ein solches Signal würde man nicht als klassischen Rossbywellenzug interpretieren. Besonders problematisch wird dies im Fall der Trajektorienberechnung von Rossbywellenzügen durch das wiederholte Verschmelzen von unabhängigen Rossbywellenzügen (wie in Abbildung 2.17 (a) und (c) zu erkennen). Da die räumliche Skala dieses langlebigen Trogs nicht groß genug ist, wird es mittels der räumli-

chen Wellenzahlfilterung nicht als Hintergrund erkannt, auch wenn es im Fall der über den Zeitfilter bestimmten Hintergrundströmung als solches identifiziert wird. Dies erklärt auch, warum im Fall der Verwendung des senkrechten Windanteils im Hovmöllerdiagramm dieser Trog überhaupt nicht als Wellensignal zu erkennen ist (Abbildung 2.16 (b)).

Die Ergebnisse deuten an, dass die Methode nach Zimin u. a. (2003) unter Verwendung des senkrechten Windanteils bessere Ergebnisse liefert als unter Verwendung des Meridionalwindes. Ich habe gezeigt, dass die Problematik Welle und Hintergrund in manchen Fällen nicht unterscheiden zu können dadurch relativ einfach gelöst werden kann und diese Modifikation eventuell eine Alternative zu der Methode nach Zimin u. a. (2006) darstellt. Eine Alternative zu der Methode nach Zimin u. a. (2006) erscheint mir dann plausibel, wenn die Hintergrundbestimmung über die zeitliche Filterung nicht mehr ohne Weiteres möglich ist. Dies ist der Fall bei Verwendung von Vorhersagedaten, bei denen ein zentriertes gleitendes zeitliches Mittel um den Vorhersagetag nicht möglich ist. In diesem Fall könnte man die Methode nach Zimin u. a. (2003) verwenden und als Hintergrundströmung das Signal der kleinen Wellenzahlen verwenden. Dennoch möchte ich die Methode nach Zimin u. a. (2003) unter Verwendung des senkrechten Windanteils hier nicht als Empfehlung geben, da ich im Rahmen dieser Doktorarbeit diese Kombination nicht ausreichend getestet habe. Da bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) die Berechnung nicht entlang der Hintergrundströmung, sondern entlang eines Breitengrads erfolgt, ist nicht klar inwieweit es Sinn ergibt, die Information der Hintergrundströmung über den vertikalen Windanteil mit in die Berechnung aufzunehmen. Darüber hinaus erscheint es sinnvoller, wenn möglich, direkt die Methode nach Zimin u. a. (2006) zu verwenden. Ist dies nicht möglich, wie weiter oben beschrieben zum Beispiel im Fall von Vorhersagedaten, könnte man in der Tat überlegen die Methode nach Zimin u. a. (2003) unter Verwendung des senkrechten Windanteils anzuwenden.

3

WELLENAKTIVITÄTSFLUSS- DIAGNOSTIK

Eine Möglichkeit zur Darstellung von Rossbywellenzügen habe ich bereits in Kapitel 2 vorgestellt. Dabei wurde mittels Hilberttransformation des Meridionalwindes (bzw. des Windanteils senkrecht zur Hintergrundströmung) die Einhüllende dieser Größe berechnet, womit nach der Anwendung eines Schwellenwertes ein Rossbywellenzug dargestellt werden konnte. Das ist eine Möglichkeit um Rossbywellenzüge darzustellen, aber natürlich nicht die einzige. Neben der Verwendung des Geopotentials, der Eddy kinetischen Energie oder der potentiellen Wirbelstärke gibt es weitere Größen, welche zur Identifikation von Rossbywellenzügen verwendet werden können. Eine konzeptionell vielversprechende Größe ist der Wellenaktivitätsfluss (WAF). Neben der eher traditionelleren Methode des Meridionalwindes sollen in dieser Arbeit auch die Vorteile der Diagnostik des WAF vorgestellt und auf ihre Umsetzbarkeit in realen Daten untersucht werden. Die Gleichungen und Beschreibungen in diesem Kapitel beruhen auf quasigeostrophischer Theorie. Zusätzlich wird bei den in diesen Kapiteln vorgestellten Flussformulierungen immer von der Annahme kleiner Amplituden ausgegangen. Diese Annahme erlaubt die Verwendung linearer Wellentheorie. In der Realität können die Anomalien jedoch sehr große Amplituden erreichen. Nichtsdestotrotz hat sich die Anwendung der linearen Wellentheorie als äußerst hilfreich herausgestellt. Trotz der Komplexität der Atmosphäre können damit dynamische Konzepte wie die Ausbreitung von Rossbywellenzügen erfolgreich beschrieben und verstanden werden. In Abschnitt 3.1 werde ich die Verwendung der WAF-Diagnostik motivieren und einen kurzen Überblick über die für diese Arbeit wichtigsten Veröffentlichungen bezüglich der WAF-Diagnostik vorstellen. In Abschnitt 3.2 werde ich die hier verwendete Formulierung des Wellenaktivitätsflusses vorstellen und in Abschnitt 3.3 auf die Berechnung des Flusses im Detail eingehen. Abschließend werde ich den WAF auf reale Rossbywellenzüge anwenden, in Abschnitt 3.4 zunächst nur für die horizontalen Komponenten des Flusses, in Abschnitt 3.5 für den gesamten dreidimensionalen Fluss.

3.1 MOTIVATION UND LITERATUR ZUR WELLENAKTIVITÄTS- DIAGNOSTIK

Das Konzept der Wellenaktivität und den zugehörigen Flüssen wurde von Eliassen und Palm (1960) eingeführt. Die Autoren haben auf die wichtige Erhaltungseigenschaft der Wellenaktivität hingewiesen, welche im Vergleich zur Wellenenergie eine direkte Interpretation der Ergebnisse erlaubt. Breitet sich eine Welle in einer Scherströmung aus, so wird die Welle allein durch die Präsenz eines Gradienten in der Hintergrundströmung ihre Wellenenergie ändern. Für den externen Beobachter erscheint das wie eine zusätzliche Quelle oder Senke an Wellenenergie, selbst wenn sich an der Intensität der Welle im Prinzip nichts ändert. Die Wellenaktivität hingegen wird sich selbst im Fall einer Scherströmung bei sonst konservativen Bedingungen nicht ändern. Dieser Unterschied erleichtert die Interpretation der Wellen-

dynamik im Wellenaktivitätsbild. Die Wellenaktivität und die zugehörigen Flüsse werden in Eliassen und Palm (1960) durch ein zonales Mittel erhalten. In der Literatur hat sich der zugehörige Fluss als der Eliassen-Palm Fluss manifestiert. Die meridionale Komponente beschreibt den meridionalen Transport an Zonalimpuls ($\vec{F}^{(y)} \propto \overline{u'v'}$) und die vertikale Komponente den meridionalen Wärmetransport ($\vec{F}^{(z)} \propto \overline{v'T'}$). Wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, handelt es sich hierbei um die Beschreibungen unter quasigeostrophischer Annahme.

In Edmon u. a. (1980) wird die Bedeutung des Eliassen-Palm Flusses hervorgehoben und die zugehörigen Vertikalschnitte gezeigt. Darin gehen die Autoren auf die Bedeutung des Gruppengeschwindigkeitkonzepts ein:

$$\mathbf{F} = \mathbf{c}_g A ,$$

das besagt, dass der WAF \mathbf{F} in Richtung der Gruppenausbreitung der Welle \mathbf{c}_g zeigt. A gibt die Wellenaktivität an. Darüber hinaus ist die Divergenz des Wellenaktivitätsflusses ein Maß für die Eddie-Auswirkung auf die Hintergrundströmung. Dies kann leicht über die Verwendung der transformierten eulersch gemittelten Gleichungen gesehen werden. Mit diesem Konzept beinhalten die Vertikalschnitte die Netto-Wellenausbreitung \mathbf{F} und ein Maß an Welle-Grundstrom-Wechselwirkung (über $\nabla \cdot \mathbf{F}$).

Der Nachteil der Formulierung nach Eliassen und Palm (1960) besteht darin, dass diese durch die zonale Mittelung keine Information über die zonale Ausbreitung von Rossbywellenzügen besitzt. Plumb (1985) hat die Flussformulierung auf eine Zonalkomponente erweitert, um die vollständige dreidimensionale Ausbreitung von Rossbywellenzügen beschreiben zu können. Die zusätzliche zonale Komponente im Wellenaktivitätsfluss ist ein Maß für den meridionalen Transport an meridionalen Impuls ($\vec{F}^{(x)} \propto v'v'$), während die meridionale und vertikale Komponente wie zuvor bei Eliassen und Palm (1960) ein Maß für den meridionalen Transport von Zonalimpuls und meridionalen Wärmetransport darstellen. Der WAF sollte phasenunabhängig sein. Die Größe v'^2 allein erfüllt diese Vorgabe nicht. Im geostrophischen Gleichgewicht lässt sich der Wind auch über den Gradienten der Stromfunktion darstellen, also $v' = 1/(\alpha \cos(\varphi)) \partial\Psi'/\partial\lambda$. Die Größe v'^2 ist demnach maximal an den Flanken der Anomalien Ψ' . Dort ist die Krümmung der Stromfunktion minimal, während die Krümmung maximal innerhalb der Anomalien ist. Eine Kombination des Gradienten und der Krümmung ermöglicht die Phasenunabhängigkeit des Flusses. Das heißt, ein zusätzlicher Term über die Krümmung des Geopotentials kann zur Herstellung der Phasenunabhängigkeit des WAF verwendet werden. Dies lässt sich für alle Komponenten des Flusses umsetzen.

Die Einschränkung der Flussformulierung nach Plumb (1985) besteht darin, dass diese nur für stationäre Wellen in zonaler Hintergrundströmung gültig ist. Um Rossbywellenzüge zu untersuchen, welche sich entlang einer planetaren Wellen ausbreiten, ist die zonale Hintergrundströmung keine gute Annahme. Takaya und Nakamura (2001) haben die Flussformulierung von Plumb (1985) auf zonal variable Hintergrundströmungen erweitert, welche auch auf wandernde Rossbywellenzüge angewandt werden kann. Da genau diese Form von Rossbywellenzügen in dieser Arbeit untersucht werden soll, werde ich die Formulierung von Takaya und Nakamura (2001) verwenden.

Darüber hinaus werde ich hier noch auf eine kleine Auswahl an Literatur eingehen, in welcher das Konzept des WAF erfolgreich angewandt wurde und auch ein Bezug zu dieser Arbeit hat. In Nakamura u. a. (1997) wurde der Einfluss von hoher und tieffrequenter Dynamik auf den Entstehungsprozess von Blockadehochs untersucht. Mit der Frequenzaufteilung soll die Dynamik langsamer planetarer Wellen

und kurzlebigeren Rossbywellenzügen gesondert untersucht werden. Als Wellenaktivitätsfluss wurde darin der erweiterte EP-Fluss verwendet, der ebenfalls auf die zonale Komponente erweitert ist und somit einen kompletten dreidimensionalen Fluss darstellt. Die Autoren haben mittels der Konvergenz¹ des WAF die Bedeutung von Rossbywellenzügen auf den Entstehungsprozess und die Erhaltung von Blockadehochs untersucht. Ein konvergenter WAF wird darin als Ursache für eine Reduktion der Stärke der Westwindströmung gesehen. Eine reduzierte Westwindströmung hat einen positiven Effekt auf die Entstehung oder Erhaltung von Blockadehochs. Danielson u. a. (2006) haben den Wellenaktivitätsfluss von Takaya und Nakamura (2001) untersucht und gezeigt, dass dieser nützlich ist, um stromabwärtsgerichtete Entwicklung zu identifizieren. Sie haben diese Formulierung mit der Diagnostik der Eddy kinetischen Energie verglichen und gezeigt, dass zwischen den beiden Methoden hinsichtlich der abgeschätzten Gruppengeschwindigkeiten eine gute Übereinstimmung besteht. Ein leichter Unterschied konnte im Übergang zur nichtlinearen Phase vor Einsetzen des Wellenbrechens festgestellt werden. Der größte Vorteil der Wellenaktivitätsformulierung wird in der Phasenunabhängigkeit des WAF gesehen. In Enomoto u. a. (2007) wurde ebenfalls die Wellenaktivitätsformulierung von Takaya und Nakamura (2001) verwendet, um ein tieferes Verständnis der dynamischen Prozesse bei der Ausbreitung des Elbeflut-Rossbywellenzugs zu erhalten. Darüber hinaus haben die Autoren die Bedeutung eines Sturmsystems hervorgehoben, welches mit dem Rossbywellenzug interagiert. Sie haben die schlechte Vorhersage dieses Sturmsystems in Bezug zu der geringen Vorhersagbarkeit über Europa im Zeitraum der Elbeflut gesetzt. Diese Wechselwirkung zwischen der kleineren Skala des Sturmsystems und der großen Skalen des Rossbywellenzugs zeigt erneut die Schwierigkeiten für eine korrekte Vorhersage und hebt die Bedeutung hervor, das Verständnis über Rossbywellenzug-Verhalten und die Wechselwirkung zwischen den unterschiedlichen Skalen genauer zu verstehen. Schließlich wurde der WAF nach Plumb (1985) bereits benutzt, um Wellenbrechen zu untersuchen. In Gabriel und Peters (2008) wurde die meridionale Komponente des WAF benutzt, um Wellenbrechereignisse in verschiedene Klassen zu unterteilen.

3.2 DER WELLENAKTIVITÄTSFLUSS NACH TAKAYA UND NAKAMURA (2001) ($\mathbf{F}_{\text{TN}01}$)

Wie in Abschnitt 3.1 dargelegt, habe ich mich in dieser Arbeit für die WAF Formulierung von Takaya und Nakamura (2001) ($\mathbf{F}_{\text{TN}01}$) entschieden.

$$\mathbf{F}_{\text{TN}01} = \mathbf{F}_{(\text{TN}01,\text{stat})} + \mathbf{F}_{(\text{TN}01,\text{Phase})} \quad (3.1)$$

Der erste Term in Gleichung (3.1) beschreibt die Gruppenausbreitung stationärer Rossbywellenzüge, während der zweite Term zusätzlich die Ausbreitung von Wellenaktivität mit den propagierenden Anomalien beschreibt.

Um die beiden Terme möglichst anschaulich zu erklären, betrachten wir einen einzelnen Trog, der Bestandteil eines Rossbywellenzugs ist. Dieser Trog besitzt eine gewisse Menge an Wellenaktivität. Als Bestandteil eines Rossbywellenzugs ist der Trog, selbst wenn er stationär ist, durch Signale in $\mathbf{F}_{\text{TN}01}$ gekennzeichnet. Diese

¹ Mit der Konvergenz eines Flusses \mathbf{F} ist der Term $-\nabla \cdot \mathbf{F}$ und mit der Divergenz der Term $\nabla \cdot \mathbf{F}$ gemeint. Ein konvergenter Fluss ist über $\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$ und ein divergenter Fluss über $\nabla \cdot \mathbf{F} > 0$ definiert.

zeigen den Effekt der stromabwärtsgerichteten Entwicklung an. Auf der stromabwärtsgerichteten Seite des Troges kann mittels der Übertragung an Wellenaktivität vom Trog ausgehend ein Rücken initialisiert oder falls dieser schon vorhanden ist, verstärkt werden. Ob eine Verstärkung des stromabwärtsgerichteten Rückens stattfindet, ist vom Nettofluss an Wellenaktivität in diesen Rücken abhängig. Solange mehr Wellenaktivität in den Rücken hinein gerichtet ist als hinaus, verstärkt sich dieser. Andernfalls erfolgt eine Abschwächung. Dieser Effekt wird durch den ersten Term $\mathbf{F}_{(\text{TN}_{01}, \text{stat})}$ beschrieben. Bewegt sich zusätzlich der Trog selber, so wird mit ihm Wellenaktivität verschoben. Die Verschiebung an Wellenaktivität mit der Phase des Wellenzugs (in dem Fall hier den Trog) wird durch den zweiten Term $\mathbf{F}_{(\text{TN}_{01}, \text{Phase})}$ beschrieben. Dieser Anteil wird im Folgendem als der Phasenausbreitungsterm bezeichnet.

Die beiden Terme des $\mathbf{F}_{\text{TN}_{01}}$ lassen sich über

$$\mathbf{F}_{(\text{TN}_{01}, \text{stat})} = \frac{p \cos(\varphi)}{2 |\mathbf{v}_{\text{bg}}|} \left(\begin{array}{l} \mathbf{u}_{\text{bg}} \left(v'^2 - \frac{\Phi'}{f a \cos(\varphi)} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \right) + \\ -\mathbf{u}_{\text{bg}} \left(\mathbf{u}' v' + \frac{\Phi'}{a f} \frac{\partial v'}{\partial \varphi} \right) + \\ \frac{f R}{H N^2} \left[\mathbf{u}_{\text{bg}} \left(2 v' T' - \frac{1}{f a \cos(\varphi)} \frac{\partial (T' \Phi')}{\partial \lambda} \right) - \right. \\ \left. \begin{array}{l} v_{\text{bg}} \left(-\mathbf{u}' v' + \frac{\Phi'}{a f} \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial \varphi} \right) \\ v_{\text{bg}} \left(\mathbf{u}'^2 + \frac{\Phi'}{a f} \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial \varphi} \right) \\ v_{\text{bg}} \left(2 \mathbf{u}' T' + \frac{1}{a f} \frac{\partial (T' \Phi')}{\partial \varphi} \right) \right] \end{array} \right) \quad (3.2)$$

und

$$\mathbf{F}_{(\text{TN}_{01}, \text{Phase})} = \mathbf{C}_u M = \mathbf{C}_u \frac{p_n}{2} (A + E) \cos(\varphi) \quad (3.3)$$

berechnen, wobei Φ das Geopotential, T die Temperatur, $f = 2\Omega \sin(\varphi)$ der Coriolisparameter und Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation ist. Der Druck wird mit p bezeichnet und p_n der mit $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ normierte Druck. Der Erdradius ist über a gegeben. $R = 287.17 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ gibt die spezifische Gaskonstante für trockene Luft und $H = 7400 \text{ m}$ die Skalenhöhe für die Atmosphärenschicht an. Der Stabilitätsparameter N^2 ist über

$$N^2 = \frac{R p_n^\kappa}{H} \frac{\partial \Theta}{\partial z}$$

gegeben, wobei Θ die potentielle Temperatur beschreibt und κ die spezifische Gaskonstante für trockene Luft dividiert durch die spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck ($c_p = 1004.67 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$). Die vertikale Ableitung ist in $\log p$ -Koordinaten, mit $z = -H \log p_n$ gegeben. Umgeschrieben auf Druckkoordinaten ergibt sich damit

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = -\frac{p}{H} \frac{\partial \Theta}{\partial p} .$$

Der Wellenaktivitäts-Pseudoimpuls M ist über eine Kombination aus einem Enstrophieterm A und Wellenenergieterm E gegeben. Die Beiträge des Phasenausbreitungsterms werde ich detailliert in Abschnitt 3.3 untersuchen.

3.3 BERECHNUNG VON $F_{\text{TN}01}$

In diesem Abschnitt werde ich auf die Berechnung von $F_{\text{TN}01}$ eingehen. Dabei werde ich mich hauptsächlich auf den Phasenausbreitungsterm beschränken. Der Anteil zur Beschreibung stationärer Rossbywellenzüge ($F_{(\text{TN}01,\text{stat})}$) wird über zentrierte Differenzen im Gebietsinneren berechnet (siehe Gleichung (3.2)). Das Gebiet ist periodisch in Zonalrichtung, aber begrenzt in meridionaler und vertikaler Richtung. An den Rändern werden deshalb einfache finite Differenzen verwendet.

Zur Berechnung des Phasenausbreitungsterms muss die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit C_u sowie der Wellenaktivitäts-Pseudoimpuls M berechnet werden. In Unterabschnitt 3.3.1 werde ich die Berechnung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit angeben, in Unterabschnitt 3.3.2 anschließend die Berechnung des Wellenaktivitäts-Pseudoimpulses.

3.3.1 Die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit

Der Phasenausbreitungsterm $F_{(\text{TN}01,\text{Phase})}$ beschreibt die Ausbreitung von Wellenaktivitäts-Pseudoimpuls durch die räumliche Verschiebung der Phasen in Richtung des Grundstroms. Diese Verschiebung wird durch den Vektor C_u beschrieben. Die Wellenausbreitung erfolgt entlang des Grundstroms. Der Betrag der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit $|C_p|$ wird deshalb noch auf die Hintergrundströmung v_{bg} über

$$C_u = |C_p| \frac{v_{\text{bg}}}{|v_{\text{bg}}|} \quad (3.4)$$

projiziert.

Die Frage ist nun, wie man die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit bestimmen kann. Die Beschreibung dazu soll für eine bessere Anschauung mit Hilfe einer Schemazeichnung in Abbildung 3.1 für einen festen Gitterpunkt (λ_i, φ_i) und einen festen Zeitpunkt t_k erfolgen. Zur Berechnung der Phasenausbreitungsgeschwin-

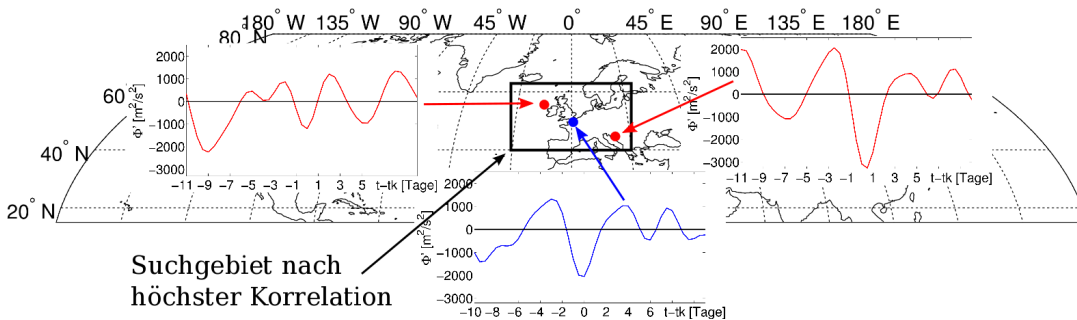


Abbildung 3.1: Schemazeichnung zur Bestimmung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit. Die Bestimmung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit ist hier beispielhaft für den Gitterpunkt (λ_i, φ_i) (blauer Punkt) dargestellt. Die zugehörige blaue Kurve zeigt die Zeitreihe der Geopotentialanomalien an diesem Gitterpunkt vom Tag -10 bis Tag 11 relativ zu dem betrachteten Zeitpunkt t_k . Der schwarze Kasten zeigt den Suchbereich an, in dem die Korrelationen der blauen Kurve mit den roten zeitversetzten Geopotentialanomaliekurven vom Tag -11 bis Tag 10 berechnet werden.

digkeit möchte man wissen, woher die aktuelle Geopotentialanomalie des Gitterpunkts (λ_i, φ_i) stammt. Der Gitterpunkt (λ_i, φ_i) ist in der Schemazeichnung als

blauer Punkt dargestellt. Um die Herkunft der Geopotentialanomalie zu bestimmen braucht man die zeitliche Entwicklung dieser Größe. Die zeitliche Entwicklung der Geopotentialanomalie $\Phi'(t_k + \tilde{t})$ an diesem Gitterpunkt ist in der Schemazeichnung mit der blauen Kurve dargestellt. Der Zeitraum der Geopotentialanomalien umfasst den Bereich $\tilde{t} \in [-10, 11]$ Tage. Die Herkunft der Anomalie wird über eine Korrelation dieser Zeitreihe mit den zeitversetzten Zeitreihen ($\tilde{t} \in [-11, 10]$ Tage) der Geopotentialanomalien $\Phi'(t_k + \tilde{t})$ aus der Umgebung bestimmt. Um den Rechenaufwand minimal zu halten, berechne ich die Korrelationen nur mit zeitversetzten Zeitreihen aus der Umgebung des Gitterpunktes (λ_i, φ_i) , dargestellt über das schwarze Rechteck in der Schemazeichnung. Die Umgebung wird über physikalisch maximal zu erwartende Geschwindigkeiten räumlich beschränkt. So ergibt es zum Beispiel keinen Sinn, die Zeitreihe am Gitterpunkt (λ_i, φ_i) mit den Zeitreihen auf der anderen Seite des Globus zu korrelieren, wenn diese Distanzen nicht in vorgegebenen Zeiten bei maximal anzunehmenden Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten zurückgelegt werden können. Der in dieser Arbeit verwendete Suchbereich erstreckt sich bei einer Gitterauflösung von 1.5° vom Ausgangsgitterpunkt 13 Gitterpunkte jeweils nach Osten und nach Westen, sowie 6 Gitterpunkte jeweils nach Norden und nach Süden. Die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit in Zonalrichtung wird nach der Formel

$$v_{\text{phase}}^{(x)} = a \cos(\varphi) \frac{\Delta\lambda}{\Delta t} \aleph$$

berechnet, wobei $\Delta\lambda$ der zonalen Distanz in Grad zwischen dem Gitterpunkt λ_i und dem Gitterpunkt mit maximaler Korrelation entspricht. \aleph gibt, wie in dem Kapitel zuvor, den Umrechnungsfaktor von Grad in Radian an. Bei einem Zeitversatz (Δt) der zu korrelierenden Geopotentialanomalien von einem Tag und einer geographischen Breite von 50°N entspricht dies einer maximalen zonalen Phasenausbreitungsgeschwindigkeit von $v_{\text{phase}}^{(x)} \approx 16.1 \text{ m s}^{-1}$. Nach Chang (1999) (Abbildung 4a darin) treten die höchsten Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten (im Mittel mit etwas über 12 m s^{-1}) in der Eingangsregion des pazifischen Strahlstroms auf. Dieser liegt bei 40°N , wo das hier angegebene Suchkriterium Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten von $v_{\text{phase}}^{(x)} \approx 19.2 \text{ m s}^{-1}$ erlaubt. In der Atlantikregion werden nach Chang (1999) Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten von nur etwa 8 m/s erreicht. Der hier gewählte Suchbereich sollte demnach groß genug sein.

Mit dem Konzept beinahe ebener Wellen erwarten wir ein relativ glattes Feld an Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb des Rossbywellenzugs. Die vorgestellte Berechnung liefert allerdings, auf kurzer räumlicher Distanz, teilweise markante Unterschiede in den Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten. Ich wende deshalb noch eine zonale Fouriertransformation mit Einschränkung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit auf den Wellenzahlbereich $[0, 10]$ an. Dadurch werden sehr kleinräumige Schwankungen in den Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten herausgefiltert und nur die grobe Struktur im Längenskalenbereich der Phasen innerhalb eines Rossbywellenzugs bleibt erhalten. Eine Glättung des Phasenausbreitungsterms ist sinnvoll und wurde auch von einem der Autoren von Takaya und Nakamura (2001) vorgeschlagen (persönliche Kommunikation). Es ließ sich noch darüber diskutieren, welche Art der Mittelung am sinnvollsten ist, jedoch ist zu berücksichtigen, dass es sich hierbei lediglich um den zweiten zusätzlichen Term (nach Gleichung (3.1)) handelt. Die eigentliche Ausbreitung und vor allem die Richtung des Wellensignals wird im Allgemeinen hauptsächlich durch den ersten Term der Gleichung (3.1) beschrieben. Dieser Term berücksichtigt die Neigung der Phasenlinien, welche maßgeblich die Richtung der zukünftigen Gruppenausbreitung vorgeben.

Der zweite Term gibt wie erwähnt die Verschiebung der Wellenaktivität mit den Phasen an. Durch diesen Term erfolgt eine Modifikation der Richtung von F_{TN01} in Richtung der Hintergrundsströmung. In Abschnitt 3.4 werde ich für zwei reale Beispielfälle die Beiträge der einzelnen Terme miteinander vergleichen. Durch die Betrachtung vieler Einzelfälle habe ich den Eindruck gewonnen, dass der erste Term in den meisten Fällen dominiert. Für einzelne Fälle oder bestimmte Bereiche innerhalb eines Rossbywellenzugs kann der zweite Term jedoch von gleicher Bedeutung wie der erste sein. Laut Nakamura (persönliche Kommunikation) könnte zur Betrachtung der Gruppenausbreitung des Rossbywellenzugs der zweite Term vernachlässigt werden, unter Berücksichtigung, dass ein zusätzlicher Beitrag zum WAF durch die Verschiebung der Phasen hinzukommen würde. Da der Phasenausbreitungsterm aber nicht nur den Absolutbetrag des WAF modifiziert, sondern auch eine Auswirkung auf die Richtung des WAF hat, werde ich den zweiten Term einbeziehen und untersuchen.

Um die Funktionsweise meiner Berechnung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit zu untersuchen, habe ich drei zufällige Zeitpunkte aus den Wintermonaten gewählt und zu diesen die berechnete Phasenverschiebung mit der tatsächlichen verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass die Orte der berechneten advehierten Phasenlinien gut mit denen der tatsächlichen Phasenlinien übereinstimmen. Relevant sind vor allem die Gebiete in denen sich auch ein Wellenzug befindet, weshalb in Abbildung 3.2 nur starke Anomalien dargestellt sind. Betrachtet man zum Beispiel den Rossbywellenzug in Abbildung 3.2 (b) zwischen 110°O und 160°W um 40°N , erkennt man eine gute Übereinstimmung zwischen den Orten advehierten Phasenlinien vom Vortag (rote Linien) und den tatsächlichen Phasenlinien (blaue Linien). Eine genaue Übereinstimmung ist nicht zu erwarten, da sich die Phasenlinien der folgenden Zeitschritte nicht nur über eine Verschiebung bestimmen lassen, sondern in Realität gleichzeitig zusätzliche Verstärkungs- und Abschwächungsprozesse stattfinden. Ein derartiger Verstärkungsprozess ist unter anderem in Abbildung 3.2 (c) bei etwa 170°O durch die erhöhte Anzahl an blauen Konturlinien zu erkennen.

Wie weiter oben angedeutet, wurden in Chang (1999) Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten berechnet. Darin wurden diese über eine zeitversetzte Korrelationen der Maxima der positiven Anomalien durchgeführt. Ich habe zum Vergleich meinen Algorithmus über die ERA-Interim-Daten des gleichen Zeitraums (Juni 1980 bis Januar 1993) laufen lassen, um die Ergebnisse auf ihre Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen aus Chang (1999) zu überprüfen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.3 (a) für die Wintermonate und in Abbildung 3.3 (b) für die Sommermonate dargestellt.

Ein Vergleich der Ergebnisse aus Chang (1999) in Abbildung 3.3 (c) mit meinen berechneten zonalen Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten aus Abbildung 3.3 (a) und (b) über den gleichen Zeitraum zeigen ein sehr ähnliches Bild. Im Winter werden auch bei meinen Berechnungen Werte unterhalb von -2 m s^{-1} nördlich von Kamtschatka erreicht. Über dem West- und Mittelatlantik treten in Chang (1999) Werte knapp über 10 m s^{-1} auf, über dem Westpazifik Werte leicht über 12 m s^{-1} . Bei meinen Berechnungen werden Werte von maximal 10.1 m s^{-1} über dem West- und Mittelatlantik und 11.9 m s^{-1} über dem Westpazifik erreicht. Der Subtropenjet ist in Chang (1999) mit mittleren Werten knapp über 8 m s^{-1} und bei meinen Berechnungen mit Werten von 7 m s^{-1} bis 9 m s^{-1} vertreten. Im Sommer zeigen sowohl die Berechnungen aus Chang (1999) als auch meine Berechnungen in den Subtropen Werte kleiner als -4 m s^{-1} an. Über den kompletten Bereich der mittleren Breiten

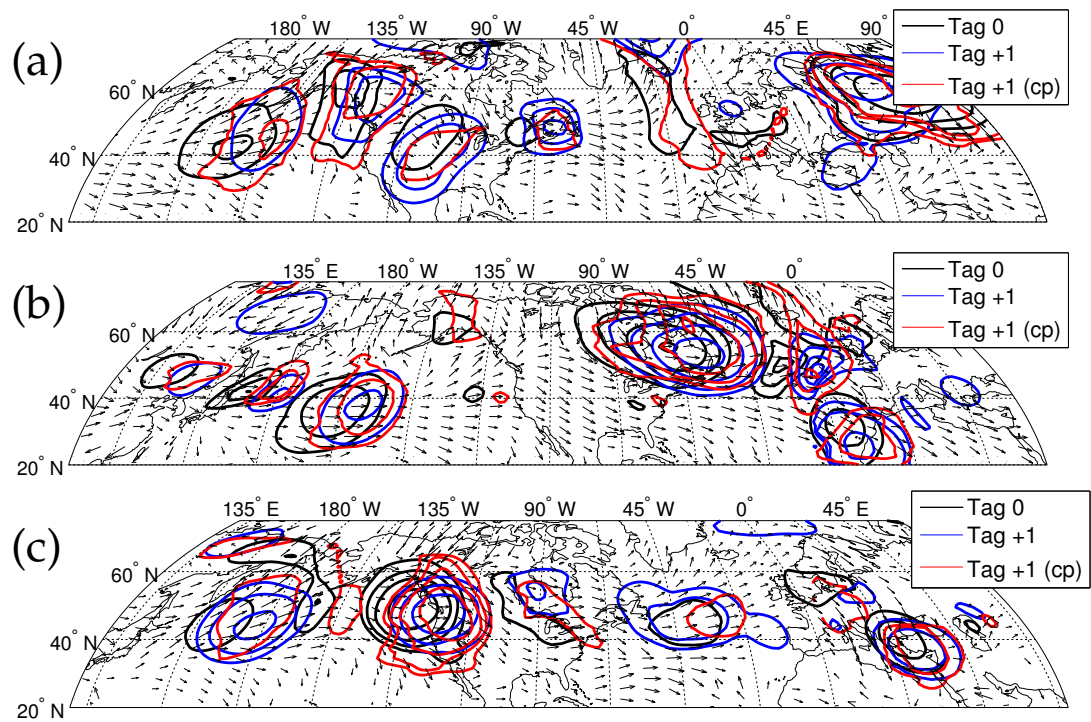


Abbildung 3.2: Validierung der berechneten Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten über einen Vergleich der zeitlichen Entwicklung und der berechneten Verschiebung von Geopotentialanomalien. Zufällig ausgewählte Zeitpunkte aus den Wintermonaten zur Demonstration der berechneten Phasenausbreitungsgeschwindigkeit. Die verwendeten Zeitpunkte sind der 01.01.1985 (Abbildung (a)), 15.01.1996 (Abbildung (b)) und der 29.02.2012 (Abbildung (c)). Pfeile geben die Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten an. Die Konturlinien geben Geopotentialanomalien an, beginnend von $\pm 1500 \text{ m}^2/\text{s}^2$ in Schrittweiten von $750 \text{ m}^2/\text{s}^2$ in positiver und negativer Richtung. Schwarze Konturen zeigen die Geopotentialanomalien für die angegebenen Zeitpunkte, blaue Konturen die Geopotentialanomalien für 24 Stunden nach den angegebenen Zeitpunkten und rote Konturen stellen die Geopotentialanomalien dar, welche man über Advektion der schwarzen Geopotentiallinien mit der berechneten Phasengeschwindigkeit über einen Zeitraum von 24 Stunden erhält.

zieht sich ein Band von Werten über 4 m s^{-1} mit einem Maximum über Nordamerika/Atlantik bis nach Europa mit über 6 m s^{-1} . In meinen Berechnungen ergibt sich in den Sommermonaten über dem Westatlantik ein Maximum von 7.4 m s^{-1} . Ein qualitativer Unterschied zwischen den beiden klimatologischen Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten kann in Asien/Pazifik ausgemacht werden. Während bei mir das zweite Maximum über dem mittleren Pazifik mit über 6 m s^{-1} liegt, befindet sich der Schwerpunkt des zweiten Maximums in Chang (1999) mit ebenfalls 6 m s^{-1} über Asien, welches sich bis in den Westpazifik erstreckt.

Der Vergleich zwischen berechneter und tatsächlicher Phasenverschiebung (Abbildung 3.2) sowie der Vergleich der berechneten Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten mit den klimatologischen Ergebnissen aus Chang (1999) (Abbildung 3.3) unterstützen die richtige Funktionsweise meiner Berechnung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten. Dieser Beitrag ist notwendig, um den Phasenausbreitungsterm im Wellenaktivitätsfluss berechnen zu können und ist deshalb in diesem Unterabschnitt verifiziert worden.

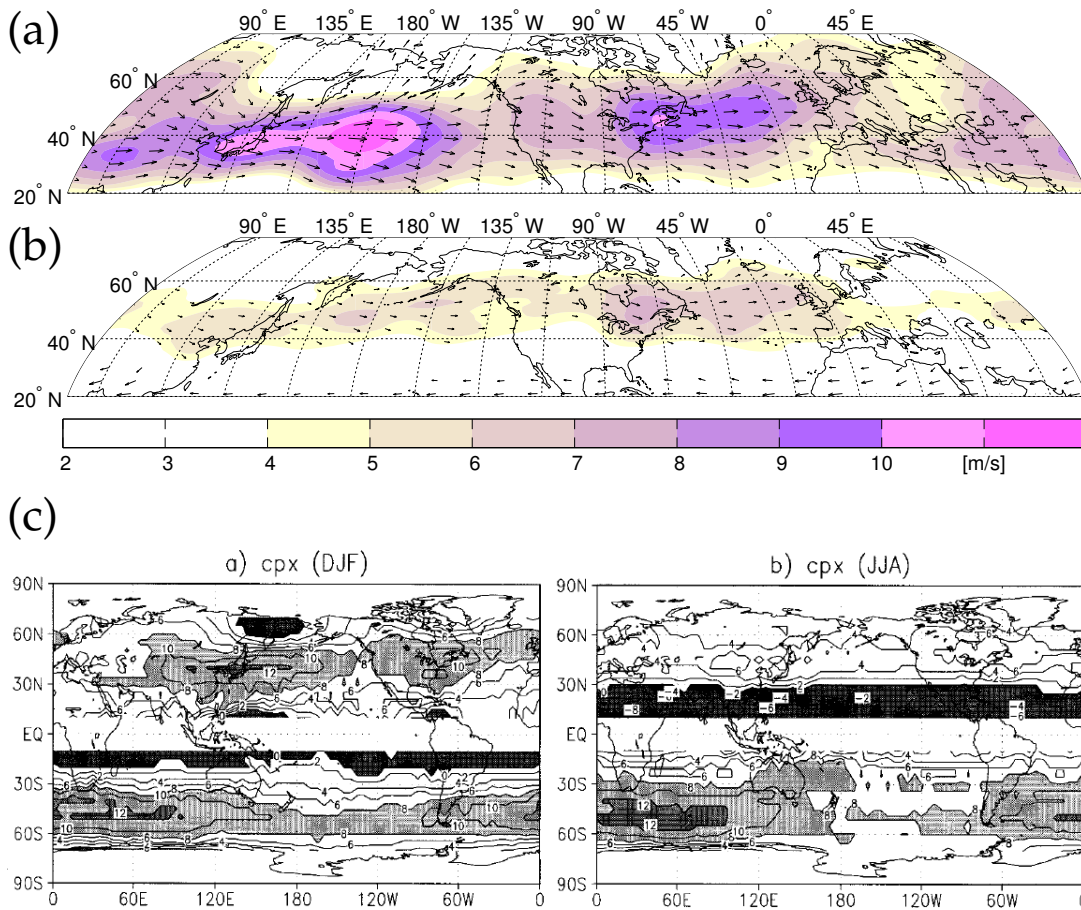


Abbildung 3.3: Validierung der berechneten Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten über einen Vergleich mit den Ergebnissen aus Chang (1999). Pfeile geben die komplette zweidimensionale Phasenausbreitungsgeschwindigkeit ab einem Betragswert von 4 m s^{-1} an. Die Farbschattierung zeigt den Wert der zonalen Phasenausbreitungsgeschwindigkeit. Der verwendete Zeitraum ist von Juni 1980 bis Januar 1993. In Abbildung (a) ist das Wintermittel und in Abbildung (b) das Sommermittel für den angegebenen Zeitraum dargestellt. In Abbildung (c) sind die Ergebnisse aus Chang (1999) für beide Jahreszeiten des gleichen Zeitraums zu sehen. In Abbildung (a) werden außerhalb der tropischen Regionen noch nördlich von Kamtschatka Werte knapp unterhalb von -2 m s^{-1} erreicht (hier nur positive Werte zu sehen).

3.3.2 Der Wellenaktivitäts-Pseudoimpuls

Um den Phasenausbreitungsterm des Wellenaktivitätsflusses nach Gleichung (3.3) zu bestimmen, bedarf es neben der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit (beschrieben in Unterabschnitt 3.3.1) noch des Wellenaktivitäts-Pseudoimpulses (Gleichung (26) in Takaya und Nakamura (2001))

$$M = \frac{p_n}{2} (A + E) \cos(\varphi)$$

mit

$$A = \frac{q'^2}{2|\nabla_h q_{bg}|} \quad \text{und} \quad E = \frac{e}{|\mathbf{u}_{bg}| - |\mathbf{v}_{\text{phase}}|} ,$$

wobei der Betrag des horizontalen Gradienten der Hintergrunds-PV q_{bg} zusätzlich über fünf Längen- und fünf Breitengrade gemittelt wird. Der kinetische Wellenenergieterm

$$e = \frac{1}{2} \left(u'^2 + v'^2 + \left(\frac{RT'}{HN} \right)^2 \right)$$

entspricht Gleichung (7) in Takaya und Nakamura (2001).

Ein Problem der angegebenen Gleichungen besteht darin, dass ein Teilen durch null an den kritischen Linien möglich ist. Die kritischen Linien sind die Linien, an denen die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit der Geschwindigkeit der Hintergrundströmung entspricht. In diesem Fall nimmt der Nenner im Wellenenergieterm E also den Wert null an. Analog zu Takaya und Nakamura (2001) werden die Bereiche zur Berechnung des Phasenausbreitungsterms ausgeschlossen, in denen die Differenz zwischen Phasenausbreitungsgeschwindigkeit und Hintergrundströmung kleiner als 2 m s^{-1} ist. In diesen ausgeschlossenen Bereichen wird M auf Null gesetzt. Das ist insofern gerechtfertigt, da die lineare Wellentheorie an den kritischen Linien ohnehin nicht anwendbar ist. Abgesehen davon erwartet man jedoch auch den stärksten Beitrag des Phasenausbreitungsterms im Bereich starker Hintergrundströmung. In diesen Bereichen hoher Gradienten im Hintergrundgeopotential sorgt eine Nord- oder Südauslenkung der Luftmassen zu starken Anomalien in M . Darüber hinaus ist in diesen Bereichen die Phasengeschwindigkeit besonders hoch (siehe Gleichung (1.3)). Da das Produkt von M und der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit die Stärke des zweiten Terms angibt, sollte dieser hauptsächlich innerhalb der kritischen Linien hohe Beiträge liefern. Innerhalb meint dabei ausgehend vom Strahlstrom nördlich von der südlichen kritischen Linie und südlich von der nördlichen kritischen Linie. Diese Argumentation über die Stärke des zweiten Terms habe ich angefügt, da meiner Meinung nach im Allgemeinen die Vernachlässigung des zweiten Terms in der Nähe der kritischen Linien in den meisten Fällen unproblematisch ist. In der Realität kann in Einzelfällen der zweite Term jedoch auch in der Nähe der kritischen Linien hohe Werte aufweisen.

Zur Veranschaulichung, in welchen Bereichen der Phasenausbreitungsterm von F_{TN01} berechnet wird, habe ich in Abbildung 3.4 die Bereiche mit einer Differenz zwischen Phasenausbreitungsgeschwindigkeit und Hintergrundströmung größer als 2 m s^{-1} für die drei bereits untersuchten Rossbywellenzüge (Januar 1995, August 2002, Dezember 2008) angegeben. Es ist erkennbar, dass zumindest für die Rossbywellenzüge im Winter (Abbildung 3.4 (a) und (c)) der Bereich des Polarfront- und Subtropenstrahlstroms größtenteils innerhalb der kritischen Linien liegt. Damit spielen die kritischen Linien für die Berechnung des Phasenausbreitungsterms für diese beiden Rossbywellenzüge eine untergeordnetere Rolle. Im Fall des Elbeflut-Rossbywellenzugs in Abbildung 3.4 (b) ist der Strahlstrom, wie für die Sommermonate üblich, weniger stark ausgeprägt. Der Bereich innerhalb der kritischen Linien ist dadurch im Bereich des Elbeflut-Rossbywellenzugs (zwischen etwa 135°W und 45°W) relativ schmal. Der Beitrag des Phasenausbreitungsterms im F_{TN01} wird also auch nur in diesem schmalen Bereich einen Beitrag leisten können.

Der Nenner im Wellenaktivitätsterm A wird über fünf Längen- und fünf Breitengrade gemittelt. Darüber hinaus wird M , wie im letzten Absatz beschrieben, nur in den Bereichen berechnet, in denen die Differenz zwischen Phasenausbreitungsgeschwindigkeit und Hintergrundströmung größer als 2 m s^{-1} beträgt. Dadurch sollte im Fall der Berechnung von M der Nenner in A stets Werte größer als Null aufwei-

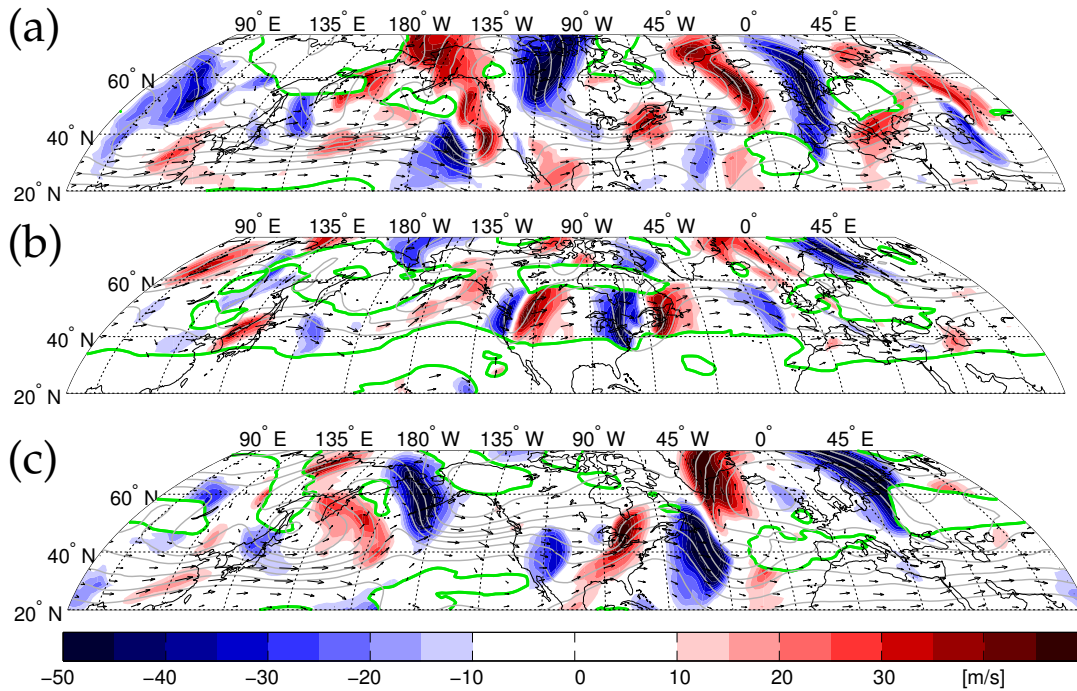


Abbildung 3.4: Veranschaulichung der Bereiche dreier Beispielfälle in denen der Phasenausbreitungsterm von F_{TN01} berechnet wird. Die dicke grüne Konturlinie gibt die Bereiche an, in denen die Differenz zwischen Phasenausbreitungsgeschwindigkeit und Hintergrundströmung 2 m s^{-1} beträgt. Nur innerhalb der Bereiche oberhalb von 2 m s^{-1} wird der Meridionalwind (Farbschattierung) und der Hintergrundwind (schwarzen Pfeile) bei Werten oberhalb von 10 m s^{-1} für Abbildung (b) und oberhalb von 20 m s^{-1} für Abbildung (a) und (c) angegeben. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential im Abstand von $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ zwischen $8 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ und $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an. Die verwendeten Zeitpunkte sind der 02.01.1995 12 UTC (Abbildung (a)), 07.08.2002 12 UTC (Abbildung (b)) und der 28.12.2008 12 UTC (Abbildung (c)).

sen. Da es bei den Berechnungen zu keinen Problemen kam, scheint die Annahme, dass der Nenner von A stets größer als Null ist, erfüllt zu sein.

Wie in den obigen Gleichungen angegeben, setzt sich der Wellenaktivitäts-Pseudoimpuls M aus dem Wellenenergieterm E und dem Enstrophieterm A zusammen. Die Enstrophie ist in den Regionen maximal, in denen die Anomalien (q'^2) maximal sind, während die Wellenenergie an den Flanken der Anomalien maximal ist, also dort, wo die Enstrophie üblicherweise minimal ist. Durch eine geeignete Kombination dieser beiden Größen kann demnach eine phasenunabhängige Größe M erhalten werden. Analog zum Vorgehen beim Phasenausbreitungsterm wird auch für M eine räumliche Filterung vorgenommen. Mittels Fouriertransformation werden nur die Wellenzahlen 0 bis 14 berücksichtigt. Für ein vergleichbares Bild wird in den Abbildungen 3.5 und 3.6 dieser räumliche Filter auch auf A und E angewandt.

Im Folgenden werde ich die Einzelbeiträge sowie deren Summe betrachten um Rückschlüsse darüber ziehen zu können inwieweit sich die beiden Größen zu einer phasenunabhängigen Größe kombinieren lassen. Für einen ausgebildeten Winter-Rosbywellenzug sind die einzelnen Beiträge in Abbildung 3.5 dargestellt. In Abbildung 3.5 (a) ist zu erkennen, dass der Wellenenergieterm und der Enstrophieterm jeweils dort Maxima aufweisen, wo die andere Größe innerhalb des Rossbywellenzugs ihr Minimum birgt. Die kombinierte Größe des Wellenaktivitäts-Pseudoimpuls in

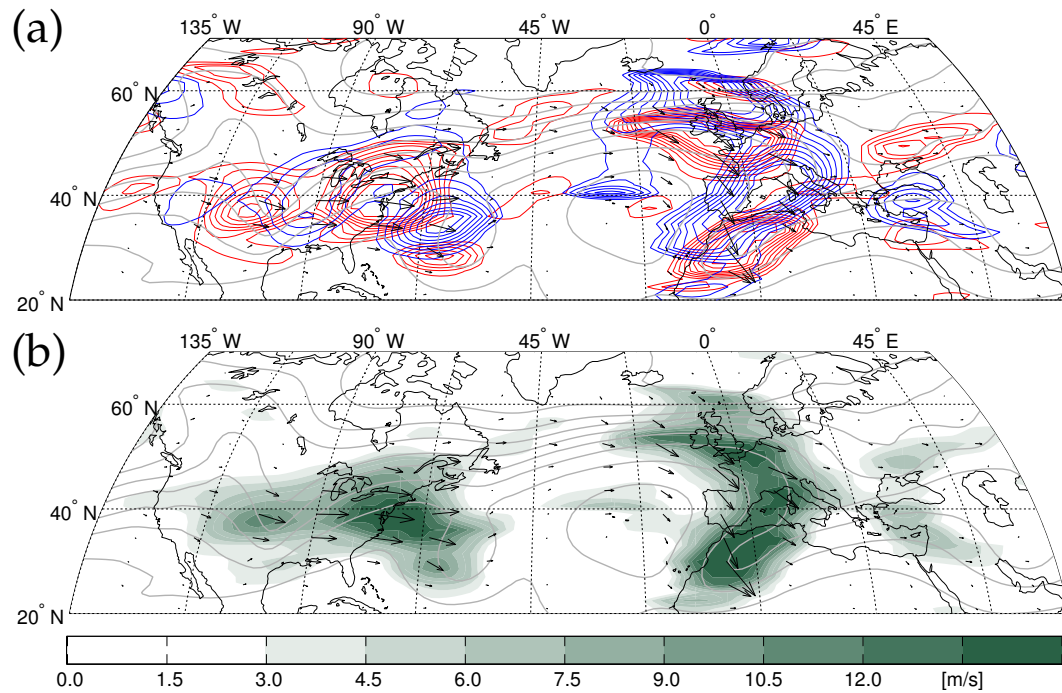


Abbildung 3.5: Validierung der Phasenunabhängigkeit der Wellenaktivität. Rossbywellenzüge über dem Atlantikbereich am 15.12.1982 12 UTC. In Abbildung (a) sind der Wellenenergie- (in Blau) und Enstrophieterm (in Rot) dargestellt (mit Konturwerten von $\{20, 30, 40, \dots, 100\} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$). In Abbildung (b) ist der Wellenaktivität-Pseudoimpuls M wiedergegeben. Die Pfeile geben F_{TNo1} an. Die grauen Konturlinien zeigen das Geopotential an.

Abbildung 3.5 (b) zeigt ein relativ phasenunabhängiges Signal über den kompletten Bereich der Rossbywellenzüge.

Neben dem Winter-Rossbywellenzug ist der Wellenaktivität-Pseudoimpuls und dessen Aufteilung in den Wellenenergieterm und den Wellenenstrophieterm auch für den Elbeflut-Rossbywellenzug in Abbildung 3.6 gezeigt. Bei diesem Rossbywellenzug ist der Wellenaktivität-Pseudoimpuls stärker phasenabhängig, als im Fall des Winter-Rossbywellenzugs aus Abbildung 3.5. Man erhält zwar Werte des Wellenaktivität-Pseudoimpuls über den kompletten Rossbywellenzug, allerdings dominieren die Maxima des Enstrophieterns (bei 45°N und etwa 120°W sowie 70°W). Der plötzliche Abfall der Wellenenergie bei etwa 55°N und 120°W bis 80°W hängt mit den kritischen Linien zusammen, unterhalb derer die dargestellten Terme auf Null gesetzt werden. Der zugehörige Verlauf der kritischen Linie ist in Abbildung 3.4 (b) dargestellt.

3.4 ANWENDUNG DES WELLENAKTIVITÄTSFLUSSES AUF REALE FÄLLE

In Unterabschnitt 3.3.1 habe ich das Vorgehen zur Berechnung des Phasenausbreitungsterms $F_{(TNo1,phase)}$ vorgestellt. In diesem Abschnitt werde ich nun sowohl den stationären Beitrag $F_{(TNo1,stat)}$ als auch den Phasenausbreitungsterm $F_{(TNo1,phase)}$ für zwei reale Beispielfälle zeigen. Dies erlaubt gleichzeitig ein Verständnis davon, welche Bedeutung der Phasenausbreitungsterm bezüglich des kompletten Wellenaktivitätsflusses einnimmt. Der Fluss wird darüber hinaus über fünf Längengrade und

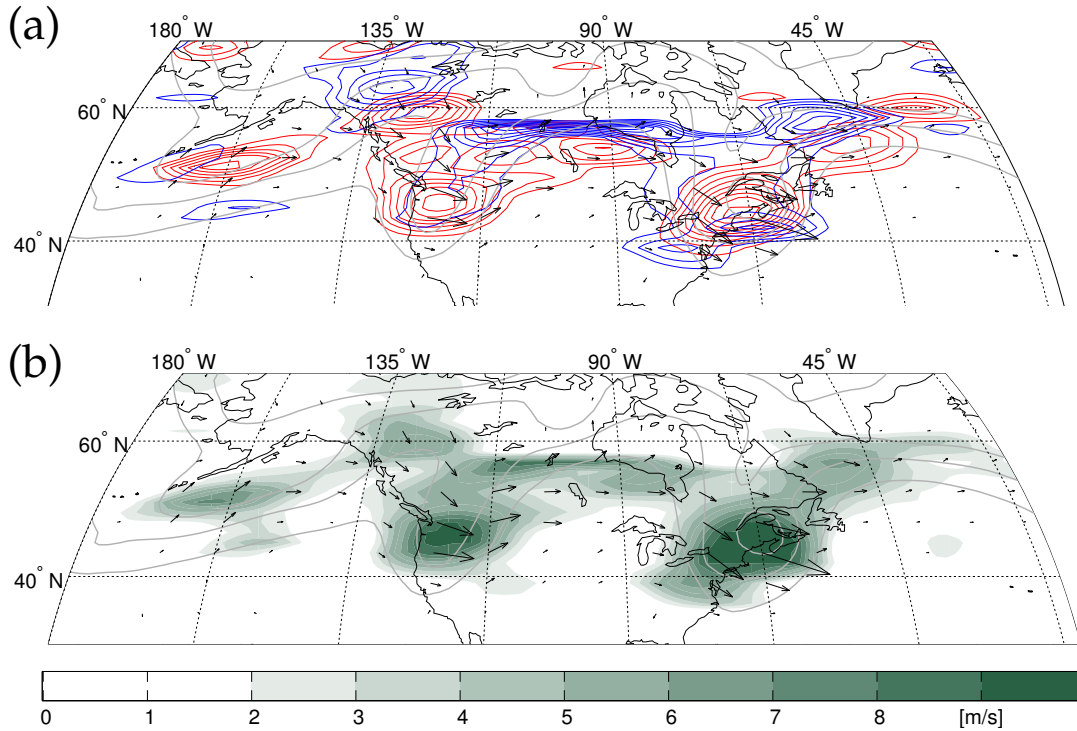


Abbildung 3.6: Validierung der Phasenunabhängigkeit der Wellenaktivität. Elbeflut-Rossbywellenzug am 07.08.2002 12 UTC. In Abbildung (a) sind der Wellenenergie- (in Blau) und Enstrophieterm (in Rot) dargestellt (mit Konturwerten von $\{20, 30, 40, \dots, 100\} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). In Abbildung (b) ist der Wellenaktivität-Pseudoimpuls M wiedergegeben. Die Pfeile geben F_{TNoI} an. Die grauen Konturlinien zeigen das Geopotential.

drei Breitengrade gemittelt. In diesem Abschnitt werde ich nur die horizontalen Komponenten des WAF darstellen. Der gesamte dreidimensionale WAF wird in Abschnitt 3.5 veranschaulicht.

Zunächst verwende ich erneut den Winter-Rossbywellenzug aus dem Dezember 1982. Der vollständige (horizontale) Fluss F_{TNoI} sowie die Einzelanteile des stationären Beitrags $F_{(\text{TNoI}, \text{stat})}$ und des Phasenbeitrags $F_{(\text{TNoI}, \text{phase})}$ sind für diesen Rossbywellenzug in Abbildung 3.7 dargestellt. Ein Vergleich des stationären Flussanteils $F_{(\text{TNoI}, \text{stat})}$ (Abbildung 3.7 (b)) mit dem vollständigen Fluss F_{TNoI} (Abbildung 3.7 (c)) zeigt ein relativ ähnliches Bild des Rossbywellenzugs. Der stationäre Anteil des Flusses macht demnach den Hauptteil des Gesamtflusses aus. Betrachtet man ausschließlich den Phasenausbreitungsanteil des Flusses (Abbildung 3.7 (a)), so erkennt man im Allgemeinen deutlich geringere Werte. In manchen Regionen erreicht der Phasenausbreitungsanteil jedoch Werte im Größenbereich des stationären Anteils. Der Anteil des Phasenausbreitungsterms ist also kleiner, aber nicht vernachlässigbar.

Des Weiteren erkennt man vor allem im Westatlantik (bei etwa 60°W bis 70°W) eine Modifikation der Flussrichtung in Richtung des Grundstroms, welcher im Groben entlang des starken Geopotentialgradienten über dem Atlantik verläuft. Dieser Effekt der Richtungskorrektur der Flussvektoren in Richtung der Hintergrundströmung ist außerdem aus den Gleichungen (3.3) und (3.4) zu erwarten. Als Interpretation könnte gelten, dass zwar die stationäre Wellenausbreitung bei etwa 70°W in den südlichen Teil des Nordatlantiks gerichtet ist (Richtung der Pfeile in Abbildung (b)), die Phasenverschiebung des Rückens jedoch entlang des Grundstromes in minimal nördlicher Richtung erfolgt (Richtung der Pfeile in Abbildung (a)). Dadurch wird

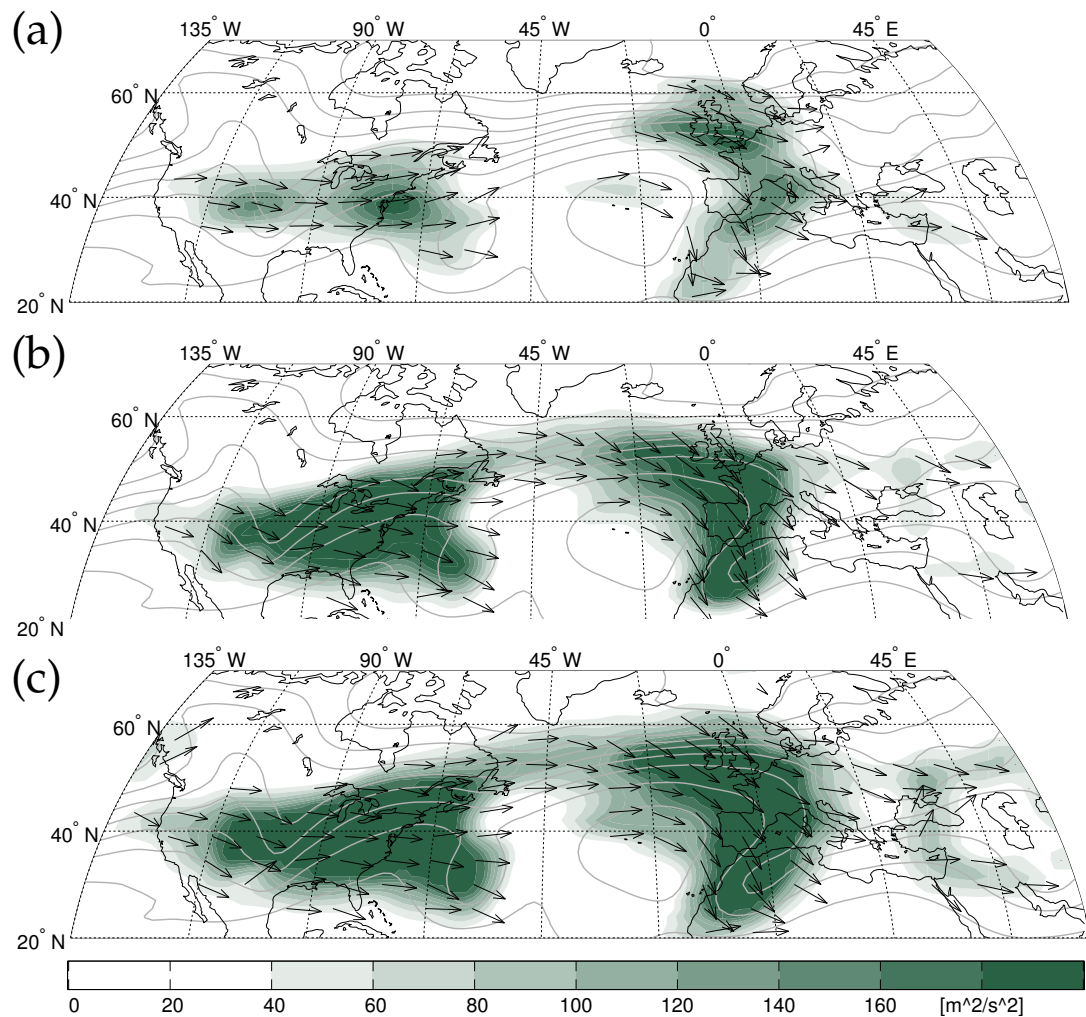


Abbildung 3.7: Veranschaulichung der Bedeutung des Phasenausbreitungsterms relativ zum Term des stationären Anteils im Wellenaktivitätsfluss F_{TN01} . Rossbywellenzug am 15.12.1982 12 UTC über dem Atlantik und Europa. Die Vektorpfeile geben die Richtung des jeweiligen Wellenaktivitätsflusses an, die Schattierung den Betrag des Flusses. In Abbildung (a) ist der Phasenbeitrag des Wellenaktivitätsflusses $F_{(TN01,phase)}$ dargestellt, in Abbildung (b) der stationäre Anteil des Wellenaktivitätsflusses $F_{(TN01,stat)}$ und in Abbildung (c) die Summe aus beiden Anteilen. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential im Bereich von $8.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.35 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ im Abstand von $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an.

Wellenaktivität entlang des Grundstroms verschoben. Das Ergebnis ist eine durch den Phasenausbreitungsterm leicht nach Norden korrigierte Ausbreitungsrichtung des Rossbywellenzugs (Abbildung (c)).

Neben dem angegebenen Beispielfall aus Abbildung 3.7 ist die Aufspaltung der einzelnen Flussterme auch für den Elbeflut-Rossbywellenzug in Abbildung 3.8 dargestellt. Wie der Abbildung 3.3 entnommen werden kann, treten im Sommer sehr viel geringere Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten als im Winter auf. Dadurch weist der Phasenausbreitungsterm für den Rossbywellenzug im Sommer auch viel geringere Werte auf. Es ist demnach zu vermuten, dass der Beitrag des Phasenausbreitungsterms am Wellenaktivitätsfluss im Sommer vernachlässigbar ist.

In diesem Abschnitt hab ich gezeigt, dass F_{TN01} für die angegebenen realen Beispielfälle, sinnvolle Ergebnisse liefert. Der stationäre Anteil des Wellenaktivitätsflusses

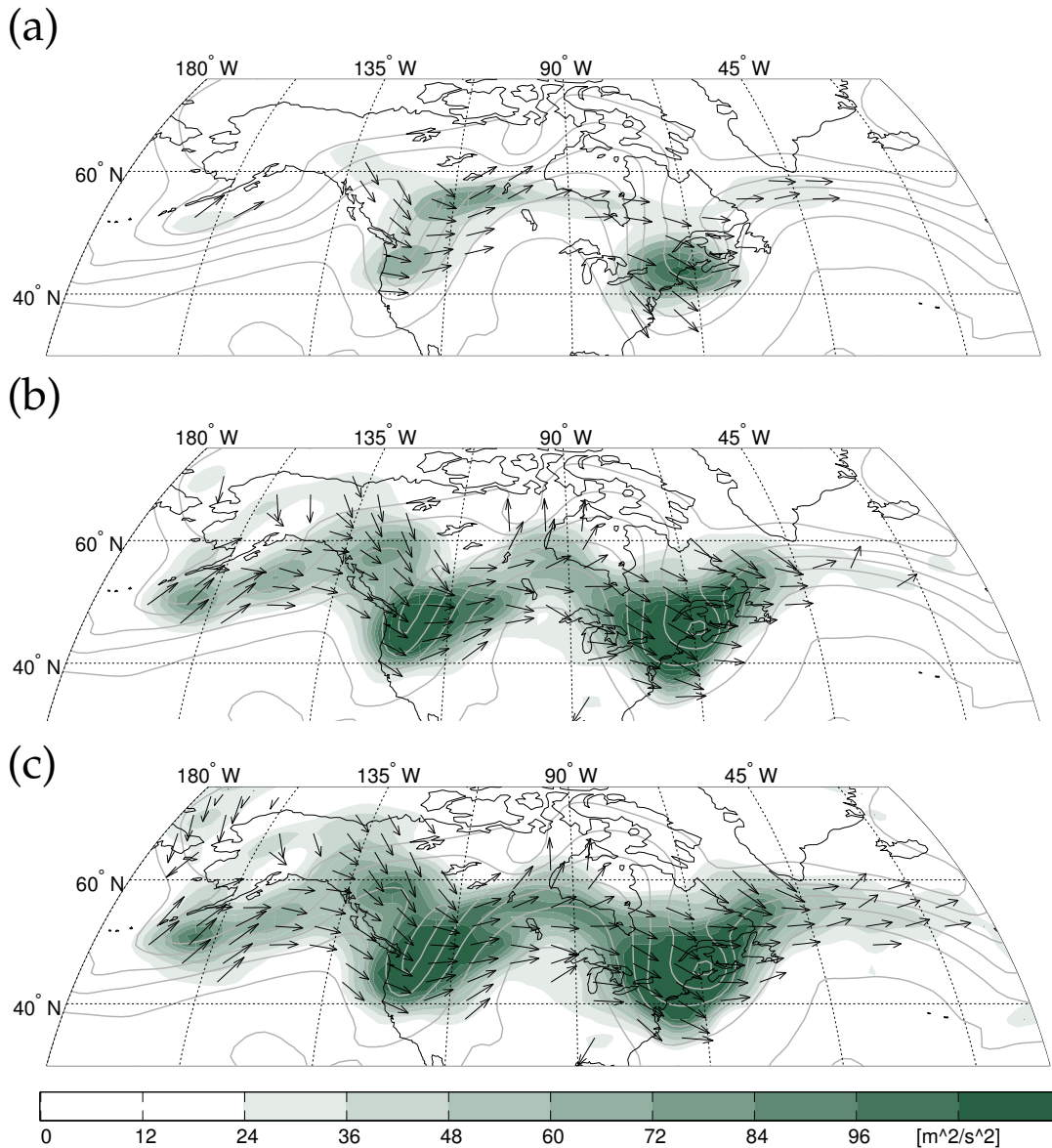


Abbildung 3.8: Veranschaulichung der Bedeutung des Phasenausbreitungsterms relativ zum Term des stationären Anteils im Wellenaktivitätsfluss $F_{\text{TN}01}$. Elbeflucht-Rossbywellenzug zum 07.08.2002 12 UTC über Nordamerika. Die Vektorpfeile geben die Richtung des jeweiligen Wellenaktivitätsflusses an, die Schattierung den Betrag des Flusses. In Abbildung (a) ist der Phasenbeitrag des Wellenaktivitätsflusses $F_{(\text{TN}01, \text{phase})}$, in Abbildung (b) der stationäre Anteil des Wellenaktivitätsflusses $F_{(\text{TN}01, \text{stat})}$ und in Abbildung (c) die Summe aus beiden Anteilen dargestellt. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential im Bereich $9 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an.

ses $F_{(\text{TN}01, \text{stat})}$ ist numerisch einfach umzusetzen. Der Phasenausbreitungsterm hat sich als der problematischere Term in der Berechnung herausgestellt, was zusätzliche Glättungen erfordert. Dies könnte der Grund sein, warum Nakamura vorgeschlagen hat, den Term zu vernachlässigen und den zusätzlichen Beitrag durch den Phasentransport an Wellenaktivität sich dazuzudenken. In den angegebenen realen Beispielfällen wurden jedoch auch für den Phasenausbreitungsterm plausible, annähernd phasenunabhängige Ergebnisse erhalten. Daher werde ich diesen Beitrag im Folgenden beibehalten.

3.5 KOMPLETTER DREIDIMENSIONALER WELLENAKTIVITÄTSFLUSS NACH TAKAYA UND NAKAMURA (2001)

In den bisherigen Ausführungen habe ich mich auf die Horizontalkomponenten von $F_{\text{TN}01}$ beschränkt. Dieser Vorgehen beruht auf der Annahme, dass sich die Rossbywellenzüge hauptsächlich rein horizontal ausbreiten. Damit schließe ich einen Wechsel des Rossbywellenzugs während seiner Entwicklung in ein anderes Druckniveau aus, beziehungsweise interpretiere ich diesen Wechsel als Quelle oder Senke des Rossbywellenzugs. In der Literatur ist es üblich, dass der Fluss, und somit auch die Wellenausbreitung auf einem Druckniveau untersucht wird (Enomoto u. a., 2007), oder die horizontalen Flusskomponenten für die Wellendarstellung über mehrere Druckniveaus gemittelt werden (Danielson u. a., 2006).

In diesem Abschnitt möchte ich jedoch einmal explizit den vollen dreidimensionalen Fluss $F_{\text{TN}01}$ für die komplette Troposphäre der mittleren Breiten betrachten. Da mir die YOTC-Daten² bereits für mehrere Druckniveaus und die ERA-Interim-Daten nur für ein Druckniveau vorliegen, werde ich für diesen Abschnitt auf den YOTC-Datensatz zurückgreifen. Der YOTC Datensatz umfasst den Zeitraum von Mai 2008 bis April 2010, die Auflösung beträgt 1°. Zuerst werde ich die Bedeutung der Vertikalkomponente auf einem Druckniveau untersuchen, mit Augenmerk auf die Konvergenzgebiete, untersuchen. Im besonderen untersuche ich die Frage, ob es einen markanten Unterschied zwischen der vertikalen und der horizontalen Konvergenz gibt. Diese Fragestellung ist von Bedeutung, da ich $F_{\text{TN}01}$ üblicherweise auf einem einzigen Höhenniveau betrachte. Bei einer zeitlich persistenten positiven Konvergenz des Flusses gehe ich dann davon aus, dass der Wellenzug mit dem Hintergrund wechselwirkt. Es könnte aber auch der Fall sein, dass dieser Wellenzug sich vertikal ausbreitet und lediglich das Höhenlevel wechselt.

Als Beispiel-Rossbywellenzug werde ich den bereits gezeigten Rossbywellenzug am 28. Dezember 2008 12 UTC untersuchen, da sich dieser in dem YOTC-Zeitraum befindet. In Abbildung 3.9 ist neben den Horizontalkomponenten des Flusses auch die Vertikalkomponente dargestellt. Wie in dem angegebenen Beispiel von Abbildung 3.9 ist diese Komponente meistens nach oben gerichtet. Die positive vertikale Komponente des WAF entspricht wie in Abschnitt 3.1 beschrieben einem positiven meridionalen Wärmetransport.

Die vertikale und horizontale Divergenz von $F_{\text{TN}01}$ ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Darin ist erkennbar, dass der Betrag der horizontalen Konvergenz relativ zu dem der vertikalen Konvergenz (zumindest in diesem Beispielfall) deutlich größere Werte aufweist. Diese Aussage gilt nur für die stromabwärtsgerichteten und stromaufwärtsgerichteten Randbereiche des Rossbywellenzugs, da im Inneren des Rossbywellenzugs die Konvergenz im theoretischen Idealfall eines sich ungestört ausbreitenden Rossbywellenzugs verschwindend klein sein sollte. Da ich mich vor allem für die Konvergenz von Rossbywellenzügen im Fall starker Wechselwirkung mit dem Hintergrund interessiere sind die nichtverschwindenden schwachen Werte der Divergenz im Inneren eines sich ausbreitenden Rossbywellenzugs jedoch nicht so relevant. In Abbildung 3.10 ist ein Beispiel dafür angegeben. Zu diesem Zeitpunkt trifft der Rossbywellenzug im Atlantik auf einen großskaligen Rücken. Im Fall eines sta-

² YOTC steht für „Year of tropical convection“. Das Besondere an diesen Daten ist die realistischere Repräsentation von tropischer Konvektion. Für meine Berechnungen ist diese nicht von Bedeutung, da ich nur die Standardgrößen verwende. Für mehr Informationen über das YOTC-Projekt siehe www.ucar.edu/yotc.

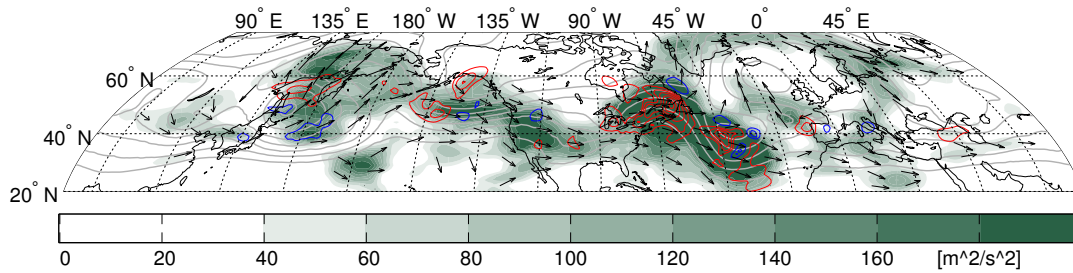


Abbildung 3.9: Darstellung der vertikalen Komponente im Wellenaktivitätsfluss $F_{\text{TN}01}$. Wellenaktivitätsfluss vom 28.12.2008 12 UTC. Schattierung gibt den Betrag von $F_{\text{TN}01}$ an, die Pfeile die zugehörige Richtung der Horizontalalkomponente von $F_{\text{TN}01}$. Die roten (positive Werte) und blauen (negative Werte) Konturlinien geben die Vertikalkomponente von $F_{\text{TN}01}$ im Bereich von $-2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ alle $0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ohne die Nullkontur an (gemittelt über 5 Längengrade und 3 Breitengrade). Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $8 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.2 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$).

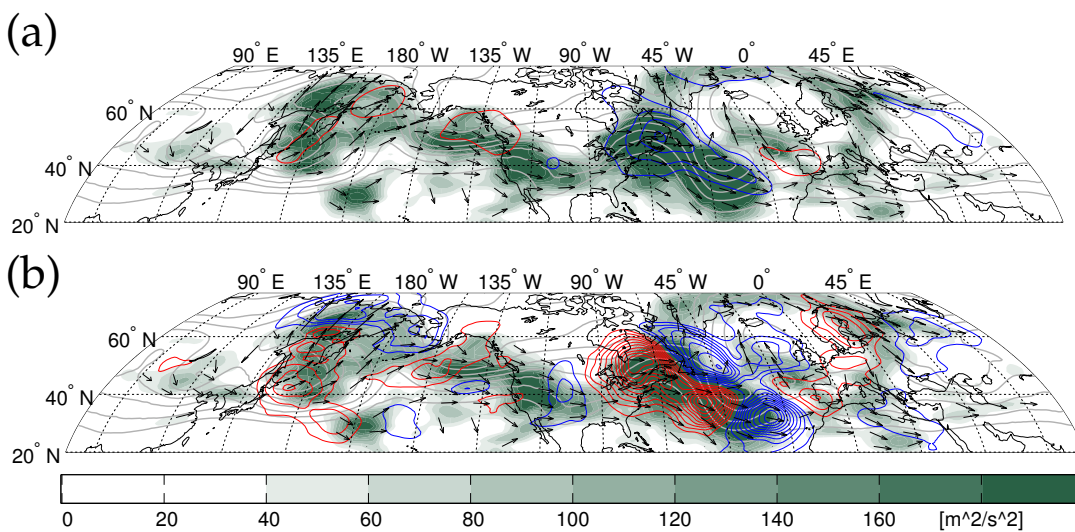


Abbildung 3.10: Größenvergleich der vertikalen und der horizontalen Divergenz des Wellenaktivitätsflusses $F_{\text{TN}01}$. Wellenaktivitätsfluss vom 28.12.2008 12 UTC. Schattierung gibt den Betrag von $F_{\text{TN}01}$ an, die Pfeile die zugehörige Richtung der Horizontalalkomponente von $F_{\text{TN}01}$. Die roten (positive Werte) und blauen (negative Werte) Konturlinien geben die Divergenz des Flusses ($\nabla \cdot F_{\text{TN}01}$) auf 300 hPa an, im Bereich von $-3 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$ bis $3 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$ alle $0.3 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$ ohne die Nullkontur, gemittelt über 15 Längengrade und 10 Breitengrade. In Abbildung (a) ist die vertikale Divergenz des Flusses ($\partial F_{\text{TN}01} / \partial z$) dargestellt, in Abbildung (b) die horizontale Divergenz des Flusses ($\nabla_h \cdot F_{\text{TN}01}$). Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $8 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.2 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$).

tionären Rossbywellenzugs in Verbindung mit einem solchen großskaligen Rücken kann die Konvergenz des WAF Aufschlüsse über die Verstärkung und Erhaltung des großskaligen Rückens bieten (Takaya und Nakamura, 2001). Demnach sollte die zeitlich persistente positive Konvergenz von $F_{\text{TN}01}$ an einem Ort ein Maß für die Wechselwirkung des Rossbywellenzugs mit dem Rücken darstellen. Die Einschränkung der zeitlichen Persistenz für einen festen Ort im Fall eines nichtstationären Wellenzugs ist notwendig, da es sich andernfalls auch um einen propagierenden Rossbywellenzug handeln könnte. Ein idealer propagierender Rossbywellenzug ist

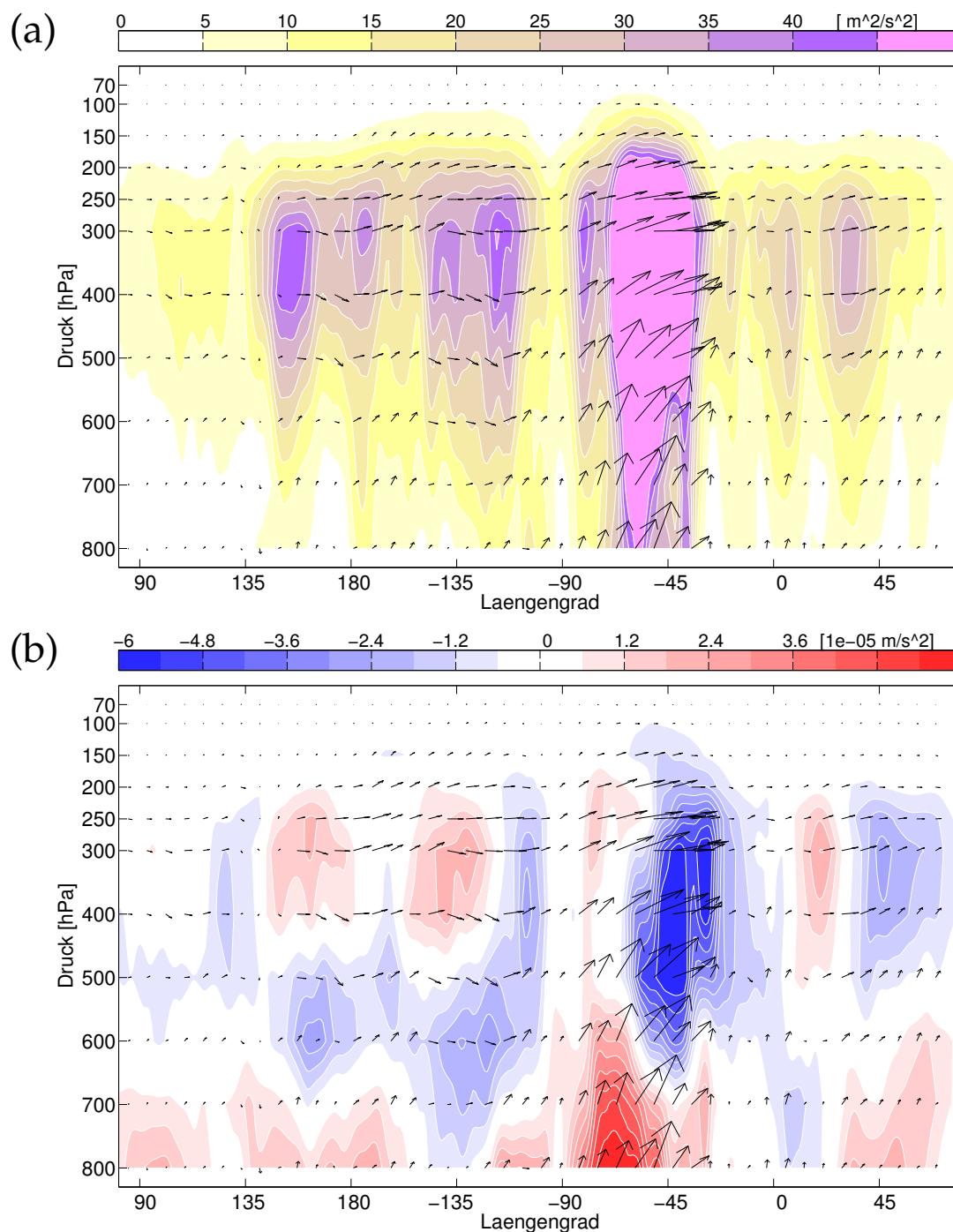


Abbildung 3.11: Längengrad-Höhen-Vertikalschnitt zur Veranschaulichung der vertikalen Struktur eines Rossbywellenzugs für eine Momentaufnahme. Momentaufnahme des Längengrad-Höhen-Vertikalschnitts vom 28.12.2008 12 UTC. In Abbildung (a) ist der stationäre Anteil des Wellenaktivitätsflusses $F_{(TN_{01},stat)}$ dargestellt, meridional gemittelt zwischen $20^\circ N$ und $80^\circ N$. Pfeile geben den Wellenaktivitätsfluss $F_{(TN_{01},stat)}$ an, die Farbschattierung den Betrag des Flusses. In Abbildung (b) ist die zugehörige Divergenz von $F_{(TN_{01},stat)}$ als Farbschattierung dargestellt.

an seiner stromabwärtsgerichteten Seite durch einen stark konvergenten, und an seiner stromaufwärtsgerichteten Seite durch einen stark divergenten WAF gekennzeichnet. Ein zeitliches Mittel an einem Ort des komplett durchziehenden, idealen

Rosbywellenzugs würde einen Wert von Null ergeben. Erst die nichtverschwindende Nettokonvergenz eines Rosbywellenzugs, gemittelt über einen gewissen Zeitraum, zeigt eine Wechselwirkung des Rosbywellenzugs mit der Hintergrundströmung an.

Die Längengrad-Vertikalschnitte sowie die Breitengrad-Vertikalschnitte in Abbildung 3.11 und 3.12 geben einen Eindruck von der dreidimensionalen Struktur des Rosbywellenzugs. In Abbildung 3.11 (a) und 3.12 (a) ist die Stärke des Rosbywellenzugs als Betrag von F_{TNO_1} dargestellt. Der Rosbywellenzug hat bei 250 hPa bis 400 hPa sein Stärkemaximum. Im Bereich des Atlantiks kommt es zu einem starken vertikalen WAF aus den unteren Schichten und einer starken Konvergenz auf der stromaufwärtsgerichteten Seite des großskaligen Rückens. Diese Konvergenz ist sowohl für die horizontalen, als auch für die vertikalen Komponenten zu beobachten. Die horizontale Konvergenz ist demnach nicht mit einer Auslenkung der Wellenaktivität in andere vertikale Schichten verbunden. Der Rücken wird demnach durch die zeitliche Persistenz des konvergenten WAF auf dessen stromaufwärtsgerichteten Seite zusätzlich verstärkt. Der Rücken wird demnach durch die zeitliche Persistenz der auf dessen stromaufwärtsgerichteten Seite konvergierenden Wellensignale zusätzlich verstärkt. In den Breitengrad-Vertikalschnitten ist das zu erwartende ver-

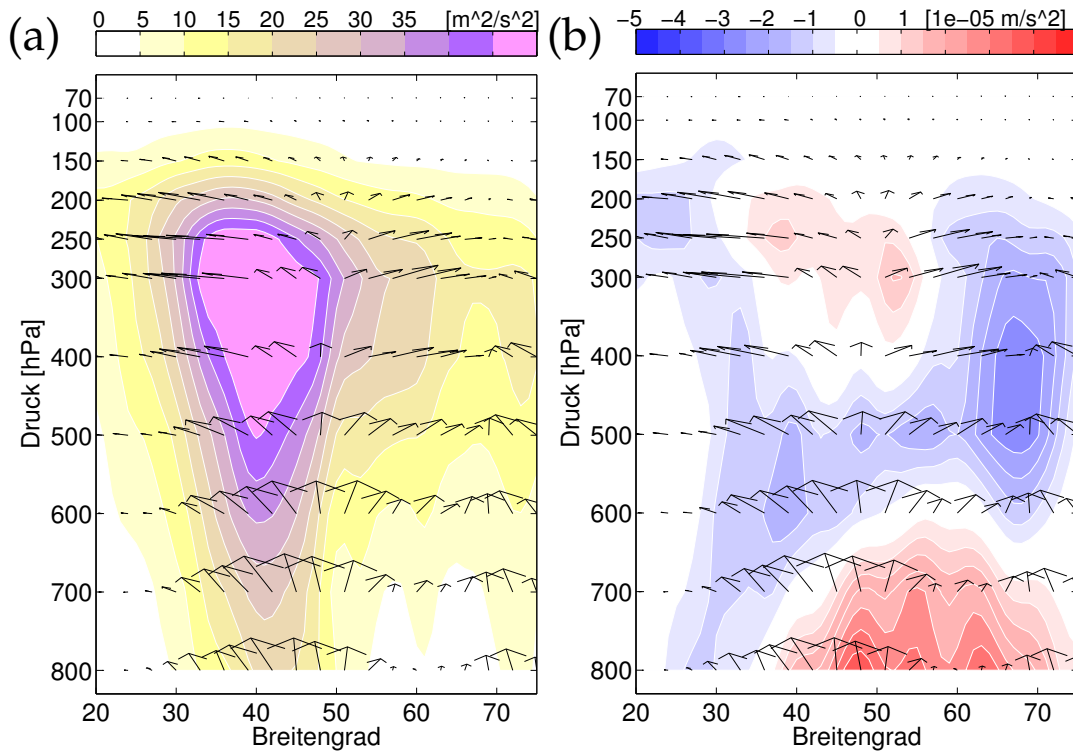


Abbildung 3.12: Breitengrad-Höhen-Vertikalschnitt zur Veranschaulichung der vertikalen Struktur eines Rosbywellenzugs für eine Momentaufnahme. Momentaufnahme des Breitengrad-Höhen-Vertikalschnitts vom 28.12.2008 12 UTC. In Abbildung (a) ist der stationäre Anteil des Wellenaktivitätsflusses $F_{(TNO1,stat)}$ dargestellt, zonal gemittelt über den kompletten Längengradbereich. Pfeile geben den Wellenaktivitätsfluss $F_{(TNO1,stat)}$ an, die Farbschattierung den Betrag des Flusses. In Abbildung (b) ist die zugehörige Divergenz von $F_{(TNO1,stat)}$ in Farbschattierung dargestellt.

tikale Aufsteigen des Flusses mit positiver Konvergenz (negative Divergenz) auf der äquatorwärtigen Seite zu erkennen. Darüber hinaus erkennt man auch eine positive Konvergenz des Flusses in höheren Schichten zur polwärtigen Seite oberhalb des Be-

reichs mit positiven vertikalen WAF. Dieser könnte in Verbindung mit dem starken Rücken über Europa und dem an dessen Westflanke brechenden Rossbywellenzug stehen.

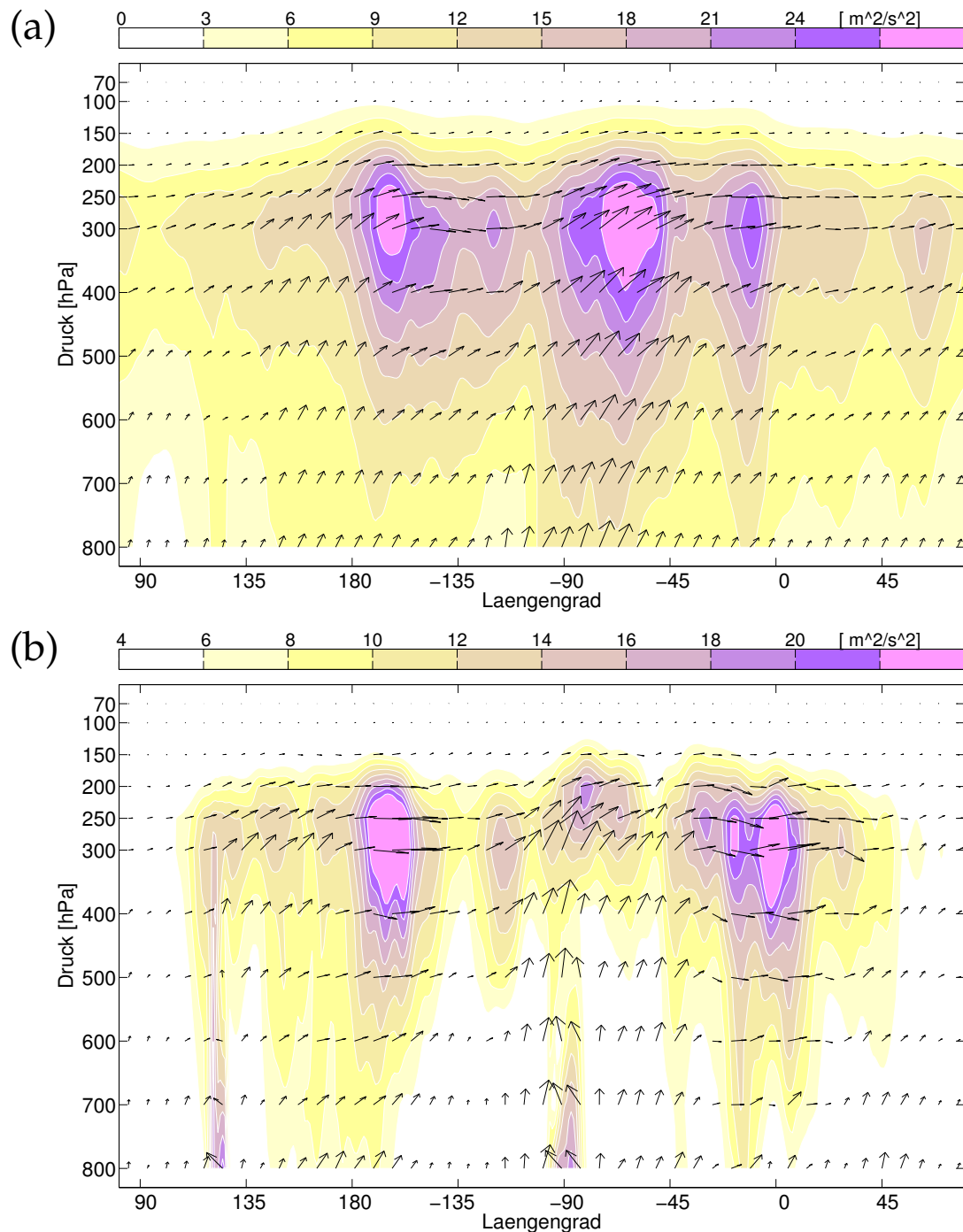


Abbildung 3.13: Zeitlich gemittelte vertikale Verteilung des stationären Wellenaktivitätsflusses $F_{(\text{TN}_{01}, \text{stat})}$ für einen Zeitraum hoher Aktivität an tropischen Zyklonen, welche sich in außertropische Systeme umgewandelt haben. Beschreibung wie in Abbildung 3.11 (a), hier ist jedoch in Abbildung (a) das zeitliche Mittel des Zeitraums September 2008 bis Ende Oktober 2008 und in Abbildung (b) der reduzierte Zeitraum vom 10.09.2008 00 UTC bis zum 14.09.2008 12 UTC dargestellt.

Neben diesem Spezialfall werde ich noch die Vertikalschnitte im Zeitraum von September bis Oktober 2008 zeigen. Dieser Zeitraum wurde gewählt, da er, wie in Glatt u. a. (2011) gezeigt wurde, durch hohe Rossbywellenzug-Aktivität geprägt war. Zudem traten in diesem Zeitraum zehn tropische Zyklonen im Atlantik auf, von denen sechs eine Umwandlung in außertropische Systeme in den mittleren Breiten vollzogen. Solche Systeme können einen starken Einfluss auf die Dynamik in der oberen Troposphäre und somit auch auf die betrachteten Rossbywellenzüge nehmen. Der zugehörige Längengrad-Vertikalschnitt ist in Abbildung 3.13 (a) zu sehen. Wie in der Abbildung erkennbar, wird verstärkt in der Atlantikregion Wellenaktivität von den unteren Schichten in die obere Troposphäre gebracht. Dies steht wahrscheinlich im Zusammenhang mit den tropischen Zyklonen, die in der Atlantikregion in die mittleren Breiten propagieren und zusätzlich Wellenaktivität in die obere Troposphäre einbringen. Diese Behauptung wird von Abbildung 3.13 (b) untermauert. Sie gibt den Zeitraum an, in dem Hurrikan Ike von 85°W nach 95°W zog, von dort eine nordöstliche Zugbahn einschlug und sich dabei in eine außertropische Zyklone umwandelte. In Abbildung 3.13 (b) sind die hohen Werte in der vertikalen Konvergenz von $F_{(\text{TN}01,\text{stat})}$ oberhalb von Ike zu erkennen.

Dieser letzte Abschnitt sollte die Verwendung des gesamten dreidimensionalen WAF motivieren, welcher über die gezeigten Beispiele veranschaulicht, dass auch die unteren Schichten einen Einfluss auf die Wellenaktivität in der oberen Troposphäre haben. Im Allgemeinen ist die Hauptaktivität jedoch durch die horizontalen Komponenten im Wellenaktivitätsfluss gegeben. In dieser Arbeit werde ich mich deshalb auf den horizontalen Anteil des WAF beschränken.

4

ZEITLICHE FILTERUNG DES SIGNALS

Wie in den Methodenbeschreibungen der Einhüllendenberechnungen nach Zimin u. a. (2006) (Abschnitt 2.2), sowie dem WAF $F_{\text{TN}01}$ nach Takaya und Nakamura (2001) (Kapitel 3) zu entnehmen, ist für deren Berechnungen eine zeitliche Filterung der verwendeten meteorologischen Größen notwendig. Bei der Methode nach Zimin u. a. (2006) wurde das Stromlinienfeld der Hintergrundströmung mit einem zeitlichen Tiefpassfilter von 30 Tagen erhalten. Für die Berechnung von $F_{\text{TN}01}$ in Kapitel 3 wurde neben der Berechnung der Hintergrundgrößen eine zeitliche Bandpassfilterung mit 3 bis 20 Tagen zur Bestimmung des Wellensignals durchgeführt. In diesem Kapitel werde ich auf die bereits zuvor verwendete zeitliche Filterung eingehen. Den verwendeten Zeitfilter mit einem Bloomfield-Konvergenzfenster habe ich aus Doblas-Reyes und Deque (1998) entnommen. Die Funktionsweise des Filters werde ich in Abschnitt 4.1 vorstellen, wobei ich den Beschreibungen in Doblas-Reyes und Deque (1998) nahe folge. Zur Verifikation der implementierten Filterfunktion werde ich diese in Abschnitt 4.2 auf drei Zeitreihen anwenden. Die Auswirkungen einer Variation der Filterbreite, angewandt auf reale Rossbywellenzüge, werde ich in Abschnitt 4.3 untersuchen.

4.1 METHODIK DER BANDPASSFILTERUNG

Wir möchten zu einem festen Zeitpunkt k an einem festen Gitterpunkt $(\lambda_o, \varphi_o)^T$ für die Größe χ_k das zeitlich gefilterte Signal $\chi_{(\text{ZF},k)}$ bestimmen. Dazu benötigen wir an diesem Gitterpunkt die Zeitreihe der betrachteten meteorologischen Größe

$$\chi_{(k+j)}(\lambda_o, \varphi_o) \text{ , mit } j \in \{-N, -N+1, \dots, N\} \text{ .}$$

Die Zeitfilterung der Zeitreihe der Länge $2N+1$ erfolgt über die Multiplikation der Zeitreihe $\chi_{(k+j)}$ mit einer geeigneter Wichtungsfunktion w_j . Für das zeitlich gefilterte Signal ergibt sich damit

$$\chi_{(\text{ZF},k)}(\lambda_o, \varphi_o) = \sum_{j=-N}^{j=N} w_j \chi_{(k+j)} \text{ .}$$

Für die Konstruktion eines Tiefpassfilters werden alle Beiträge zum Signal durch Frequenzen oberhalb eines Frequenzschwellenwertes f_c auf Null gesetzt und alle Frequenzen darunter weiter berücksichtigt. Die Filtergewichte

$$w_j = \begin{cases} \frac{f_c}{\pi} & j = 0 \\ \frac{\sin(j f_c)}{j \pi} & 0 < |j| \leq N \\ 0 & |j| > N \end{cases} \text{ .}$$

lassen sich über eine diskretisierte Fouriertransformation berechnen.

Um unrealistische Überschwinger im Zeitfilter durch das scharfe Frequenzabschneiden zu dämpfen (Gibbsches Phänomen), wird darüber hinaus ein Konvergenzfenster angewandt. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Konvergenzfenster handelt es sich um das Bloomfield Konvergenzfenster

$$d_j = \frac{\sin(f_j)}{f_j} ,$$

wobei $f_j = 2\pi j / (2N + 1)$. Damit ergibt sich für das zeitlich tiefpassgefilterte Signal

$$\chi_{(\text{TPF},k)}(\lambda_o, \varphi_o) = \sum_{j=-N}^{j=N} d_j w_j \chi_{(k+j)} .$$

Möchte man nicht nur einen Tiefpassfilter, sondern einen Bandpassfilter mit einer oberen Frequenzschwelle f_c^o und einer unteren Frequenzschwelle f_c^u verwenden, so lässt sich dies über die Kombination zweier Tiefpassfilter erreichen. Für die Gewichtungsfunktion des Bandpassfilters wird von den Gewichten des Tiefpassfilters mit der höheren Frequenzschwelle das Gewicht des Tiefpassfilters mit der niedrigeren Frequenzschwelle abgezogen und normiert. Für das zeitlich bandpassgefilterte Signal ergibt sich damit

$$\chi_{(\text{BPF},k)}(\lambda_o, \varphi_o) = \sum_{j=-N}^{j=N} w_j^{\text{BPF}} \chi_{(k+j)} ,$$

mit

$$w_j^{\text{BPF}} = \begin{cases} d_o \frac{B f_c^o - A f_c^u}{A B \pi} & j = 0 \\ \frac{d_j}{A B \pi j} (B \sin(j f_c^o) - A \sin(j f_c^u)) & 0 < |j| \leq N , \end{cases}$$

wobei A und B die für die Kombination der Tiefpassfilter notwendigen Normalisierungsfaktoren darstellen. Diese sind gegeben durch

$$A = \frac{d_o f_c^o}{\pi} + 2 \sum_{j=1}^N \frac{d_j \sin(j f_c^o)}{\pi j}$$

$$B = \frac{d_o f_c^u}{\pi} + 2 \sum_{j=1}^N \frac{d_j \sin(j f_c^u)}{\pi j} .$$

Der Tiefpassfilter sowie der Bandpassfilter werden in dieser Arbeit wie oben angegeben verwendet.

4.2 UNTERSUCHUNG DER FILTERBREITE FÜR EINZELNE ZEITREIHEN

Zuerst teste ich den Zeitfilter, indem ich ihn auf zwei Testfunktionen anwende. Anschließend werde ich den Zeitfilter auf eine reale Zeitreihe aus dem ERA-Interim-Datensatz anwenden, um dessen Funktionsweise auch für reale Daten zu veranschaulichen.

Die erste Testfunktion setzt sich aus zwei Frequenzen zusammen

$$\Psi(t) = \sin(2\pi t/10) + \sin(2\pi t/50) , \quad (4.1)$$

wobei die Zeit t in Tagen angegeben wird. Bei den beiden Frequenzen handelt es sich um eine 10-Tagesschwingung als Anomalie und einer 50-Tagesschwingung als Hintergrund. Die Testfunktion ist in Abbildung 4.1 (a) als schwarze Linie darge-

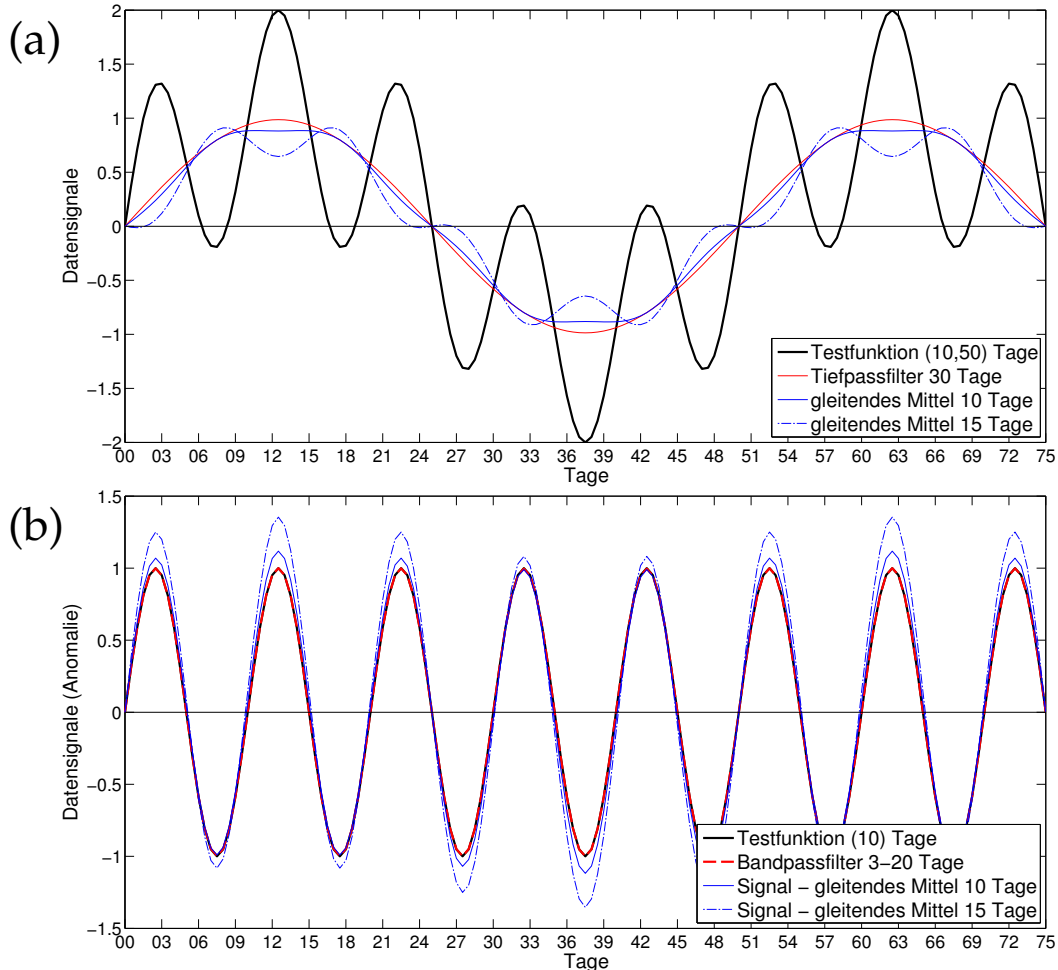


Abbildung 4.1: Validierung der verwendeten Filtermethode mittels der Testfunktion aus Gleichung (4.1). Mit der schwarzen Linie ist die Testfunktion aus Gleichung (4.1) dargestellt. Die rote Linie gibt das Signal des Tiefpassfilters (Abbildung (a)) und des Bandpassfilters (Abbildung (b)) wieder. Die blauen Linien geben das gleitende zeitliche Mittel (Abbildung (a)) und die Abweichung des Signals vom gleitenden zeitlichen Mittel (Abbildung (b)) wieder. Die Zahlen in der Legende geben die Schwingungsfrequenzen bei der Testfunktion, dem Tief- und Bandpassfilter, sowie die Länge der zeitlichen Mittelung beim gleitenden Mittel an. Abbildung (a) zeigt das komplette Signal sowie die Repräsentation des Hintergrundes an, während in Abbildung (b) die Anomalie und deren Repräsentation dargestellt ist.

stellt, zusammen mit dem berechneten Hintergrundsignalen einer Tiefpassfilterung (rote Linie) und einem gleitenden zeitlichen Mittel (blaue Linien). Die Anomalie sowie deren Realisierung mittels Bandpassfilterung und mittels gleitendem zeitlichen Mittel ist in Abbildung 4.1 (b) dargestellt.

Bei der Hintergrundberechnung zeigt sich ein wesentlicher Vorteil des angewandten Tiefpassfilters gegenüber der Verwendung eines gleitenden zeitlichen Mittels.

Das gleitende Mittel reagiert sensitiv auf die genaue Wahl des Mittelungsbereiches. Wählt man ein Vielfaches der Schwingungsfrequenz der Anomalie, so ist der Verlauf des Hintergrundsignals wie erwünscht relativ glatt. Im Fall der angegebenen Testfunktion lässt sich dieser Fall über das gleitende Mittel über den Bereich von 10 Tagen in Abbildung 4.1 (a) erkennen. Wählt man jedoch einen Mittelungsbereich das kein ganzzahliges Vielfaches der Schwingungsfrequenz ist, so haben einzelne Anomaliewerte einen Einfluss auf den Wert des Hintergrundsignals. Dies kann man über den Mittelungsbereich von 15 Tagen für das gleitende Mittel in Abbildung 4.1 (a) erkennen, bei dem das Hintergrundsignal eine Schwingung in der Frequenz der Anomalie aufweist. Der Tiefpassfilter ist von den höherfrequenten Anomalien unabhängig und ändert sich kaum sichtbar, wenn man anstelle von 30 Tagen bis auf 12 Tage als Schwingungsfrequenz reduziert. Erst ab einem Wert von 11 Tagen als Hintergrundfrequenz verändert sich das tiefpassgefilterte Hintergrundsignal erkennbar.

Für die Anomalien in Abbildung 4.1 (b) ergibt sich ein ähnliches Bild.

Für die zweite Testfunktion

$$\Psi(t) = \sum_{i=1}^7 w_i \sin(2\pi t/T_i)$$

$$\text{mit } w = [1, 1, 1, 0.5, 0.5, 2, 2], T = [4, 6, 7, 8, 12, 40, 50] \quad (4.2)$$

habe ich ein breiteres Band an Frequenzen gewählt. Das Signal ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Solange der Bandpassfilter die Schwingungsfrequenzen der Anomalien umfasst, wird die Anomalie vollständig wiedergegeben (Abbildung 4.2 (b)). Selbst ein Bandpassfilter mit 3 bis 13 Tagen kann das Anomaliesignal fast identisch reproduzieren (hier nicht gezeigt). Bei Verwendung des gleitenden zeitlichen Mittels wird das Anomaliesignal teilweise nicht zufriedenstellend wiedergegeben.

Die entscheidende Frage ist, wie der Zeitfilter im Fall eines kontinuierlichen Spektrums funktioniert. Um das zu testen, betrachten wir in Abbildung 4.3 den gesamten und den zeitlich gefilterten Meridionalwind der Monate Juni und Juli im Jahr 1979. Anfang Juni entstand ein sehr langlebiger Rossbywellenzug, welcher über mehr als zwei Wochen existierte. Insgesamt gab es einige längerlebige Rossbywellenzüge im Juni, während der Juli durch eine geringere Aktivität geprägt war. Aus diesem Grund soll das Zeitsignal aus diesen beiden recht unterschiedlichen Monaten dargestellt werden. Das Hintergrundsignal über das gleitende Mittel von 15 Tagen und das des Tiefpassfilters mit einer Schwingungsfrequenz von 30 Tagen liefern recht ähnliche Ergebnisse (Abbildung 4.3 (a)). Für die Anomalien (Abbildung 4.3 (b)) ist nicht wie im Fall der Testfunktionen klar, was das tatsächliche Anomaliesignal ist. Aus diesem Grund ist ein direkter Vergleich zwischen dem gleitenden zeitlichen Mittel und dem Bandpassfilter nicht möglich. Hier wurde als Anomalie die Differenz zwischen Datensignal und tiefpassgefiltertem Hintergrund verwendet. Sowohl das gleitende zeitliche Mittel, als auch der Bandpassfilter, filtern wie gewünscht die sehr schnellen Schwingungsanteile im Anomaliesignal heraus. Betrachtung des zeitlichen Abschnitts zwischen dem 15.07.1979 und 23.07.1979 beispielsweise lässt im bandpassgefilterten Signal erkennen, dass dort fast keine Schwingung, sondern nur ein leicht negatives Anomaliesignal, identifiziert wird. Das Anomaliesignal mittels gleitenden zeitlichen Mittels zeigt ein ähnliches Bild zum Signal der Bandpassfilterung. Allerdings wird ersteres durch einzelne Anomalien beeinflusst und zeigt dadurch einen etwas zackigeren Verlauf an. Dies kann als Vorteil der Bandpassfilterung gesehen werden.

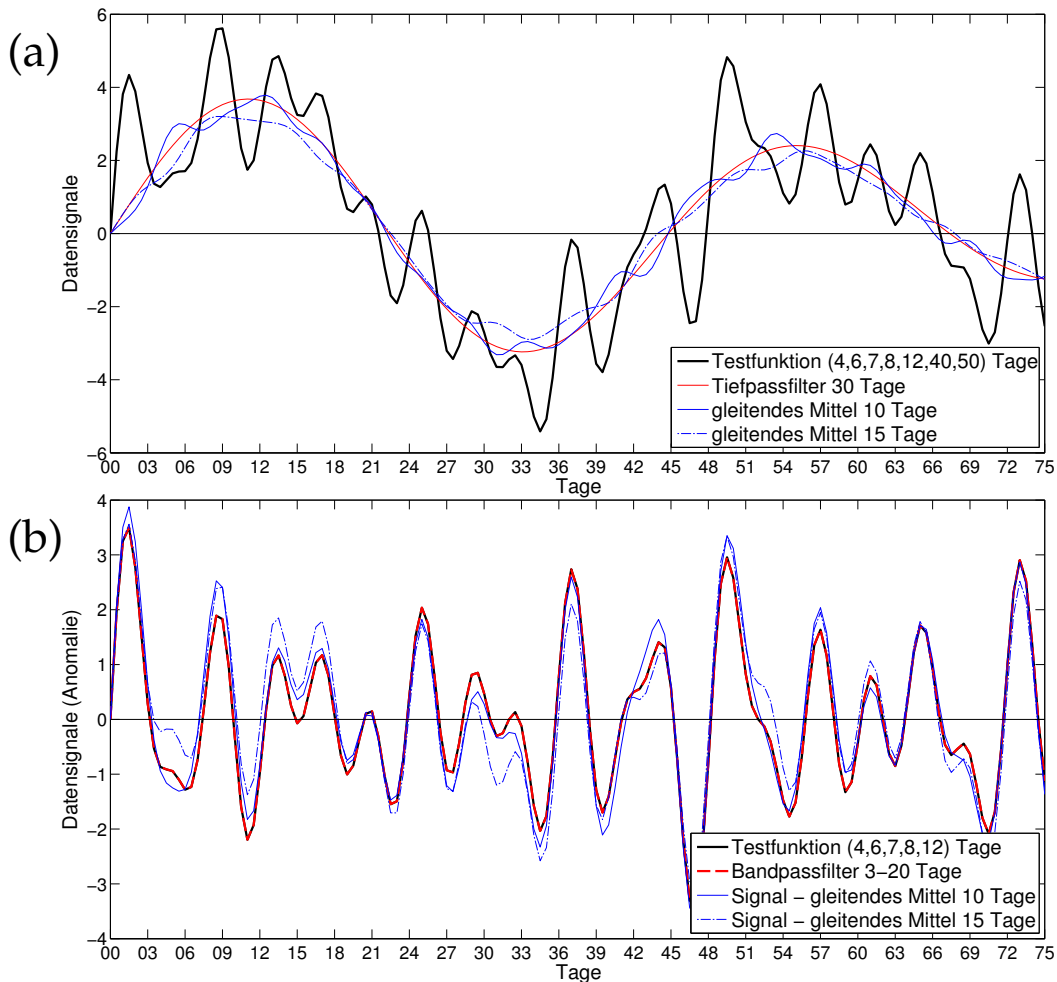


Abbildung 4.2: Validierung der verwendeten Filtermethode mittels der Testfunktion aus Gleichung (4.2). Die hier verwendete Testfunktion ist in Gleichung 4.2 angegeben. Ansonsten ist die Beschreibung identisch zu der in Abbildung 4.1.

Zusammenfassend kann für diesen Abschnitt gesagt werden, dass die vorgestellten Tief- und Bandpassfilter für unsere Bedürfnisse ausreichend gute Ergebnisse liefern. In Doblas-Reyes und Deque (1998) wird zusätzlich ein komplexeres Konvergenzfenster vorgestellt, welches man über Tschebyscheff-Polynome erhält, und was die Problematik des Frequenzabschneidens noch besser umsetzt. Für unsere Anforderungen reicht das Bloomfield Konvergenzfenster jedoch aus.

4.3 VARIATION DER FILTERBREITE BEI ANWENDUNG AUF ROSSBYWELLENZÜGE

In Abschnitt 4.1 habe ich die Filterfunktion aus Doblas-Reyes und Deque (1998) vorgestellt und in Abschnitt 4.2 auf zwei künstliche Testfunktionen und eine reale Datenreihe angewendet. Dadurch konnte ich die richtige Funktionsweise des Filters bestätigen. Durch die Anwendung des Bandpassfilters von 3 bis 20 Tagen auf eine reale Zeitreihe des Meridionalwindes konnte zusätzlich gezeigt werden, dass zumindest für diese Zeitreihe die Filterbreite plausible Ergebnisse lieferte. In diesem Abschnitt werde ich nun untersuchen, welche Auswirkung die Variation der Filtergrenzen auf die Darstellung von Rossbywellenzügen hat. In Unterabschnitt 4.3.1

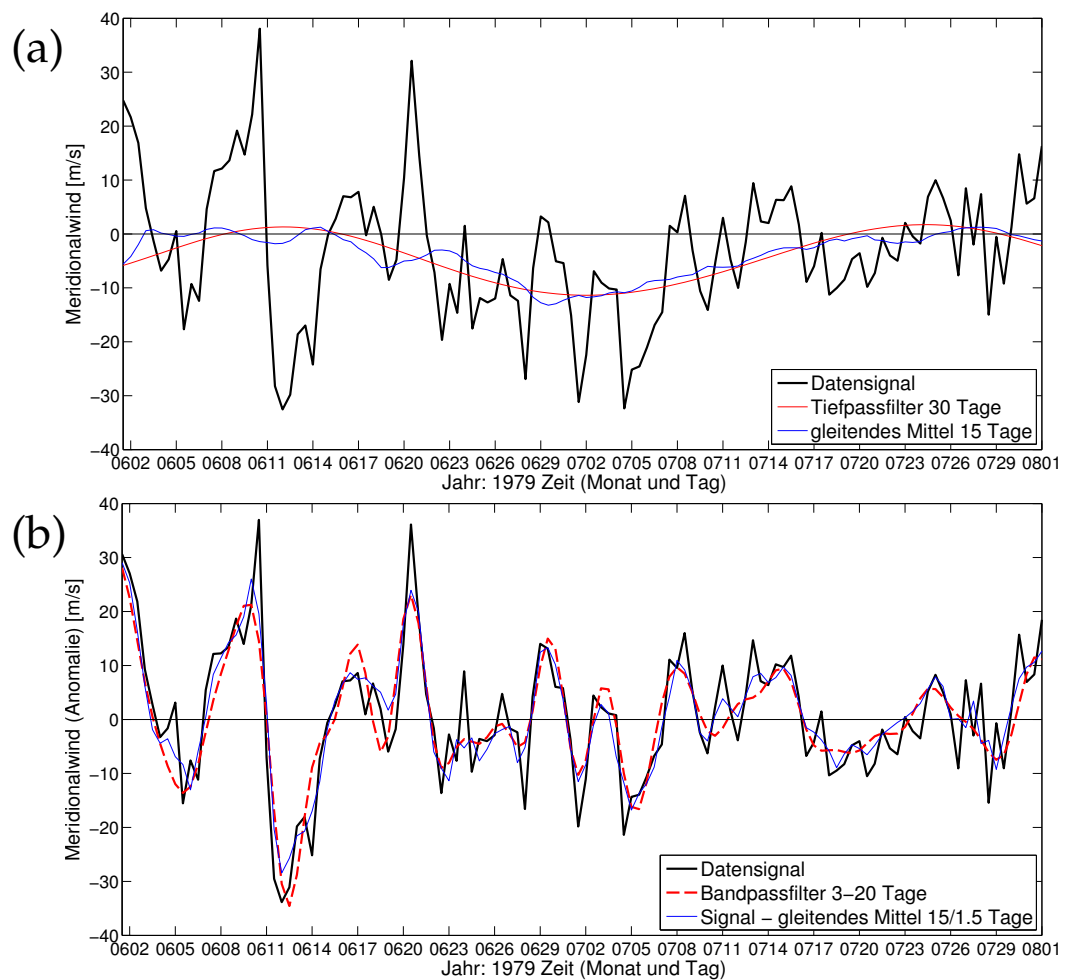


Abbildung 4.3: Validierung der verwendeten Filtermethode mittels realer Datenreihe. In Abbildung (a) ist der zeitliche Verlauf des Meridionalwindes (schwarze Linie) am Gitterpunkt (90°W, 45°N) dargestellt. Rot stellt den Hintergrundwert mittels Tiefpassfilterung dar. Die blaue Linie gibt den Hintergrundwert eines entsprechenden gleitenden zeitlichen Mittels über 15 Tage an. In Abbildung (b) ist der zeitliche Verlauf der Anomalien des Meridionalwindes dargestellt. Als schwarze Linie ist die Differenz des Meridionalwindes mit dem Tiefpassfilter aus Abbildung (a) dargestellt. Die rote gestrichelte Kurve gibt die Anomalie über eine Bandpassfilterung von 3 bis 20 Tagen an, die blaue Linie die Anomalie, welche man als Differenz zwischen dem gleitenden zeitlichen Mittel des Meridionalwindes über 1,5 Tage und dem gleitenden Mittel über 15 Tage erhält.

werde ich zunächst die Auswirkungen einer Variation der Tiefpassfiltergrenzen zur Darstellung des Hintergrundes untersuchen. Diese Variation betrifft neben der Darstellung von F_{TNO1} auch die Methode nach Zimin u. a. (2006). Daran anschließend werde ich in Unterabschnitt 4.3.2 die Auswirkungen einer Variation der Bandpassfilterbreite untersuchen.

4.3.1 Variation des Tiefpassfilters (Hintergrund)

Um die Auswirkung einer Variation des Tiefpassfilters zu untersuchen, werde ich in diesem Unterabschnitt einen Tiefpassfilter von 20, 30 und 40 Tagen bei sonst gleichen Einstellungen verwenden. Als reale Beispielfälle betrachte ich hierzu wieder

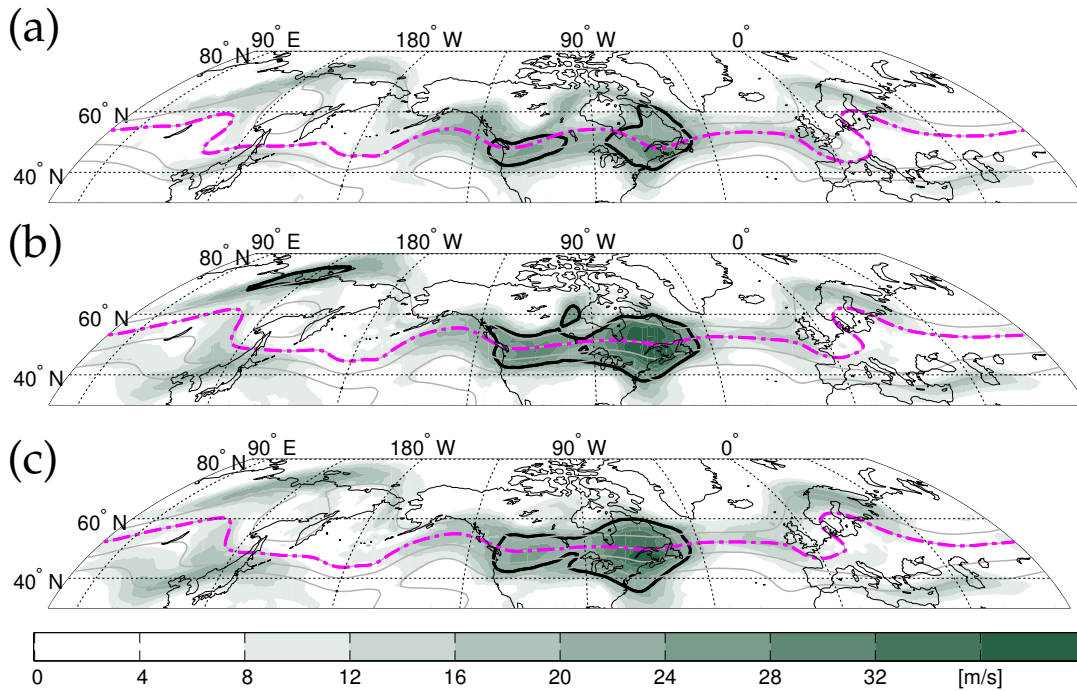


Abbildung 4.4: Sensitivität des Einhüllendenfeldes, berechnet nach der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006), bei Variation der Tiefpassfiltergrenzen. Momentaufnahmen vom 07.08.2002 12 UTC. Als Grünschattierung ist das Einhüllendenfeld dargestellt, welches man mit der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) erhält. Die Abbildungen unterscheiden sich in der Wahl des Hintergrunds. In Abbildung (a) ist als Hintergrund ein 20 Tage-, in Abbildung (b) ein 30 Tage- und in Abbildung (c) ein 40 Tage-Tiefpassfilter gewählt. Das Windfeld entlang der Hintergrundstromlinien ist eingeschränkt auf den Wellenzahlbereich $[4, 15]$. Die gestrichelte magenta Linie gibt das Hintergrundgeopotential bei $9.2 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an, die grauen Konturlinien weitere Hintergrundgeopotentiallinien im Abstand von $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Die kräftige schwarze Konturlinie gibt das über zwei Längen- und zwei Breitengrade gemittelte Einhüllendenfeld bei 23 m s^{-1} an.

den Elbeflut-Rossbywellenzug (Abbildung 4.4 und 4.5) sowie den Rossbywellenzug am 02.01.1995 (Abbildung 4.6 und 4.7).

Der Elbeflut-Rossbywellenzug gibt den Nachteil einer zu gering gewählten Tiefpassfiltergrenze zu erkennen. Bei einer Tiefpassfiltergrenze von 30 Tagen (Abbildung 4.4 (b)) oder 40 Tagen (Abbildung 4.4 (c)) wird evident, dass der Rossbywellenzug über Nordamerika sich im Bereich einer zonal verlaufenden Hintergrundströmung befindet (magenta Linie). Unter Verwendung eines Tiefpassfilters von 20 Tagen (Abbildung 4.4 (a)) bricht der Rossbywellenzug auseinander und die Hintergrundströmung weist einen wellenförmigen Verlauf auf. Der wellenförmige Verlauf beruht auf der Tatsache, dass die einzelnen Phasen des Rossbywellenzugs zwischen 135°W und 45°W eine fast verschwindende Phasengeschwindigkeit aufweisen und damit den Hintergrund signifikant mitbestimmen. Die geringe Phasenausbreitungsgeschwindigkeit bei diesem Rossbywellenzug war bereits dem Hovmöllerdiagramm des Meridionalwindes in Abbildung 1.6 zu entnehmen.

Da die Welle bei dem verwendeten Tiefpassfilter von 20 Tagen den Hintergrund mit vorgibt, ist konsequenterweise die Stärke des Rossbywellenzugs reduziert (der senkrechte Anteil des Windfeldes fällt dadurch deutlich schwächer aus). Um das Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs zu verhindern, könnte man den Schwel-

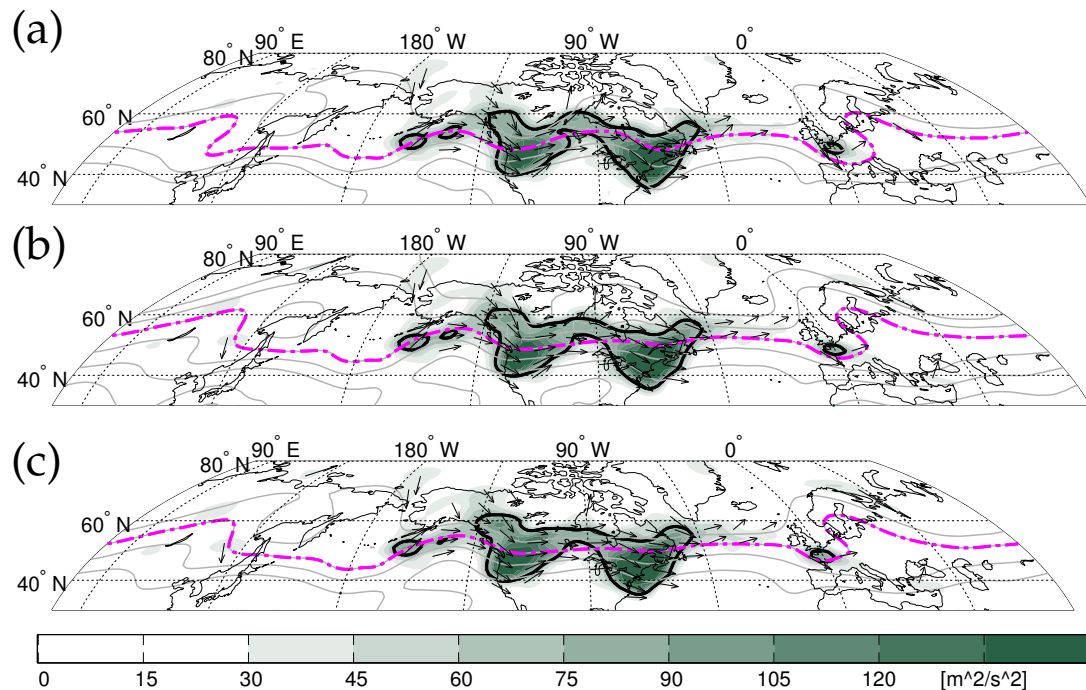


Abbildung 4.5: Sensitivität des Wellenaktivitätsflusses F_{TN01} bei Variation der Tiefpassfiltergrenzen. Beschreibung wie in Abbildung 4.4, anstelle der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) ist hier die Richtung von F_{TN01} mittels der schwarzen Pfeile und dessen Betrag in Farbschattierung angegeben. Die kräftige schwarze Konturlinie gibt das über zwei Längen- und zwei Breitengrade gemittelte Beträgsfeld von F_{TN01} bei $80 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an.

lenwert herabsetzen. Dies ändert jedoch nichts daran, dass das Hintergrundsignal durch die Welle selbst modifiziert wird. Eine Herabsenkung des Schwellenwertes ist darüber hinaus nicht erstrebenswert, da durch die dann geringere Absetzung des Schwellenwertes vom mittleren Einhüllendenfeld, eine automatisierte objektbasierte Erkennung von Rossbywellenzügen erschwert wird. Die höheren Grenzen im Tiefpassfilter zeigen ein qualitativ ähnliches Bild des Rossbywellenzugs über Nordamerika auf (Abbildung 4.4 (b) und (c)).

Zur Vollständigkeit ist in Abbildung 4.5 die identische Hintergrundunterscheidung für F_{TN01} dargestellt. Allerdings ist bei Variation der Tiefpassfiltergrenzen kaum ein Unterschied in den Abbildungen auszumachen. Dies ist allerdings auch nicht unerwartet, da bei annähernd zonaler Hintergrundströmung der F_{TN01} hauptsächlich durch die bandpassgefilterten Größen bestimmt wird (Gleichung (3.2)).

Ausgehend von Abbildung 4.4 könnte man demnach zu dem Schluss kommen, dass eine höhere Tiefpassfiltergrenze besser geeignet ist, um das Wellensignal darzustellen. In Fällen von Rossbywellenzügen mit geringer Phasengeschwindigkeit ist diese Schlussfolgerung sicherlich auch zutreffend. Bei komplizierteren Hintergrundströmungen wie im Fall eines blockierenden Rückens wäre jedoch der umgekehrte Effekt zu erwarten. Sollte dabei die Tiefpassfiltergrenze zu hoch angesetzt werden, könnten die Phasen des Rückenbaus und dessen Zerfall falsch wiedergegeben werden. Die berechnete Hintergrundströmung reagiert in solchem Fall langsamer, als die sich rascher ändernde tatsächliche Hintergrundströmung. Durch die falsche Wiedergabe der Hintergrundströmung könnte fälschlicherweise ein Wellensignal an den Flanken des blockierenden Rückens erkannt werden. Für eine bessere Veranschaulichung habe ich diesbezüglich ein Beispiel für eine solche Situation in Abbildung 4.6 (für die Methode nach Zimin u. a. (2006)) und Abbildung 4.7 (für F_{TN01})

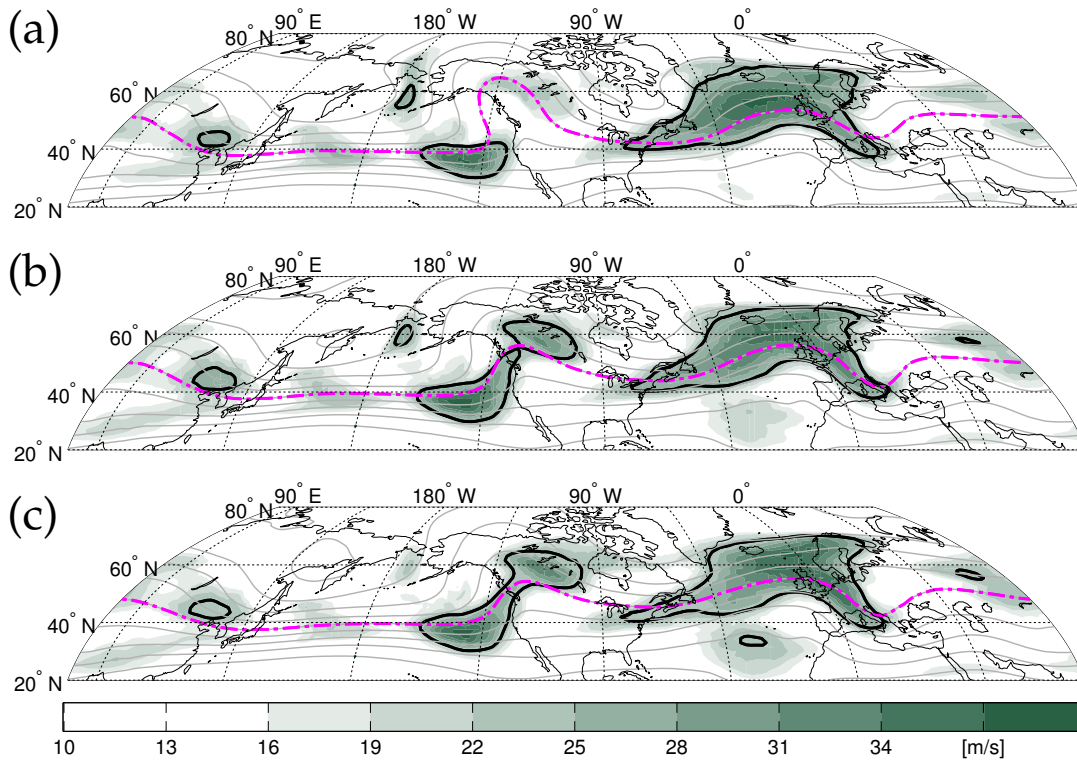


Abbildung 4.6: Sensitivität des Einhüllendenfeldes, berechnet nach der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006), bei Variation der Tiefpassfiltergrenzen im Fall eines blockierenden Rückens. Momentaufnahmen vom 02.01.1995 12 UTC. Als Grünschattierung ist das Einhüllendenfeld dargestellt, welches man mit der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) erhält. Die Abbildungen unterscheiden sich in der Wahl des Hintergrundes. In Abbildung (a) ist als Hintergrund ein 20 Tage-, in Abbildung (b) ein 30 Tage- und in Abbildung (c) ein 40 Tage-Tiefpassfilter gewählt. Das Windfeld entlang der Hintergrundstromlinien ist eingeschränkt auf den Wellenzahlbereich $[4, 15]$. Die gestrichelte magenta Linie gibt das Hintergrundgeopotential bei $8.75 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an, die grauen Konturlinien weitere Hintergrundgeopotentiallinien im Abstand von $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Die kräftige schwarze Konturlinie gibt das über zwei Längen- und zwei Breitengrade gemittelte Einhüllendenfeld bei 25 m s^{-1} an.

dargestellt. Im Bereich des Atlantiks handelt es sich um den bereits untersuchten Rossbywellenzug aus dem Januar 1995. Auf Grund der persistenten Hintergrundströmung über dem Atlantik, erkennt man in diesem Bereich bei den unterschiedlichen Grenzen im Tiefpassfilter kaum Unterschiede in der Darstellung des Rossbywellenzugs.

Deutlich sensitiver auf die Wahl der Tiefpassfiltergrenzen zeigt sich in Abbildung 4.7 das Hintergrundgeopotential (magenta Linie) zwischen etwa 160°W und 100°W . In diesem Bereich kam es zur Ausbildung eines Blockadehochs. Da dieses Hoch aber nicht persistent genug war, wird es von den verschiedenen Tiefpassfiltergrenzen als unterschiedlich intensiv dargestellt. Gut erkennbar ist dies durch die unterschiedliche Norderstreckung der magenta Linie. Die unterschiedliche Darstellung der Hintergrundströmung hat wiederum eine Auswirkung auf die Darstellung des Wellensignals in dieser Region. Während es für den Tiefpassfilter von 20 Tagen keine deutliche Verbindung eines Wellensignals zwischen dem Pazifik und Nordamerika gibt (Abbildung 4.6 (a)), ist in den beiden anderen Fällen (30 und 40 Tage - Tiefpassfiltergrenze in Abbildung 4.6 (b) und (c)) ein Wellensignal entlang der nörd-

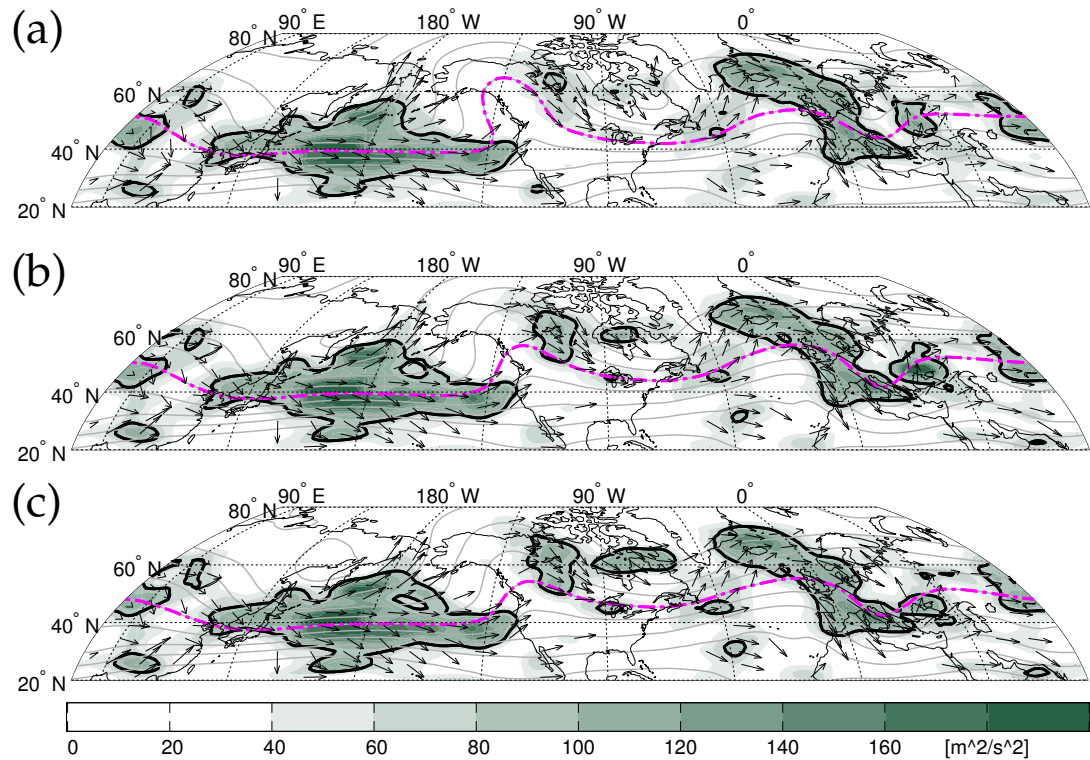


Abbildung 4.7: Sensitivität des Wellenaktivitätsflusses F_{TN01} bei Variation der Tiefpassfiltergrenzen im Fall eines blockierenden Rückens. Momentaufnahmen vom 02.01.1995 12 UTC. Schattierung gibt den Betrag von F_{TN01} an. Die Abbildungen unterscheiden sich in der Wahl des Hintergrundes. In Abbildung (a) ist als Hintergrund ein 20 Tage-Tiefpassfilter gewählt, in Abbildung (b) 30 Tage- und Abbildung (c) 40 Tage-Tiefpassfilter. Die gestrichelte magenta Linie gibt das Hintergrundgeopotential bei $8,75 \times 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ an, die grauen Konturlinien weitere Hintergrundgeopotentiallinien im Abstand von $0,15 \times 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$. Die kräftige schwarze Konturlinie gibt das über zwei Längens- und zwei Breitengrade gemittelte Beträgsfeld von F_{TN01} bei $80 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ an.

lichen Flanke des Rückens zu erkennen. Im Folgenden stelle ich meine Vermutung für den Grund dieser Unterschiede dar. Im Fall stärkerer Blockadehochs kommt es häufiger dazu, dass an deren stromaufwärtsgerichteten Seite Rossbywellenzüge in den Rückenbereich konvergieren. Dies scheint auch hier bei etwa 40°N und zwischen 150°W und 130°W der Fall zu sein. Konvergiert ein solcher Rossbywellenzug in den Bereich des Blockadehochs, so kann es zu einer Wechselwirkung zwischen diesen beiden kommen. Durch eine solche Wechselwirkung wird die Störung des Blockadehochs an dessen Flanken als Wellensignal interpretiert werden. Dieser Effekt ist unerwünscht, da das Wellensignal vom Hintergrund klar getrennt sein sollte. Vielmehr ist es wünschenswert, dass solche Störungen nicht als Wellensignal identifiziert werden. Der Effekt der Wellenidentifikation bei einer Störung eines Blockadehochs (Hintergrund) könnte auch in Abbildung 4.6 der Fall sein, da erst bei höheren Tiefpassfiltergrenzen an der nördlichen Flanke des Blockadehochs ein Rossbywellenzug erkannt wird (Abbildung 4.6 (b) und (c)). Andererseits kann sich die Störung eines konvergierenden Rossbywellenzugs bis auf die stromabwärtsgerichtete Seite des Blockadehochs fortsetzen, wodurch ein durchgängiger Rossbywellenzug die korrekte Darstellung wäre. Welche Darstellung in diesem Fall die Richtige ist, ist in Abbildung 4.6 nicht erkennbar. Letztlich geht diese Problematik auch zum Teil auf

die Schwierigkeit der Unterteilung in Welle und Grundstrom zurück. Eine definitive Antwort, welche Filtergrenze besser ist, ist dadurch nicht möglich. Generell ist meiner Meinung nach eine kürzere Zeitskala des Tiefpassfilters für eine derartige Situation besser geeignet, da dadurch der Auf- und Abbau von Blockadehochs besser wiedergegeben werden kann. Auf der anderen Seite ist, wie ich aus Abbildung 4.4 geschlussfolgert habe, eine höhere Filtergrenze bei sehr langsam ziehenden Phasen innerhalb des Rossbywellenzugs vorteilhafter, da andernfalls das Wellensignal selbst die Hintergrundströmung definiert. Darüber hinaus wird in der WAF-Diagnostik davon ausgegangen, dass der Hintergrund sich zeitlich nur sehr langsam ändert. Eine höhere Grenze im Tiefpassfilter entspricht eher dieser Annahme. Aus diesen Gründen, habe ich mich schließlich für einen Hintergrund via Tiefpassfilter mit 30 Tagen Filtergrenze entschieden.

Ein Vergleich des Einhüllendenfeldes des meridionalen Windes nach der modifizierten Methode von Zimin u. a. (2006) (Abbildung 4.6) mit F_{TN01} (Abbildung 4.7) zeigt eine gute Übereinstimmung im Bereich des Atlantiks. Im Bereich des pazifischen/nordamerikanischen Rückens zeigt F_{TN01} keine Verbindung der Wellensignale auf beiden Flanken des Rückens. Dies scheint anzudeuten, dass kein Wellensignal direkt über das Rückengebiet hinweg propagiert. Allerdings geht das Signal auf der Ostflanke auf eine kurz vorher vorhandene Störung an der Westflanke zurück. Dies könnte andeuten, dass ein in das Rückengebiet konvergierender Rossbywellenzug den starken Rücken stört und dieser durch diese Störung, Wellenaktivität in Form eines ausgesandten Rossbywellenzugs an der Ostflanke wieder abgibt. Dieser Prozess soll hier aber als Mutmaßung ohne weitere Untersuchungen stehen gelassen werden.

Die hohen Werte von F_{TN01} über den kompletten Pazifik bei etwa 40°N scheinen zunächst im Widerspruch mit dem Einhüllendenfeld nach der modifizierten Methode von Zimin u. a. (2006) zu stehen. Allerdings zeigen die vorausgehenden Zeitpunkte auch bei der Methode nach Zimin u. a. (2006) erhöhte Aktivität, welche jedoch am dargestellten Zeitpunkt von Abbildung 4.6 von Minima bei 140°O und 160°O unterbrochen ist. Der Grund für die Unterschiede liegt meiner Meinung nach in der Funktionsweise des Bandpassfilters. Durch die Bandpassfilterung werden Anomalien teilweise in ihrer zeitlichen Dauer verlängert. Dieser Effekt der zeitlich künstlichen Ausdehnung ist bekannt und wird im Fall der Rossbywellenzug-Darstellung in Chang (1993) hervorgehoben. Darin wird kritisiert, dass durch diese zeitliche Ausdehnung der Anomalien unter Verwendung eines Bandpassfilters eine stromabwärtsgerichtete Entwicklung schwieriger zu erkennen ist. Dies wurde mittels Hovmöllerdiagrammen veranschaulicht. Um herauszufinden, inwieweit dieser Effekt auch hier entscheidend ist, wird analog zu Abbildung 4.3 (b) für einen Gitterpunkt aus dem Pazifik die zeitliche Entwicklung des Meridionalwindes und der gefilterten Größen in Abbildung 4.8 dargestellt. Darin ist zu erkennen, dass die auf den 02.01.1995 12 UTC (Zeitpunkt aus Abbildung 4.6 und 4.7) folgende negative Anomalie zeitlich ausgedehnt wurde und das Maximum der positiven Anomalie zu Beginn von Januar 1995 zeitlich nach hinten verschoben wurde. Dadurch wird vermutlich mittels F_{TN01} in Abbildung 4.7 im Pazifik gerade noch ein Rossbywellenzug identifiziert, während bei Verwendung des Einhüllendenfeldes vom Meridionalwind in Abbildung 4.6 kein Rossbywellenzug identifiziert wird. Diesen Effekt der Bandpassfilterung sollte man bei Verwendung des F_{TN01} stets mit berücksichtigen.

Im folgenden Unterabschnitt werde ich die Auswirkungen einer Variation des Bandpassfilters untersuchen.

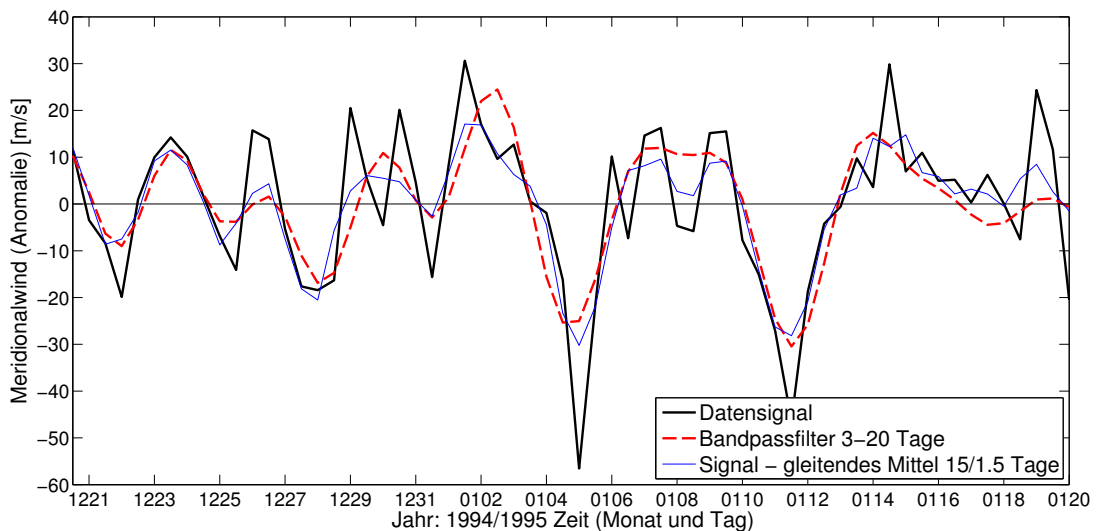


Abbildung 4.8: Veranschaulichung der möglichen zeitlichen Ausdehnung des Anomaliesignals bei Anwendung einer Bandpassfilterung. Beschreibung wie in Abbildung 4.3 (b), hier jedoch für den Zeitraum vom 20.12.1994 00 UTC bis 19.01.1995 12 UTC am Gitterpunkt (180°W , 40°N).

4.3.2 Variation des Bandpassfilters (Anomalie)

In den vorherigen Abschnitten habe ich die Auswirkungen einer Variation der Tiefpassfiltergrenzen auf $F_{\text{TN}01}$ und das Einhüllendenfeld des Windes unter Verwendung der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) untersucht. Dabei hat sich ein Tiefpassfilter von 30 Tagen als sinnvoll herausgestellt. Dies entspricht in etwa der Wahl eines gleitenden zeitlichen Mittels von 14 Tagen wie dieser in der Rossbywellenzug-Klimatologie von Souders u. a. (2014) verwendet wird. In diesem Unterabschnitt werde ich die Bandpassfiltergrenzen zur Bestimmung der Anomalien variieren, während der Hintergrund durch die Wahl eines Tiefpassfilters mit 30 Tagen unverändert bleibt. Da sich die Tiefpassfiltergrenze von der oberen Grenze des Bandpassfilters unterscheidet, wird ein bestimmter Frequenzbereich weder der Anomalie noch dem Hintergrund zugeordnet. Dadurch erhält man eine etwas bessere Separation zwischen Anomalie und Hintergrund. Die Unterschiede zwischen den so erhaltenen Anomalien und den Anomalien, die bei einem nahtlosen Übergang zwischen Tiefpassfiltergrenze und oberer Bandpassfiltergrenze erhalten werden sind jedoch gering. Der geringe Unterschied geht darauf zurück, dass der Hauptbeitrag der Anomalien generell von den niedrigen Frequenzen her stammt. Der Bandpassfilter wird in der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) nicht verwendet und deswegen werden hier nur Beispielfälle für die $F_{\text{TN}01}$ -Diagnostik gezeigt.

In Abbildung 4.9 (b) ist die bereits gezeigte Momentaufnahme von $F_{\text{TN}01}$ unter Verwendung eines Bandpassfilters von 3 – 20 Tagen dargestellt. Eine Reduzierung der oberen Schranke von 20 Tagen auf 10 Tage lässt den Rossbywellenzug nicht mehr als zusammengehöriges Signal, sondern über zwei auseinandergebrochene Anteile bei etwa 90°W bis 100°W erkennen (Abbildung 4.9 (a)). Die schmalen Tröge bei 120°W und 70°W besitzen hingegen eine ausreichend rasche zeitliche Variation in ihrer Lage, wodurch diese als Maximum innerhalb des Rossbywellenzugs weiterhin erkannt werden. Der dazwischenliegende Rücken wird nicht mehr als Teil des Rossbywellenzugs erkannt. Aus diesem Grund ist die relativ hohe Grenze von 20 Tagen im Bandpassfilter gerechtfertigt. Ich vermute, dass eine ausreichend hohe obere

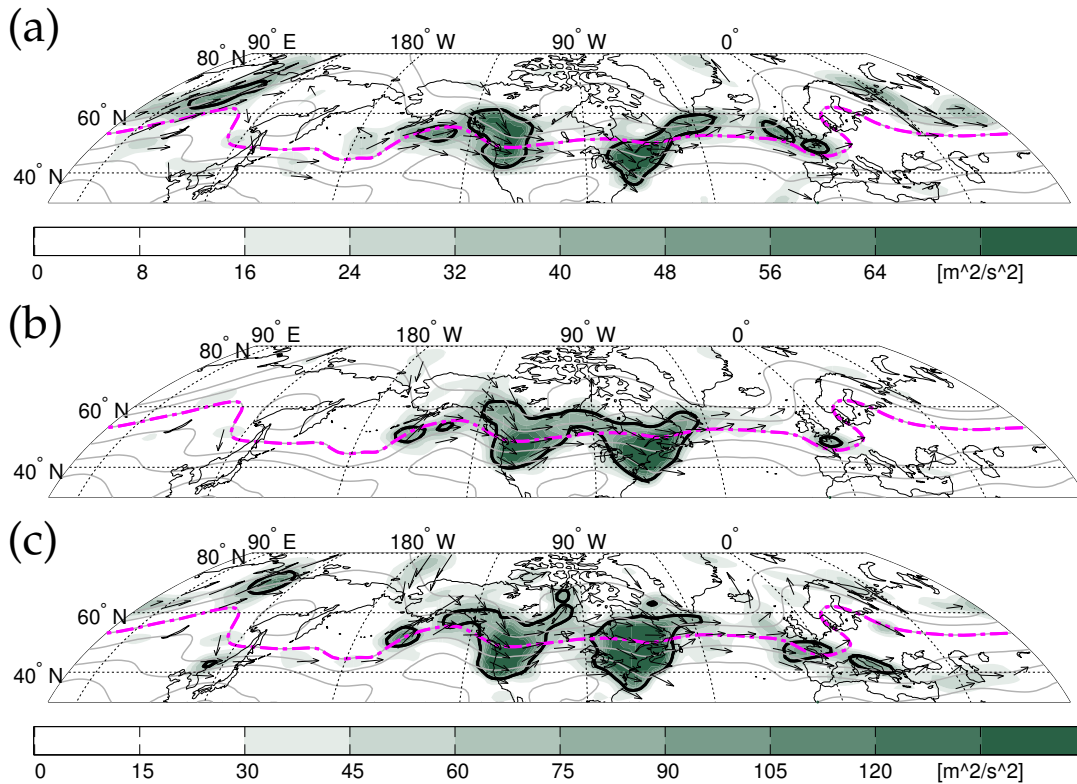


Abbildung 4.9: Sensitivität des Wellenaktivitätsflusses F_{TN01} bei Variation der Bandpassfiltergrenzen. Momentaufnahmen vom 07.08.2002 12 UTC. Schattierung gibt den Betrag von F_{TN01} an. Die Abbildungen unterscheiden sich in der Wahl des Bandpassfilters. In Abbildung (a) ist ein Bandpassfilter von 3 – 10 Tagen, in Abbildung (b) von 3 – 20 Tagen (wie in Abbildung 4.5 bereits gezeigt) und in Abbildung (c) von 1 – 20 Tagen gewählt. Die gestrichelte magenta Linie gibt das Hintergrund-Geopotential bei $9.2 \times 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ an, die grauen Konturlinien weitere Hintergrund-Geopotentiallinien im Abstand von $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$. Die kräftige schwarze Konturlinie gibt das über 2 Längen- und 2 Breitengrade gemittelte Beträgsfeld des F_{TN01} bei $50 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ in Abbildung (a) und bei $80 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ in Abbildung (b) und (c) an.

Grenze im Bandpassfilter besonders relevant für die Sommermonate ist. Der Grund dafür liegt in der geringeren Hintergrundströmung und den somit vermutlich langsameren Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten. Im Fall sich rasch entwickelnder und schnell propagierender Rossbywellenzüge in den Wintermonaten sollte dies jedoch kein Problem sein, da die schnellen Anteile vermehrt durch höhere Werte gekennzeichnet sind und das Signal damit dominieren.

Die untere Grenze von drei Tagen habe ich gewählt, um Anomalien mit Zeitspannen von etwa einer halben Tageslänge auszuschließen. Diese beschreiben eher kleinräumige kurzlebige Störungen und keine Rossbywellenzug-Anteile. Da diese kurzlebigen Störungen gleichzeitig zu einem stärkeren Rauschen in F_{TN01} führen und wie gesagt nicht relevant für die Entwicklung des Rossbywellenzugs seien sollten, werden diese herausgefiltert. In Abbildung 4.9 (c) ist F_{TN01} unter Verwendung eines Bandpassfilters von 1 – 20 Tagen dargestellt. Dabei sind zusätzliche, räumlich nur gering ausgedehnte Signale auf der Nordhemisphäre zu erkennen. Im Vergleich zum Bandpassfilter mit der unteren Grenze von drei Tagen, sind die Tröge nun wieder stärker repräsentiert, der Rossbywellenzug als Objekt dadurch weniger einheitlich. Würde man die untere Bandpassfiltergrenze immer weiter anheben, so würden die Objekte immer mehr zusammenhängend erscheinen. Ein sich rasch ent-

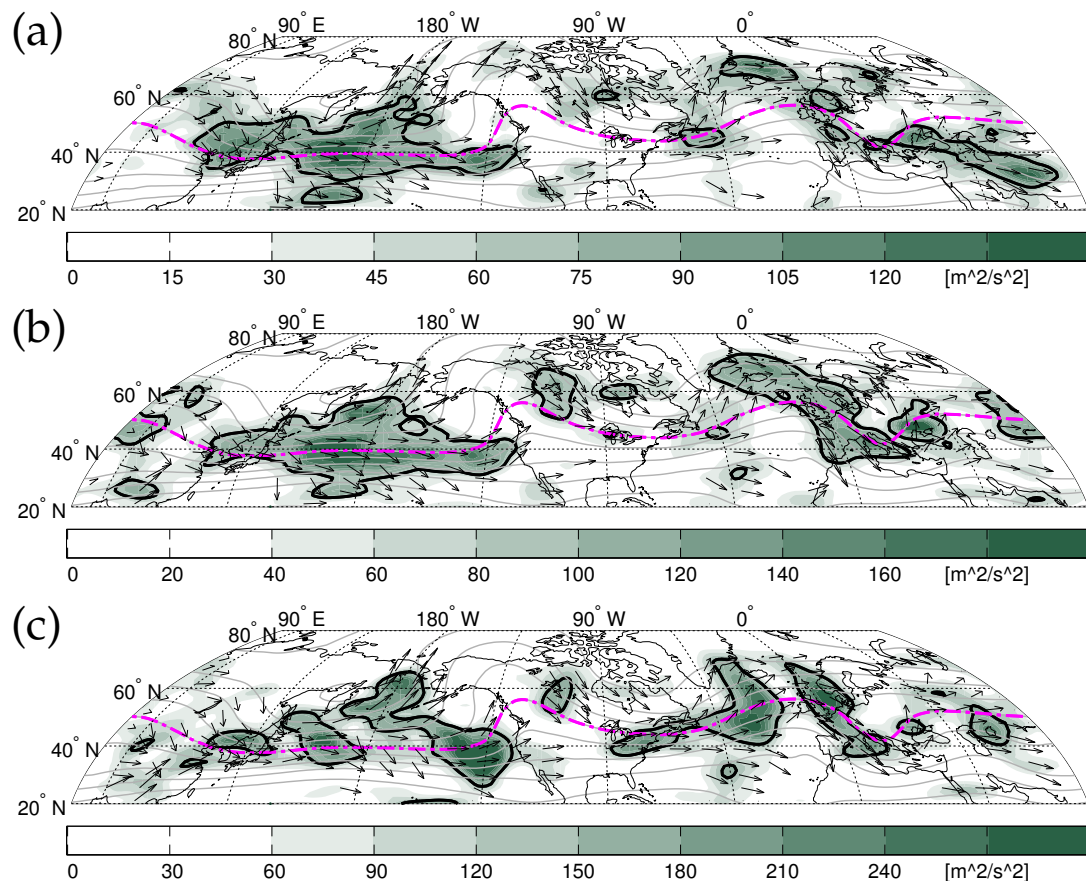


Abbildung 4.10: Sensitivität des Wellenaktivitätsflusses F_{TN01} bei Variation der Bandpassfiltergrenzen. Momentaufnahmen vom 02.01.1995 12 UTC. Schattierung gibt den Betrag von F_{TN01} an. Die Abbildungen unterscheiden sich in der Wahl des Bandpassfilters. In Abbildung (a) ist ein Bandpassfilter von 3 – 10 Tagen, in Abbildung (b) von 3 – 20 Tagen (wie in Abbildung 4.5 bereits gezeigt) und in Abbildung (c) von 1 – 20 Tagen gewählt. Die gestrichelte magenta Linie gibt das Hintergrundgeopotential bei $8,75 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an, die grauen Konturlinien weitere Hintergrundgeopotentiallinien im Abstand von $0,15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Die kräftige schwarze Konturlinie gibt das über zwei Längen- und zwei Breitengrade gemittelte Betragsfeld von F_{TN01} bei $80 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in Abbildung (a) und (b) und $150 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in Abbildung (c) an.

wickelnder oder verändernder Rossbywellenzug würde dann allerdings nicht mehr gut wiedergegeben werden können. Aus dem oben genannten Grund habe ich mich für den Kompromiss von drei Tagen entschieden, welcher kurzlebige Störungen im Zeitraum von weniger als einem Tag ausschließt.

In Abbildung 4.10 sind die gleichen Bandpassfiltervariationen wie zuvor, diesmal jedoch für die Momentaufnahme des 02.01.1995 12 UTC, dargestellt. Man erkennt auch hier, dass die Absenkung der Filteruntergrenze auf einen Tag zu einer verrauschteren Darstellung des Pazifik- und Atlantik-Rossbywellenzugs führt (siehe Abbildung 4.10 (c)). Die kurzlebigen Störungen innerhalb des Rossbywellenzugs werden besonders hervorgehoben, der Rossbywellenzug als ganzes ist dadurch jedoch weniger klar erkennbar. Eine Absenkung der oberen Bandpassfiltergrenze in Abbildung (a) zeigt keine starken Änderungen im Vergleich des ursprünglichen Bandpassfilters (Abbildung (b)). Beim Pazifik-Rossbywellenzug zeigen sich zwischen diesen Abbildungen kaum Unterschiede. Der WAF F_{TN01} von Nordostsibirien in den Pazifik erscheint bei Verwendung des Bandpassfilters mit 3 – 10 Tagen

(Abbildung (a)) deutlich stärker. Allerdings sollte man die unterschiedliche Farbskala hier mit berücksichtigen. Ansonsten kann man auch einige kleinere Unterschiede erkennen, die Struktur von F_{TNO1} ist jedoch relativ ähnlich. Der Hauptunterschied besteht darin, welche Bereiche stärker hervorgehoben sind als andere.

In diesem Unterabschnitt habe ich die Funktionsfähigkeit des implementierten Filters anhand von künstlichen Testfunktionen sowie einer realen Datenreihe gezeigt. Ich habe darüber hinaus eine Wahl zur Filtereinstellung getroffen und diese mit der Zeitskala atmosphärisch relevanter Prozesse sowie mit in der Literatur verwendeten Werten gestützt. Anschließend habe ich sowohl die Tiefpassfiltergrenze als auch die Bandpassfiltergrenzen variiert und die Auswirkungen davon anhand zweier realer Beispiel-Rossbywellenzüge gezeigt. Damit konnte ich die Wahl der von mir verwendeten Filtergrenzen zur Untersuchung von Rossbywellenzügen rechtfertigen. Gleichzeitig habe ich auf den Effekt der Bandpassfilterung aufmerksam gemacht, welcher zu einer teilweise zeitlich ausgedehnteren Darstellung von Anomalien führt. Dieser Effekt kann zu Unterschieden mit Methoden ohne Bandpassfilterung führen. Im Folgenden werde ich, wenn nicht explizit anders erwähnt, für F_{TNO1} einen Tiefpassfilter von 30 Tagen zur Bestimmung des Hintergrundes und einen Bandpassfilter von 3 – 20 Tagen zur Bestimmung der Anomalien verwenden.

Teil III

NEUE METHODEN ZUR DARSTELLUNG VON ROSSBYWELLENZÜGEN

5

SEMIGEOSTROPHISCHE KOORDINATENTRANSFORMATION

In Teil II wurden bereits drei in der Literatur gebräuchliche Methoden zur Untersuchung von Rossbywellenzügen behandelt, darunter die komplexe Demodulation des Windfeldes, die Hilberttransformation des Windfeldes nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) und der Wellenaktivitätsfluss nach Takaya und Nakamura (2001). Abgesehen von der angegebenen Modifikation der Methode nach Zimin u. a. (2006) in Unterabschnitt 2.2.3 habe ich bisher nur bereits bekannte Methoden vorgestellt. Da ein detaillierter Vergleich der Methoden der Hilberttransformation nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) noch nicht veröffentlicht worden ist, konnte ich dadurch einige wichtige Unterschiede und Begrenzungen in den Methoden herausarbeiten, die vorher vielleicht nicht wirklich klar waren.

In diesem Kapitel stelle ich eine neue Überlegung vor, die zu einer verbesserten Darstellung von Rossbywellenzügen führt. Die oben genannten gebräuchlichen Methoden gehen von der Annahme aus, dass Rossbywellenzüge durch beinahe ebene Wellenpakete beschrieben werden können. Diese Annahme wird in der Realität jedoch häufig verletzt, wodurch es bei der Hilberttransformation und dem Wellenaktivitätsfluss zu Problemen in der Darstellung von Rossbywellenzügen kommen kann. Die komplexe Demodulation des Windfeldes hingegen ist weniger anfällig bei Verletzung dieser Annahme. Aus diesem Grunde werde ich im Folgenden auch auf die komplexe Demodulation eingehen, um die Gründe für ihr gutes Abschneiden hinsichtlich dieser Problematik herauszuarbeiten. In diesem Kapitel werde ich die semigeostrophische Koordinatentransformation vorstellen, mit deren Hilfe die Gültigkeit der Annahme eines beinahe ebenen Wellenpakets wiederhergestellt werden kann. Die oben genannten Methoden werden auf die so transformierten meteorologischen Daten angewandt. Durch die vorausgehende Wiederherstellung der Annahme eines ebenen Wellenpakets liefern die Methoden eine bessere Darstellung der Rossbywellenzüge. Bei den Beschreibungen und Testfällen werde ich mich an unseren Ergebnissen in Wolf und Wirth (2015) orientieren.

Zunächst werde ich in Abschnitt 5.1 die Idee zur semigeostrophischen Theorie vorstellen und die Problematik bei der Verletzung der Annahme eines beinahe ebenen Wellenpakets mittels Beispielfällen veranschaulichen. In Abschnitt 5.2 werde ich die Methodik der semigeostrophischen Koordinatentransformation zur Behebung dieser Problematik vorstellen. Abschließend werde ich in Abschnitt 5.3 den Nutzen der Koordinatentransformation durch die Anwendung auf reale Beispielfälle zeigen.

5.1 MOTIVATION UND HINTERGRÜNDE

Die bisher vorgestellten Methoden gehen von der Annahme aus, dass sich Rossbywellenzüge durch beinahe ebene Wellenpakete beschreiben lassen. In der Realität sind jedoch Tröge tendenziell schmaler als Rücken. Durch diese Asymmetrie in der räumlichen Ausdehnung von Trögen und Rücken wird die Annahme des beinahe ebenen Wellenpakets verletzt. Zur Veranschaulichung dieser Asymmetrie illustriert

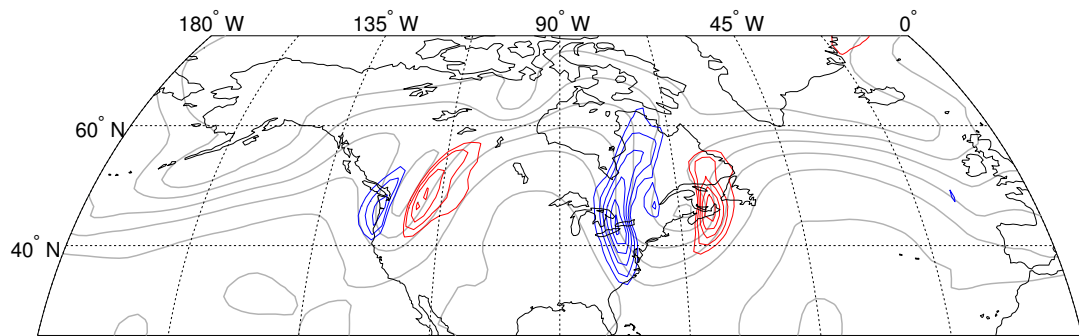


Abbildung 5.1: Darstellung eines Rossbywellenzugs, welcher die Annahme eines beinahe ebenen Wellenpakets nicht erfüllt. Momentaufnahme vom 07.08.2002 12 UTC. Rote und blaue Konturlinien stellen das meridionale Windfeld v dar (Rot: Südwind ab 30 m s^{-1} , Blau: Nordwind ab -30 m s^{-1} , jede weitere Konturlinie im Abstand von 5 m s^{-1}). Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $9 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$).

Abbildung 5.1 das meridionale Windfeld und das Geopotential des Elbeflut-Rossbywellenzugs zum 07.08.2002 12 UTC.

Die verwendeten Methoden basieren auf der Annahme quasigeostrophischer Theorie. Dabei tritt keine Asymmetrie zwischen Trögen und Rücken auf. Wie in Unterabschnitt 1.1.6 angegeben, wird für die quasigeostrophische Theorie, in der asymptotischen Reihenentwicklung nach der Rossby-Zahl, die erste Ordnung in der Rossby-Zahl noch mit verwendet. Diese beschreibt die geostrophische Advektion des geostrophischen Impulses und damit die zeitlich langsam veränderliche balancierte Strömung. In Hoskins (1975) wurden die semigeostrophischen Gleichungen eingeführt. Neben den Termen der quasigeostrophischen Gleichungen beinhalten diese zusätzlich die Advektion des geostrophischen Impulses durch den ageostrophischen Wind und die Erzeugung von relativer Wirbelstärke durch den Kipp- und Streckmechanismus. Die in den semigeostrophischen Gleichungen mit berücksichtigten ageostrophischen Komponenten sind in der Lage die Asymmetrie zwischen den Trögen und Rücken (siehe Abbildung 5.1) zu beschreiben. Die ageostrophische Strömung sorgt dafür, dass die Annahme beinahe ebener Wellenpaketen in der Realität häufig nicht erfüllt werden kann. Die Genauigkeit der semigeostrophischen Gleichungen in Bezug auf die Ordnung in der Rossby-Zahl ist jedoch die gleiche wie für die quasigeostrophischen Gleichungen. Der Grund hierfür ist, dass nicht alle zusätzlichen Terme der nächsthöheren Ordnung in der Rossby-Zahl in den Gleichungen beinhaltet sind. Ein Überblick über die Unterschiede zwischen den vollen primitiven Gleichungen, den semigeostrophischen Gleichungen und den Gleichungen bei asymptotischer Entwicklung kleiner Rossby-Zahlen (bis zur Ordnung zwei) ist in Snyder u. a. (1991) gegeben.

Die Auswirkung einer Asymmetrie in der horizontalen Ausdehnung von Trögen und Rücken auf die Methoden der Hilberttransformation und der komplexen Demodulation des meridionalen Windfeldes wird zunächst mittels einfacher Testfunktionen veranschaulicht werden. Zu Beginn verwenden wir ein beinahe ebenes Wellenpaket der Form

$$v(\lambda) = \sin(\lambda \aleph)^3 \cos(6\lambda \aleph) ,$$

mit $\lambda \in [0^\circ, 360^\circ]$ und $\aleph = 2\pi/360^\circ$ (der Umrechnungsfaktor von Grad in Radian). Das Wellensignal in $v(\lambda)$ ist über die amplitudenmodulierte Trägerwelle der Wel-

lenzahl sechs definiert. Sowohl die Methode der Hilberttransformation als auch die der komplexen Demodulation haben keine Schwierigkeiten, das Wellenpaket richtig wiederzugeben (Abbildung 5.2 (a)). Ein Nachteil der komplexen Demodulation liegt in der notwendigen a priori Kenntnis der Referenzwellenzahl, die der Trägerwelle des Rossbywellenzugs entsprechen sollte. Bei der Testfunktion aus Abbildung 5.2 (a) wurde nur ein Wellenpaket mit einer Trägerwelle untersucht. Die Referenzwellenzahl der komplexen Demodulation wurde gleich der Wellenzahl der Trägerwelle gesetzt. Aus diesem Grund liefert die komplexe Demodulation ein so gutes Ergebnis. Im Fall zweier gleichzeitig auftretender Wellenpakete mit unterschiedlichen Wellenzahlen der zugehörigen Trägerwellen weist die komplexe Demodulation Schwächen auf. Um dies zu veranschaulichen ist die Testfunktion

$$v(\lambda) = \exp\left(-((\lambda - 90^\circ) \kappa)^2\right) \cos(6\lambda \kappa) + \exp\left(-((\lambda - 270^\circ) \kappa)^2\right) \cos(11\lambda \kappa)$$

mit $\lambda \in [0^\circ, 360^\circ]$ gegeben, welche zwei Wellenpakete mit den jeweiligen Trägerwellen der Wellenzahlen 6 und 11 beinhaltet. Sowohl das Wellensignal als auch die Einhüllendenrekonstruktionen sind in Abbildung 5.2 (c) zu sehen. Die Hilberttransformation (schwarze Linie) ist in der Lage die beiden Wellenpakete zu rekonstruieren. Die komplexe Demodulation ist dazu nicht in der Lage. Der Grund dafür ist die in Abbildung 5.2 (d) dargestellte bimodale Verteilung des zugehörigen Wellenzahlspektrums. Da ich als Referenzwellenzahl den Wert 6 vorgegeben habe, wird das Wellenpaket mit dieser Wellenzahl in der Trägerwelle gut wiedergegeben, das Wellenpaket mit der Wellenzahl 11 der Trägerwelle jedoch schlecht. Würde als Referenzwellenzahl der Wert 11 gewählt werden, wäre das, dieser Wellenzahl entsprechende, Wellenpaket gut wiedergegeben, während das andere schlecht repräsentiert wäre. Ein mittlerer Wert für die Referenzwellenzahl würde beide Wellenpakete wiedergeben, allerdings mit deutlich reduzierter Amplitude. Diese Tatsache ist vermutlich dafür verantwortlich, warum in der Literatur hauptsächlich die Hilberttransformation verwendet wird, um Wellenpakete aus dem meridionalen Windfeld zu rekonstruieren.

Allerdings gibt es auch Fälle, in denen die Hilberttransformation, wie ich sie bisher vorgestellt habe, schlechtere Ergebnisse als die komplexe Demodulation liefert. Für die letzte Testfunktion soll das Windfeld des ersten Wellenpakets (Abbildung 5.2 (a)) so transformiert werden, dass die Tröge innerhalb des Wellenpakets schmaler als die Rücken sind. Tröge sind dabei durch negativen Meridionalwind auf der linken Flanke und positiven Meridionalwind auf der rechten Flanke gegeben. Rücken sind analog durch positiven Meridionalwind auf der linken Flanke und negativen Meridionalwind auf der rechten Flanke gegeben. Die verwendete Koordinatentransformation

$$\hat{\lambda} = \lambda - \alpha v$$

mit positivem kleinen α (wir wählen $\alpha = 0.12$) definiert das neue Windfeld

$$\hat{v}(\hat{\lambda}) = \sin(\hat{\lambda} \kappa)^3 \cos(6\hat{\lambda} \kappa), \quad \hat{\lambda} \in [0^\circ, 360^\circ].$$

Wird dieses Windfeld zurück in den physikalischen Raum (der Koordinate λ) transformiert, erhält man das in Abbildung 5.2 (e) dargestellte Windfeld (blaue Konturlinie). Das ursprüngliche Windfeld aus Abbildung 5.2 (a) ist noch als gestrichelte blaue Linie eingezeichnet. Bei der Berechnung des Einhüllendenfeldes erkennt man, dass das rekonstruierte Wellenpaket mittels Hilberttransformation (schwarze Linie)

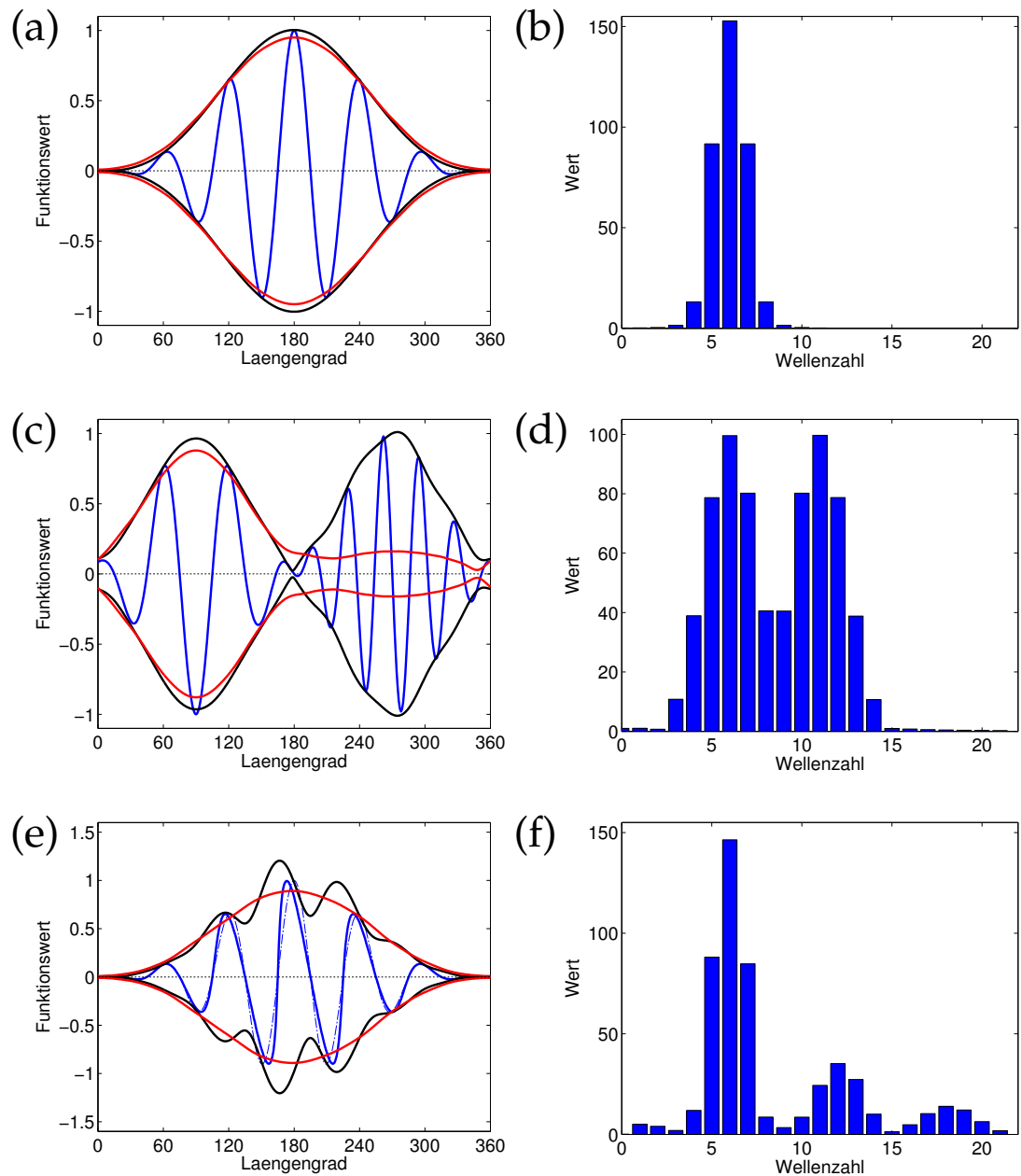


Abbildung 5.2: Validierung der Methoden der Hilberttransformation und der komplexen Demodulation des Meridionalwindes bei der Anwendung auf unterschiedliche, speziell ausgewählte Testfunktionen. In der linken Spalte sind Beispiele von Wellenpaketen (zugehöriges meridionales Windfeld als blaue Linien) und deren Einhüllendenrekonstruktion mittels Hilberttransformation eingeschränkt auf den Wellenzahlbereich 4 – 15 (schwarze Linie) und mittels komplexer Demodulation mit Referenzwellenzahl 6 (rote Linie) dargestellt. Die schwarze gepunktete Linie stellt die Nulllinie dar. Die Abbildungen in der rechten Spalte zeigen das zugehörige zonale Wellenzahlspektrum. Abbildung (a) und (b) zeigen ein einfaches Wellenpaket mit Trägerwelle der Wellenzahl 6, Abbildung (c) und (d) zeigen ein doppeltes Wellenpaket mit den Wellenzahlen 6 und 11 und Abbildung (e) und (f) zeigen das Wellenpaket von Abbildung (a) und (b) mit zusätzlicher Asymmetrie zwischen Trögen und Rücken durch eine semigeostrophische Koordinatentransformation. Der zugehörige Meridionalwind ohne Transformation ist zur Veranschaulichung der vorhandenen Trog-Rücken-Asymmetrie durch die blaue gestrichpunktete Linie gegeben.

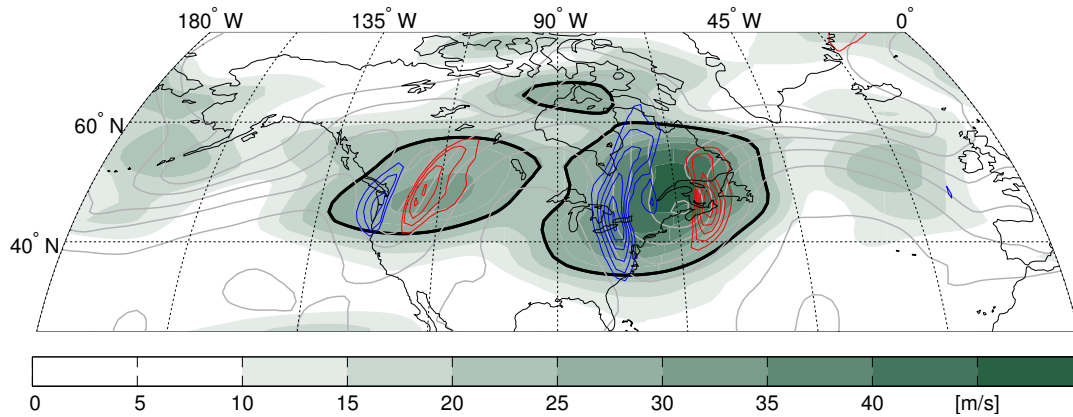


Abbildung 5.3: Veranschaulichung der problematischen Darstellung eines asymmetrischen Rossbywellenzugs bei Anwendung der Methode der Hilberttransformation. Momentaufnahme vom 07.08.2002 12 UTC. Schattierung gibt das Einhüllendenfeld nach Zimin u. a. (2003) unter Verwendung des Wellenzahlfensters [4, 15] an. Die schwarze Konturlinie gibt den Schwellenwert von 25 m s^{-1} an, welcher zur Definition des Rossbywellenzugs verwendet wird. Rote und blaue Konturlinien stellen das meridionale Windfeld v (Rot: Südwind ab 30 m s^{-1} , Blau: Nordwind ab -30 m s^{-1} , jede weitere Konturlinie im Abstand von 5 m s^{-1}) dar. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $9 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$).

durch stärkere Über- und Unterschwinger gekennzeichnet ist. Die Erklärung dafür kann aus dem zugehörigen Wellenzahlspektrum in Abbildung 5.2 (f) entnommen werden. Durch die Asymmetrie zwischen den Trögen und Rücken werden neben dem Maximum im Spektrum bei der Wellenzahl 6, höhere Oberschwingungen mit einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenzahl 6 angeregt. Durch die Verwendung des Wellenzahlbereichs 4 – 15 bei der Hilberttransformation wird die erste Oberschwingung mit berücksichtigt. Dadurch kommt es zu den Oberschwingungen im rekonstruierten Einhüllendenfeld. Die komplexe Demodulation hingegen liefert ein zufriedenstellendes Ergebnis bei der Rekonstruktion der Einhüllenden. Grund dafür ist die der Methode zu Grunde liegende Glättung. Durch diese Glättung können die Oberschwingungen effektiv entfernt werden und fallen dadurch bei der Rekonstruktion der Einhüllenden kaum noch ins Gewicht.

Rosbywellenzüge werden als die Bereiche des Einhüllendenfeldes definiert, welche oberhalb eines vorgegebenen Schwellenwertes liegen. Durch die Existenz der oben beschriebenen Oberschwingungen im Einhüllendenfeld kann es durch den sogenannten Kameleffekt (Wernli u. a., 2008) zum Auseinanderbrechen eigentlich zusammengehöriger Rossbywellenzug-Bereiche kommen. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.3 das Einhüllendenfeld des Elbeflut-Rosbywellenzugs mittels der Methode nach Zimin u. a. (2003) unter Verwendung eines Schwellenwertes von 25 m s^{-1} dargestellt. Durch die beiden starken Maxima des Einhüllendenfeldes im Bereich der Tröge (70° W und 120° W) und dem lokalen Minimum im Rückenbereich (90° O bis 100° O) bricht der Rossbywellenzug über Nordamerika bei ungünstig gewähltem Schwellenwert in zwei separate Rossbywellenzüge auseinander. Ein derartiges Auseinanderbrechen kann durch die Notwendigkeit eines Schwellenwertes zur Rossbywellenzug-Erkennung in komplexeren atmosphärischen Fällen selbst bei ausgezeichneter Einhüllendenrekonstruktion nicht immer verhindert werden. Al-

lerdings nimmt durch den Effekt der unerwünschten Oberschwingungen in der Einhüllendenrekonstruktion die Wahrscheinlichkeit für ein derartiges Auseinanderbrechen zu.

Die komplexe Demodulation ist hinsichtlich dieser Problematik zur Berechnung der Einhüllenden besser geeignet. Auf Grund der Schwäche dieser Methode bei der Darstellung von Rossbywellenzügen mit unterschiedlichen Wellenzahlen (Abbildung 5.2 (c)) und der notwendigen a priori Kenntnis der richtigen Referenzwellenzahl, möchte ich nicht auf diese Methode zurückgreifen. Ein möglicher Weg aus diesem Dilemma liegt in der Anwendung eines räumlichen Filters, welcher bei der Methode der komplexen Demodulation in der Lage war die Oberschwingungen stark zu reduzieren. Dies würde auch im Fall der Hilberttransformation zu einer deutlichen Verbesserung der Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzugs führen. Allerdings ist eine Glättung nicht erwünscht, da diese nicht nur das Maximum der Einhüllenden reduziert, sondern auch die kleineren Werte in der direkten Umgebung des Rossbywellenzugs erhöht. Bei der Rossbywellenzug-Identifikation über das Einhüllendenfeld mittels Schwellenwert kann es dadurch zu Schwierigkeiten kommen. Durch eine Glättung können voneinander getrennte Rossbywellenzüge manchmal fälschlicherweise als zusammenhängende Rossbywellenzüge interpretiert werden. Insgesamt ist es meiner Meinung nach auf jeden Fall schwieriger und weniger erstrebenswert ein zu stark geglättetes Signal zu interpretieren.

Anstelle eine Glättung vorzunehmen, könnte man die Annahme des beinahe ebenen Wellenpakets durch eine Koordinatentransformation wiederherstellen und erst danach die Methode der Einhüllendenberechnung anwenden. Dieser Ansatz der Problembehebung basiert auf theoretischen Überlegungen, welche darauf abzielen die nichterfüllte Annahme eines beinahe ebenen Wellenpakets wiederherzustellen. Dadurch erhalten die verwendeten Methoden erneut ihre Gültigkeit. Dies erscheint mir erstrebenswerter als Methoden, die auf einer falschen Annahme basieren, zu verwenden und im Nachhinein durch eine Glättung die unerwünschten Signale, welche durch die Verletzung dieser Annahme hervorgerufen wurden, zu beseitigen. Bei der angesprochenen Koordinatentransformation handelt es sich um die semigeostrophische Koordinatentransformation, die im folgenden Abschnitt erläutert wird.

5.2 METHODIK

Die semigeostrophische Koordinatentransformation geht auf Hoskins (1975) zurück. In der Literatur wurde diese Transformation noch nicht zur Untersuchung von Rossbywellenzügen verwendet. Obwohl die Ursachen der Asymmetrie zwischen Trögen und Rücken bekannt ist, wurde bisher die Rossbywellenzug-Erkennung über die Anwendung einer Glättungsfunktion gelöst. Unser Ziel war es, die Ursache des Problems (die Asymmetrie) zu beheben, um die Notwendigkeit einer Glättung zu umgehen. Für die Anwendung der Koordinatentransformation von Hoskins (1975) auf reale Daten haben wir einige Modifikationen vorgenommen.

Die Transformation auf die semigeostrophischen Koordinaten $(\lambda_{sg}, \varphi_{sg})$ sieht wie folgt aus:

$$\varphi_{sg} = \varphi + \frac{u_g}{f} \frac{1}{a \mathfrak{N}} , \quad \lambda_{sg} = \lambda - \frac{v_g}{f} \frac{1}{a \cos(\varphi) \mathfrak{N}} , \quad (5.1)$$

wobei φ_{sg} , φ , λ_{sg} , λ alle in Grad angegeben werden. Bei a handelt es sich wie bereits erwähnt um den Erdradius. Der anomale geostrophische Wind (u_g, v_g) ergibt sich aus den Gradienten des Geopotentials

$$u_g = -\frac{1}{a f} \frac{\partial(\Phi - \bar{\Phi})}{\partial \varphi}, \quad v_g = \frac{1}{a \cos(\varphi) f} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \quad (5.2)$$

wobei $\bar{\Phi}$ das zonale Mittel des Geopotentials darstellt, welches in Gleichung (5.2) vom gesamten Geopotential abgezogen wird. Würde man dieses Referenzprofil $\bar{\Phi}$ gleich Null wählen, würde sich der geostrophische Wind ergeben. Ich habe dieses Referenzprofil zusätzlich eingefügt, da andernfalls eine durchgängige Südverschiebung bei der semigeostrophischen Anpassung erfolgen würde.

Gleichung (5.1) stellt die ursprüngliche Form der semigeostrophischen Koordinatentransformation (ohne Abzug des Referenzprofils $\bar{\Phi}$) aus Hoskins (1975) dar. Jedoch ist diese Transformation nicht konsistent mit meiner Definition eines Rossbywellenzugs. Die von mir untersuchten Rossbywellenzüge sind auf das Wellenzahlfenster $[4, 15]$ eingeschränkt. Die planetaren Wellen im Wellenzahlbereich $[0, 3]$ werden als Hintergrund angenommen. Nach unserem Verständnis der Separation des Gesamtsignals in Wellensignal und Hintergrund, kann der Hintergrund als Wellenleiter interpretiert werden. Der Wellenleiter gibt nur die Zugbahn der Rossbywellenzüge an und sollte deshalb nicht für die Koordinatentransformation mitberücksichtigt werden. Die Transformation wird also nur auf den Rossbywellenzug und nicht auf die planetare Welle des Hintergrunds angewandt. Andernfalls würden statistisch gesehen die Rossbywellenzüge im Trogbereich der planetaren Wellen häufiger auseinanderbrechen, als in deren Rückenbereich. Um den Hintergrund von der Transformation auszuschließen wird die Transformation auf einen gewissen Wellenzahlbereich $[k_1, k_2]$ eingeschränkt.

Die modifizierte semigeostrophische Koordinatentransformation

$$\begin{aligned} \varphi_{sg} &= \varphi + \frac{u_g([k_1, k_2])}{f} \frac{1}{a \aleph} \\ \lambda_{sg} &= \lambda - \frac{v_g([k_1, k_2])}{f} \frac{1}{a \cos(\varphi) \aleph} \end{aligned} \quad (5.3)$$

wird also auf ein noch zu bestimmendes Wellenzahlfenster $[k_1, k_2]$ eingeschränkt. Den modifizierten geostrophischen Wind erhält man aus den Ableitungen des auf den Wellenzahlbereich $[k_1, k_2]$ eingeschränkten Geopotentials:

$$\begin{aligned} u_g([k_1, k_2]) &= -\frac{1}{a f} \frac{\partial(\Phi([k_1, k_2]) - \overline{\Phi([k_1, k_2])})}{\partial \varphi} \\ v_g([k_1, k_2]) &= \frac{1}{a \cos(\varphi) f} \frac{\partial \Phi([k_1, k_2])}{\partial \lambda} \end{aligned}, \quad (5.4)$$

wobei k_1 und k_2 das Wellenzahlfenster angeben, auf welches die Variablen eingeschränkt werden. Das Wellenzahlfenster für die Koordinatentransformation sollte in etwa dem Wellenzahlfenster der untersuchten Rossbywellenzüge entsprechen. Ich habe mich für das Wellenzahlfenster $[k_1, k_2] = [4, 17]$ entschieden. Die Wahl der etwas höheren Wellenzahl $k_2 = 17$ liegt darin begründet, dass relativ schmale aber windintensive Tröge, welche nach der Transformation im Wellenzahlbereich $[4, 15]$ liegen, mit berücksichtigt werden sollen. Würde man das Wellenzahlfenster der Transformation im vornherein auf den Bereich $[k_1, k_2] = [4, 15]$ festlegen, könnte nach der Transformation die Wellenzahl 15 nicht mehr vertreten sein und deshalb

bei der folgenden Hilberttransformation nicht mehr berücksichtigt werden. Aus diesem Grund verwende ich die leicht erhöhte obere Wellenzahlschranke.

Nach der angewandten semigeostrophischen Koordinatentransformation steht das auf das Wellenzahlfenster $[4, 17]$ eingeschränkte Windfeld $v(\lambda_{sg}, \varphi_{sg})$ auf dem transformierten Gitter zur Verfügung. Dies muss anschließend wieder auf das reguläre Gitter (λ, φ) zurücktransformiert werden. In Wolf und Wirth (2015) haben wir dazu eine lineare Interpolation der nächstgelegenen 4 Gitterpunkte vorgeschlagen (Details dazu dort im Anhang). Diese Interpolation führt gleichzeitig zu einer Regularisierung der Transformation. In dieser Arbeit habe ich aus Gründen der Rechenzeit die matlabinterne Funktion „griddata“ verwendet, welche ebenfalls auf linearer Interpolation basiert und Koordinatensingularitäten ebenfalls zu unterbinden scheint. Das zurücktransformierte meridionale Windfeld wird anschließend zur Einhüllendenberechnung mittels Hilberttransformation verwendet. Durch die Anwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation erhält man zum Teil eine deutliche Verbesserung in der Darstellung von Rossbywellenzügen (siehe Abschnitt 5.3 oder Wolf und Wirth (2015)).

Die vorgestellte semigeostrophische Koordinatentransformation (sgKT) mit Einschränkung auf das Wellenzahlfenster $[k_1, k_2]$ kann wie angegeben direkt auf die Methode nach Zimin u. a. (2003) angewendet werden. Das sinnvollste Vorgehen der sgKT bei der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) ist allerdings nicht ganz klar. Die Frage ist, welche Geopotentialgröße in Gleichung (5.4) die sgKT bestimmen soll: Das räumlich gefilterte Geopotential wie bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) oder das zeitlich gefilterte Geopotential auf Grund der Wahl des zeitlich gefilterten Hintergrunds. Bei der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) wird das Einhüllendenfeld über die räumliche Filterung der Anomalien bestimmt. Aus diesem Grund werde ich für die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) bei der sgKT ebenfalls die räumliche Filterung anwenden. Gleichungen (5.3) und (5.4) werden also genauso angewandt. Danach stellt sich jedoch die Frage, welche Größe zurück auf das reguläre Gitter transformiert werden soll, da bei der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) der senkrechte Windanteil zur Hintergrundströmung nach Anwendung der sgKT benötigt wird. Deshalb werden die Größen $u - u([0, k_1 - 1])$ und $v - v([0, k_1 - 1])$ zurück auf das reguläre Gitter transformiert und daraufhin zur Hintergrundströmung ($u([0, k_1 - 1]), v([0, k_1 - 1])$) wieder hinzuaddiert. Damit erhält man den semigeostrophisch transformierten Gesamtwind. Davon berechnen wir anschließend den senkrechten Anteil zur Hintergrundströmung, welcher für die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) verwendet wird.

Neben der Methode der Hilberttransformation werden wir zeigen, dass die semigeostrophische Koordinatentransformation auch erfolgreich für die Berechnung von $F_{TN_{01}}$ verwendet werden kann. Dazu sollen hier die Modifikationen der Koordinatentransformation für die Anwendung auf $F_{TN_{01}}$ angefügt werden. Bei der vorgestellten Hilberttransformation erfolgte die Aufspaltung des Datensignals in Welle und Hintergrund mittels räumlicher Wellenzahlzerlegung. Bei $F_{TN_{01}}$ erfolgt die Aufspaltung mittels zeitlicher Filterung. Aus diesem Grund wird bei der modifizierten sgKT für $F_{TN_{01}}$ anstelle der Einschränkung des Datensignals auf den Wellenzahlbereich $[k_1, k_2]$ das bandpassgefilterte Signal zur Transformation verwendet. Dadurch hat auch bei $F_{TN_{01}}$ der Hintergrund keinen Einfluss auf die Transformation. Die sgKT erfolgt wie in Gleichung (5.3) und (5.4) angegeben, anstelle des wellenzahlbegrenzten Geopotentials ($\Phi([k_1, k_2])$) wird jedoch das bandpassgefilterte

Geopotential (Φ') verwendet. Diese Transformation wird dann auf alle Anomaliegrößen (Φ' , u' , v' , und T') angewendet. Das verwendete transformierte F_{TN01} lässt sich schreiben als

$$\mathbf{F}_{\text{TN01}} = \frac{p \cos(\varphi)}{2|\mathbf{v}_{\text{bg}}|} \left(\begin{array}{l} \mathbf{u}_{\text{bg}} \left(v_{\text{sg}}'^2 - \frac{\Phi'_{\text{sg}}}{f a \cos(\varphi)} \frac{\partial v'_{\text{sg}}}{\partial \lambda} \right) + \\ -\mathbf{u}_{\text{bg}} \left(u'_{\text{sg}} v'_{\text{sg}} + \frac{\Phi'_{\text{sg}}}{a f} \frac{\partial v'_{\text{sg}}}{\partial \varphi} \right) + \\ \frac{f R}{H N^2} \left[\mathbf{u}_{\text{bg}} \left(2 v'_{\text{sg}} T'_{\text{sg}} - \frac{1}{f a \cos(\varphi)} \frac{\partial (T'_{\text{sg}} \Phi'_{\text{sg}})}{\partial \lambda} \right) - \right. \\ \left. \begin{array}{l} v_{\text{bg}} \left(-u'_{\text{sg}} v'_{\text{sg}} + \frac{\Phi'_{\text{sg}}}{a f} \frac{\partial u'_{\text{sg}}}{\partial \varphi} \right) \\ v_{\text{bg}} \left(u_{\text{sg}}'^2 + \frac{\Phi'_{\text{sg}}}{a f} \frac{\partial u'_{\text{sg}}}{\partial \varphi} \right) \\ v_{\text{bg}} \left(2 u'_{\text{sg}} T'_{\text{sg}} + \frac{1}{a f} \frac{\partial (T'_{\text{sg}} \Phi'_{\text{sg}})}{\partial \varphi} \right) \end{array} \right] \right) + \mathbf{C}_u M_{\text{sg}} , \quad (5.5)$$

wobei auf die sg -indizierten Größen wie zuvor beschrieben die $sgKT$ angewendet wird. In M_{sg} wird ebenfalls auf alle Anomaliegrößen eine semigeostrophische Koordinatentransformation angewendet. Die restlichen Größen in Gleichung (5.5) sind wie in der ursprünglichen Gleichung zum F_{TN01} definiert (siehe Gleichung (3.2)). Die Ergebnisse sind in Abschnitt 5.3 dargestellt.

5.3 ANWENDUNG DER TRANSFORMATION AUF REALE FÄLLE

In Abschnitt 5.1 wurde die $sgKT$ und die Ursache für ihre Notwendigkeit kurz erklärt. In Abschnitt 5.2 wurden dann die Gleichungen und die technischen Details für die Transformation angegeben. Diese lassen sich in leicht unterschiedlicher Form sowohl auf die beiden Methoden der Hilberttransformation des Meridionalwindes (nach Zimin u. a. (2006) und Zimin u. a. (2003)) als auch auf F_{TN01} anwenden. In diesem Abschnitt werde ich zwei reale Rossbywellenzüge verwenden um die Nützlichkeit der vorgestellten Koordinatentransformation zu untersuchen.

Wie in Abbildung 5.1 illustriert, ist der Elbeflut-Rossbywellenzug durch eine starke Trog-Rücken-Asymmetrie charakterisiert. In Abbildung 5.4 (a) ist das Ergebnis der Hilberttransformation nach Zimin u. a. (2003) ohne und in Abbildung 5.4 (b) mit semigeostrophischer Koordinatentransformation dargestellt. Ein Vergleich der Abbildungen 5.4 (a) und (b) zeigt die Auswirkung der $sgKT$. Die Transformation konnte die Asymmetrie zwischen den Trögen (bei etwa 120°W und 70°W) und dem Rücken (bei etwa 90°W) nahezu vollständig beheben. Das Resultat ist ein deutlich kohärenterer Rossbywellenzug.

In unserer Arbeitsgruppe hatte sich bereits Ilona Glatt im Detail mit dem Elbeflut-Rossbywellenzug auseinandergesetzt. In Glatt und Wirth (2014) wurde die Problematik des Kameeffekts bei der Identifikation des Elbeflut-Rossbywellenzugs explizit hervorgehoben. Die unerwünschte Sensitivität der Rossbywellenzug-Identifikation durch den Kameeffekt ist häufig das Resultat der Trog-Rücken-Asymmetrie. Wir haben in Abbildung 5.4 für eine Momentaufnahme gezeigt, dass mittels der vorgestellten $sgKT$ die Problematik des Kameeffektes stark reduziert werden kann. Um zu zeigen, dass die Transformation nicht nur für diese Momentaufnahme sondern über die gesamte Lebenszeit des Rossbywellenzugs zu einer Verbesserung führt, habe ich diesen Rossbywellenzug einmal ohne und einmal mit $sgKT$ in einem Hovmöllerdiagramm in Abbildung 5.5 dargestellt. Der Elbeflut-Rossbywellen-

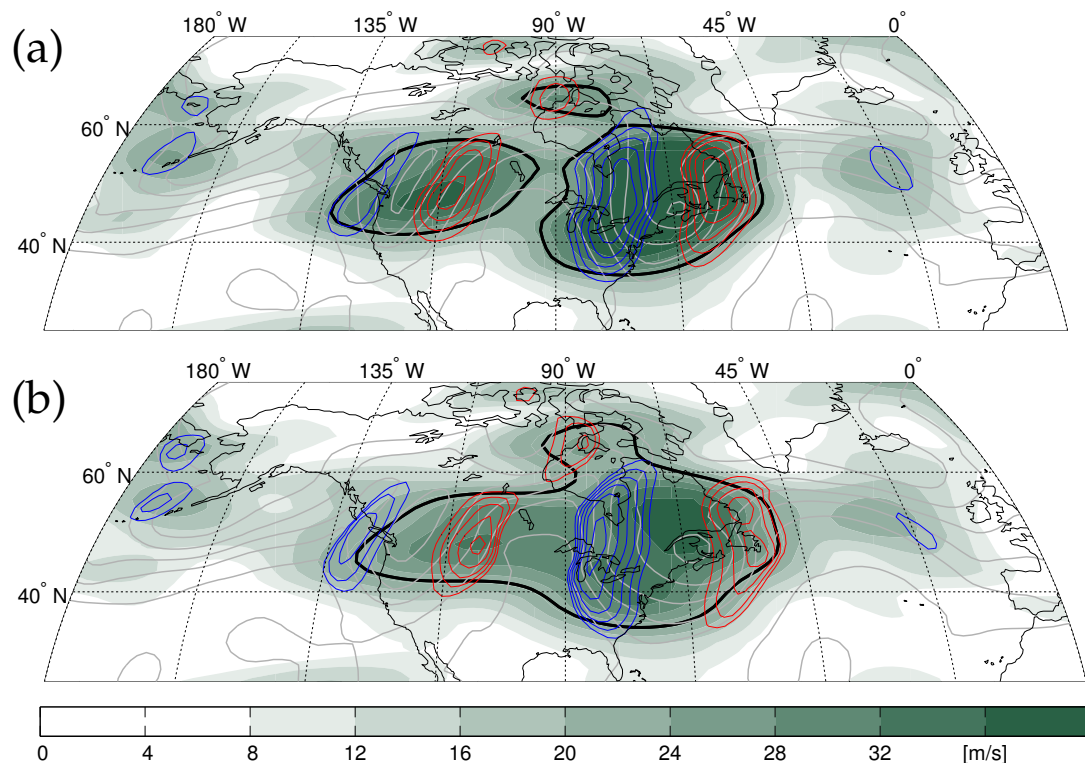


Abbildung 5.4: Verbesserte Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzug bei Anwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation. Momentaufnahme vom 07.08.2002 12 UTC. Die Frabschattierung gibt das Einhüllendenfeld der Hilberttransformation nach Zimin u. a. (2003) mit dem Wellenzahlfenster [4, 15] an. In Abbildung (a) ist das Einhüllendenfeld ohne und in Abbildung (b) mit Verwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation dargestellt. Die schwarze Konturlinie gibt das Einhüllendenfeld für einen festen Wert von 25 m s^{-1} an. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $9.0 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). In Abbildung (b) ist das über die sgKT transformierte Geopotential dargestellt. In Rot und Blau ist das meridionale Störwindfeld v' (Rot: Südwind mit 20 m s^{-1} bis 60 m s^{-1} , Blau: Nordwind mit -20 m s^{-1} bis -60 m s^{-1} , Konturschrittweite 5 m s^{-1}) dargestellt (eingeschränkt auf den Wellenzahlbereich [4, 15]). In Abbildung (b) ist das meridionale Störwindfeld nach Anwendung der sgKT dargestellt.

zug befindet sich ungefähr in der Mitte der Hovmöllerdiagramme zwischen dem 03.08.2002 bei etwa 135°W und dem 12.08.2002 bei etwa 0°W . Ein Vergleich der beiden Hovmöllerdiagramme zeigt die verbesserte Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzugs über den gesamten Lebenszyklus bei Verwendung der sgKT. Durch die sgKT (Abbildung 5.5 (b)) sind die Tröge weniger deutlich ausgeprägt als im Hovmöllerdiagramm ohne Verwendung der sgKT (Abbildung 5.5 (a)). Damit wäre die Abhängigkeit der Rossbywellenzug-Erkennung vom Schwellenwert bei Verwendung dieser Transformation in der Sensitivitätsuntersuchung in Glatt und Wirth (2014) geringer ausgefallen. Dies würde bedeuten, dass die angegebene Methode dadurch robuster wäre.

Ebenso kann die sgKT auch auf die Störgrößen zur Berechnung von $F_{\text{TN}01}$ angewendet werden. In Abbildung 5.6 (a) ist das $F_{\text{TN}01}$ ohne und in Abbildung 5.6 (b) mit der sgKT dargestellt. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass auch für $F_{\text{TN}01}$ die sgKT zu einer Verbesserung der Rossbywellenzug-Darstellung führt. Das ist inso-

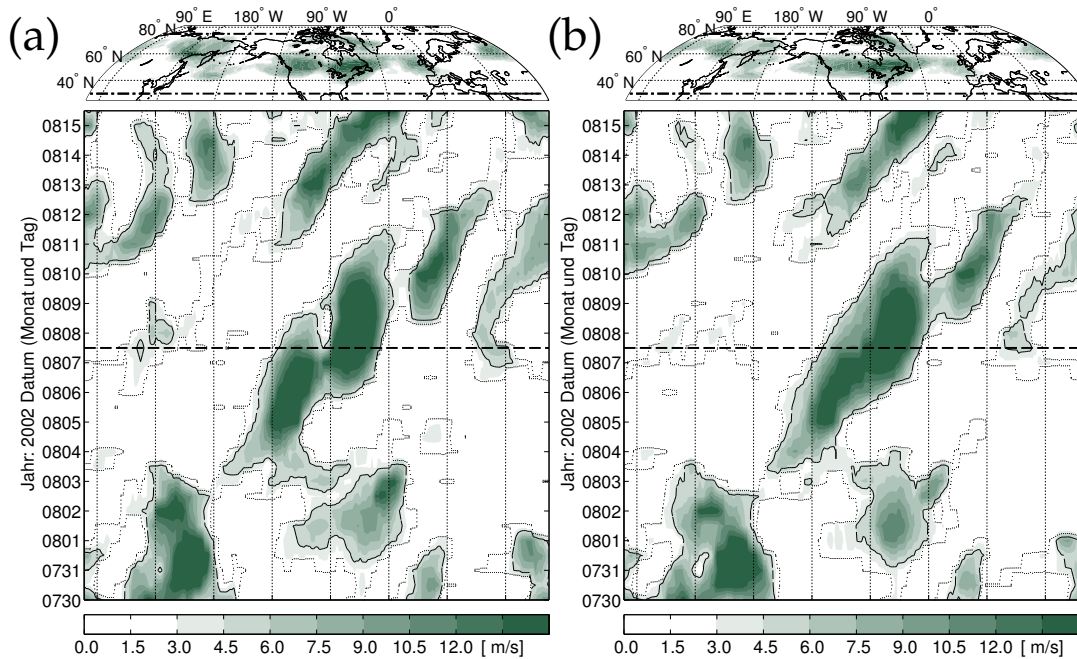


Abbildung 5.5: Verbesserte Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzug im Hovmöllerdiagramm bei Anwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation. Hovmöllerdiagramm des Elbeflut-Rossbywellenzugs. In Farbschattierung ist der Betrag des Einhüllendenfeldes nach Zimin u. a. (2003) dargestellt, in Abbildung (a) ohne und in Abbildung (b) mit semigeostrophischer Koordinatentransformation. Dieser wurde über eine meridionale Mittelung der Einhüllenden oberhalb von 25 m s^{-1} zwischen 30°N und 75°N für jeden Zeitschritt erhalten. Der meridionale Mittelungsbereich ist durch die dicken schwarzgestrichelten Linien oberhalb des Hovmöllerdiagramms in den Breitengrad-Längengrad-Abbildungen angezeigt. In diesen ist das über den kompletten dargestellten Zeitraum (30.07.2002-15.08.2002) zeitlich gemittelte Einhüllendenfeld oberhalb des Schwellenwertes von 25 m s^{-1} eingefügt. Der Zeitpunkt der Momentaufnahme des Elbeflut-Rossbywellenzugs aus Abbildung 5.4 ist durch die dicke gestrichelte schwarze Linie im Hovmöllerdiagramm angezeigt. Zusätzlich ist im Hovmöllerdiagramm die Nullkonturlinie als schwarze gepunktete Linie und die 4.5 m s^{-1} -Konturlinie als dünne schwarze Linie eingezeichnet.

fern nicht überraschend, als F_{TNO1} aus der Krümmung und dem Gradienten des Geopotentials bestimmt wird. Beide Anteile, Krümmung und Gradient, sind im Bereich der Tröge betragsmäßig größer, wodurch auch F_{TNO1} im Bereich der Tröge sein Maximum aufweist. Die Funktionsweise der sgKT besteht darin, die Krümmung und den Gradienten des Geopotentials im Trogbereich zu reduzieren und im Rückenbereich zu erhöhen. Dadurch wird die Asymmetrie zwischen den Trögen und Rücken reduziert.

In dem behandelten Beispielfall des Elbeflut-Rossbywellenzugs konnte die Verbesserung der Rossbywellenzug-Erkennung mittels sgKT verdeutlicht werden. Allerdings gibt es auch Fälle, in denen die sgKT genau den gegenteiligen Effekt bewirkt. Ich werde dazu den Beispielfall aus Wolf und Wirth (2015) aus dem Januar 2004 verwenden. Unter Anwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003) haben wir gezeigt, dass die sgKT zu einer verschlechterten Darstellung des Rossbywellenzugs führt. In Wolf und Wirth (2015) haben wir das schlechte Abschneiden der sgKT in diesem Fall damit begründet, dass der Rossbywellenzug ein eher untypisches

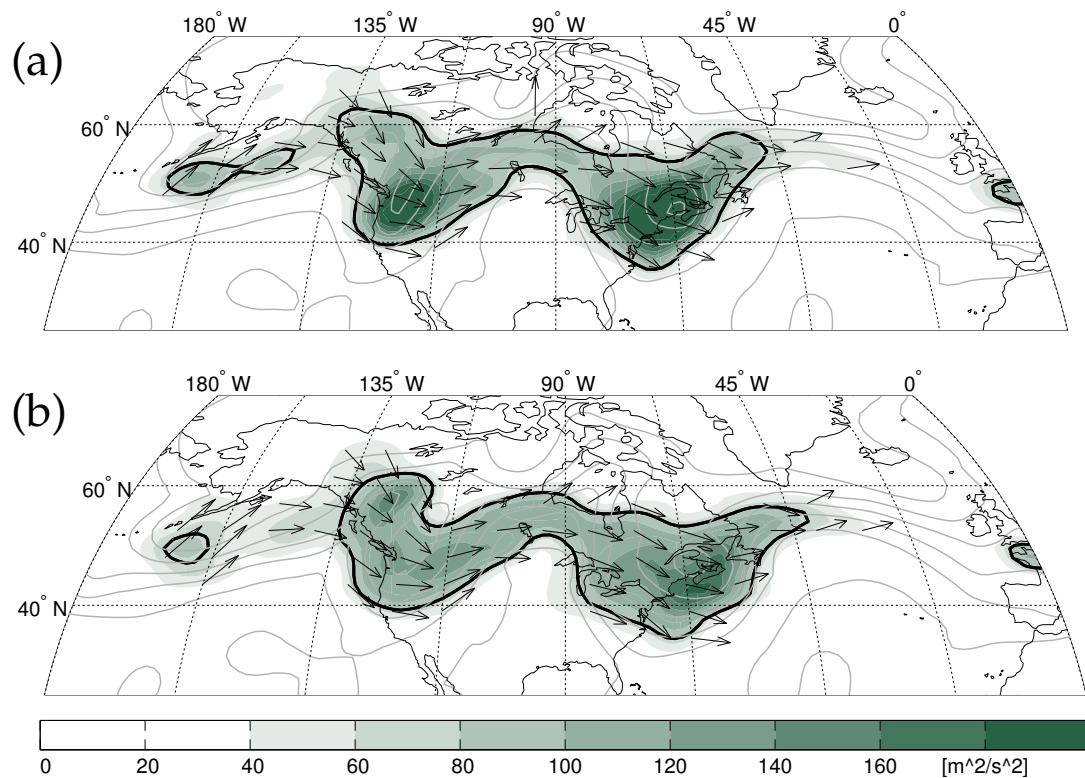


Abbildung 5.6: Verbesserte Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzug bei Anwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation auch im Fall des Wellenaktivitätsflusses F_{TN01} . Momentaufnahme vom 07.08.2002 12 UTC. In Abbildung (a) ist der Betrag von F_{TN01} (Farbschattierung) und dessen Richtungsinformation (Vektorpfeile) ohne und in Abbildung (b) mit Verwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation dargestellt. Die schwarze Konturlinie gibt den Betrag von F_{TN01} für einen festen Wert von $75 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $9.0 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). In Abbildung (b) ist das Geopotential nach Anwendung der sgKT dargestellt.

Verhalten aufweist und nicht unbedingt als solcher erkannt werden kann. Nach einer tiefgehenden Untersuchung von diesem speziellen Rossbywellenzug denke ich, dass die sgKT bei diesem Rossbywellenzug nicht wie in Wolf und Wirth (2015) behauptet, zu einem schlechteren Ergebnis führt. Betrachten wir den Zeitpunkt 12 Stunden nach dem in Wolf und Wirth (2015) dargestellten Zeitpunkt, so ergibt sich im Fall der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) der in Abbildung 5.7 dargestellte Rossbywellenzug. Der Vergleich von dem Rossbywellenzug ohne sgKT in Abbildung (a) und dem Rossbywellenzug mit sgKT in Abbildung (b) zeigt, dass der Rossbywellenzug mit sgKT als sehr viel zusammenhängender dargestellt werden kann. Dies gilt auch im Fall der Methode nach Zimin u. a. (2003). Ich denke mittlerweile, dass das Problem des etwas schlechteren Abschneidens der sgKT 12 Stunden vorher nicht der Transformation zugeschrieben werden kann, sondern an der Entwicklung des Rossbywellenzugs liegt. Um diese Behauptung zu unterstützen, werde ich im Folgenden auf den Lebenszyklus des Rossbywellenzugs explizit eingehen.

Je nachdem welche Zimin-Methode man verwendet, ergibt sich für den angegebenen Rossbywellenzug ein anderer Lebenszyklus. Die Methode nach Zimin u. a. (2003) gibt einen sich chaotisch verhaltenden Rossbywellenzug an, der in seiner früheren Entwicklung seine Zugehörigkeit zu einem nördlichen oder südlichen Rossbywel-

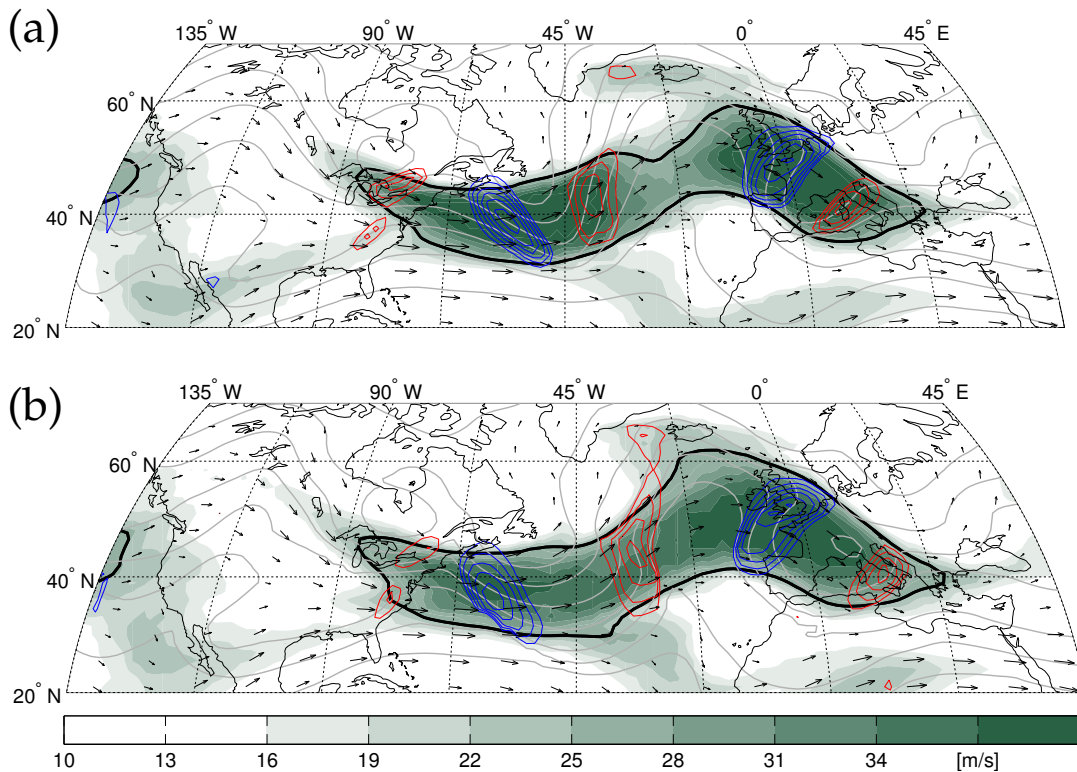


Abbildung 5.7: Anwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation auf den Rossbywellenzug aus Wolf und Wirth (2015) bei Verwendung der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006). Momentaufnahme vom 18.01.2004 12 UTC. Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld bei Verwendung der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) mit dem Wellenzahlfenster [4,15] an. In Abbildung (a) ist das Einhüllendenfeld ohne und in Abbildung (b) mit Verwendung der sgKT dargestellt. Die schwarze Konturlinie gibt das Einhüllendenfeld bei einem festen Wert von 25 m s^{-1} an. Die grauen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle $0.15 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ von $8.3 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ bis $9.35 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). In Abbildung (b) ist das Geopotential nach Anwendung der sgKT dargestellt. In Rot und Blau ist das zugehörige auf die Hintergrundströmung senkrecht stehende meridionale Störwindfeld v'_{\perp} (Rot: Südwind mit 30 m s^{-1} bis 60 m s^{-1} , Blau: Nordwind mit -30 m s^{-1} bis -60 m s^{-1} , Konturschrittweite 5 m s^{-1}) dargestellt. Die Pfeile geben die Hintergrundströmung oberhalb eines Wertes von 10 m s^{-1} an.

lenzugs über Nordamerika sprunghaft wechselt und sich dann weiter ostwärts über dem Atlantik verstärkt, sobald sich der südliche Rossbywellenzug im Westatlantik intensiviert. Aus diesem Grund haben wir in Wolf und Wirth (2015) diesen Rossbywellenzug als keinen typischen Rossbywellenzug bezeichnet, und das Versagen der sgKT auf die komplexen Verhältnisse zurückgeführt. Unter Betrachtung der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006), ergibt sich allerdings ein anderes Bild, welches ein angebliches Versagen der sgKT in Frage stellt. Mit dieser Methode ist ein vom Westpazifik her kommender Rossbywellenzug zu beobachten, welcher an einem starken Rücken über Nordamerika in zwei Anteile zerbricht. Der östliche Teil des Rossbywellenzugs propagiert über die nördliche Flanke des Rückens über Nordamerika bis Europa. Der westliche Teil des pazifischen Rossbywellenzugs wechselwirkt mit dem Rücken und propagiert zeitverzögert über die nördliche und südliche Flanke des Rückens Richtung Atlantik. Dieser Rossbywellenzug trifft um

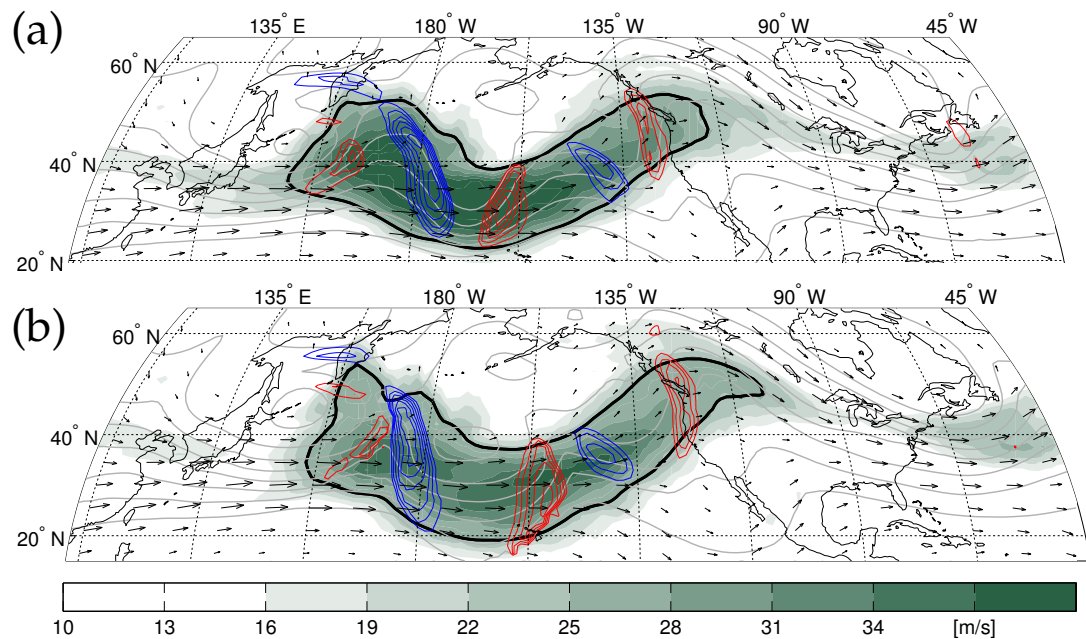


Abbildung 5.8: Beispielfall eines Rossbywellenzugs, bei dem die semigeostrophische Koordinatentransformation zu einer verschlechterten Darstellung führt. Momentaufnahme vom 14.01.2004 12 UTC. Ansonsten Beschreibung wie in Abbildung 5.7.

den 18.01.2004 auf den sich bereits über dem Atlantik befindenden Rossbywellenzug. Der Rossbywellenzug intensiviert sich und zieht anschließend an der nördlichen Flanke des atlantischen Rückens nach Südeuropa (wie in Abbildung 5.7 zu erkennen). Ausgehend von diesem Lebenszyklus treffen zum 18.01.2004 zwei Rossbywellenzüge über dem Atlantik zusammen. Demnach existierte zuvor kein zusammenhängender Rossbywellenzug über dem Atlantik. Deshalb sollte auch keine Methode das beobachtete Signal als zusammengehörend identifizieren. Nach der detaillierteren Untersuchung der Rossbywellenzug-Lebenszyklen in diesem Zeitraum komme ich nun zu dem Entschluss, dass der 18.01.2004 00 UTC (wie in Wolf und Wirth (2015) verwendet) kein gutes Beispiel ist um die Funktionsfähigkeit der sgKT zu untersuchen.

Nichtsdestotrotz möchte ich hier zeigen, dass es tatsächlich Fälle gibt, in denen die Asymmetrie zwischen Trögen und Rücken innerhalb des Rossbywellenzugs durch die sgKT erhöht wird. Als Beispielfall kann der in Wolf und Wirth (2015) gezeigte Rossbywellenzug in seiner Entstehungsphase über dem Pazifik verwendet werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.8 zu sehen. Darin ist zu erkennen, dass die sgKT in der Tat zu einer verschlechterten Rossbywellenzug-Darstellung führen kann.

Der Effekt der Verbesserung durch die sgKT sollte jedoch überwiegen. Dies erwartet man auf Grund der bekannten Asymmetrie zwischen Rücken und Trögen. Im Fall der Abbildung 5.8 (a) handelt es sich um einen ziemlich symmetrischen Rossbywellenzug (einen Rossbywellenzug, bei dem Tröge und Rücken eine annähernd gleiche räumliche Ausdehnung aufweisen). Durch Anwendung der sgKT wird, wie in Abbildung 5.8 (b) zu erkennen, eine Trog-Rücken-Asymmetrie durch die Transformation erzeugt. In den stark entwickelten schmalen Trögen werden statistisch gesehen am häufigsten große Windgeschwindigkeiten auftreten. Das bedeutet, dass die sgKT vor allem in Fällen sehr schmaler, kräftiger Tröge die Koordinaten stark trans-

formiert. Tendenziell werden durch schmale Tröge auseinandergebrochene Rossbywellenzüge also auf Grund der starken Koordinatentransformation wieder als zusammengehörend erkannt, während symmetrische Rossbywellenzüge nicht so stark transformiert werden, dass sie nach der sgKT nicht mehr als zusammengehörend erkannt werden können. Dieser Aspekt bekräftigt die Anwendung der sgKT im klimatologischen Sinn.

Zusammengefasst konnte in diesem Abschnitt der Nutzen der semigeostrophischen Koordinatentransformation bezüglich der Darstellbarkeit von Rossbywellenzügen gezeigt werden. Falls nicht anders erwähnt wird deshalb im Folgenden genau diese Koordinatentransformation auf die Darstellungen angewandt.

Bei der Entwicklung der sgKT hatte ich begonnen eine Schrittweitensteuerung der Transformation zu testen. Aus Zeitgründen konnte ich diese Erweiterung der modifizierten sgKT nicht vollenden. Da diese Erweiterung meiner Meinung nach aber in der Lage sein könnte den beschriebenen negativen Effekt in der sgKT zu reduzieren, möchte ich im Folgenden die Idee dahinter kurz skizzieren. In den Transformationsgleichungen habe ich zusätzlich einen Parameter $\gamma \in [0, 1]$ eingeführt.

$$\begin{aligned}\varphi_{\text{sg}} &= \varphi + \gamma \frac{u_g([k_1, k_2])}{f} \frac{1}{a \aleph} \\ \lambda_{\text{sg}} &= \lambda - \gamma \frac{v_g([k_1, k_2])}{f} \frac{1}{a \cos(\varphi) \aleph}\end{aligned}\tag{5.6}$$

Setzt man in Gleichung (5.6) $\gamma = 1$, erhält man die ursprüngliche Transformation. Ich habe dann versucht, eine einfache Eigenschaft der Rossbywellenzüge zu finden, die angibt wie stark die Asymmetrie zwischen Trögen und Rücken innerhalb des Rossbywellenzugs ausgebildet ist. Dazu habe ich die Rossbywellenzüge einmal mit und einmal ohne sgKT berechnet. Von den beiden Rossbywellenzug-Realisierungen habe ich die Varianz des Einhüllendenfeldes aller Gitterpunkte innerhalb des Rossbywellenzugs berechnet. Die Idee dahinter ist, dass durch die Oberschwingungen in dem Einhüllendenfeld in einem asymmetrischen Rossbywellenzug die Varianz im Einhüllendenfeld erhöht wird. Ausgehend von der Stärke der Differenz der Varianzen wird γ anschließend zwischen null und eins gewählt und die modifizierte sgKT nach Gleichung (5.6) berechnet. Ist der Rossbywellenzug ursprünglich symmetrisch, so führt die sgKT zu einer Erhöhung der Varianz. Erhält man unter Anwendung der sgKT eine höhere Varianz als im Vergleich zu der Berechnung ohne sgKT, wird γ auf Null gesetzt. Diese Modifikation habe ich aus Zeitgründen nicht ausreichend testen können, was vor allem für ungewöhnlich strukturierte Rossbywellenzüge von Bedeutung sein könnte, da man mit der Modifikation über γ keine Verschlechterung im Vergleich zur reinen sgKT verursachen möchte. Ob die Unterschiede in den Varianzen der Einhüllendenfelder der Wellenzüge mit und ohne sgKT ausreichend sind, um darüber einen sinnvollen Wert von γ zu bestimmen, ist für mich nicht klar und müsste deswegen noch eingehend getestet werden. Zusätzlich könnten andere Eigenschaften der Rossbywellenzüge verwendet werden, um den Wert von γ zu bestimmen. Dies möchte ich hier als einen möglichen weiteren Gedanken zur Verbesserung der sgKT festhalten.

6

TRAJEKTORIENBERECHNUNG VON ROSSBYWELLENZÜGEN

Neben der semigeostrophischen Koordinatentransformation handelt es sich bei der im Folgenden vorgestellten Trajektorienberechnung um eine weitere neue Methode zur Darstellung von Rossbywellenzügen. Allerdings geht es bei der Trajektorienberechnung um die Darstellung der zeitlichen Entwicklung von Rossbywellenzügen, während die Methode der semigeostrophischen Koordinatentransformation für die Darstellung eines Rossbywellenzugs für einen einzelnen Zeitpunkt verwendet wird. Wie in Kapitel 5 gezeigt, konnte durch die Kombination aus semigeostrophischer Koordinatentransformation mit den Methoden aus Teil II eine verbesserte Darstellung von Rossbywellenzügen zu einzelnen Zeitpunkten erreicht werden. Die Trajektorienberechnung erfasst die raumzeitliche Entwicklung dieser Rossbywellenzüge. Vor Abschluss wurde eine zweite Methode zur Trajektorienberechnung von Rossbywellenzügen entwickelt (Souders u. a., 2014). Deren Methodik unterscheidet sich jedoch zu der hier entwickelten. Der Ansatz meiner Trajektorienberechnung beruht auf dem Verzicht von zusätzlichen Glättungsmethoden¹ und einer möglichst einfachen Berechnung. Ein wesentlicher Bestandteil ist neben der semigeostrophischen Koordinatentransformation auch ein neues Schwellenwertkonzept zum Umgang mit Rossbywellenzügen. Durch diese beiden Bestandteile ist eine simple Trajektorienberechnung möglich. Die Entscheidung auf zusätzliche Glättungen zu verzichten geht darauf zurück, dass durch eine Glättung, voneinander unabhängige Rossbywellenzüge durch Verschmelzung als zusammengehörend erkannt werden könnten. Dies erschwert die Untersuchungen zur Dynamik von Rossbywellenzügen.

6.1 ALLGEMEINES VORGEHEN ZUR TRAJEKTORIENBERECHNUNG

In den vorangegangenen Kapiteln habe ich bereits die notwendigen Methodiken vorgestellt um einen Rossbywellenzug zu definieren und gegebenenfalls seine Darstellung durch eine Koordinatentransformation zu optimieren. Die allgemeine Funktionsweise der Trajektorienberechnung sieht wie folgt aus:

- (i) Datenaufbereitung
 - Semigeostrophische Koordinatentransformation (sgKT)
 - Berechnung des Einhüllendenfeldes (über die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006))
- (ii) Rossbywellenzug-Bestimmung
 - Anwendung eines Schwellenwerts
 - Berechnung der Rossbywellenzug-Eigenschaften
- (iii) Eigentliche Trajektorienberechnung
 - Propagierende ungestörte Rossbywellenzüge

¹ Durch die Wellenzahleinschränkung des Meridionalwindes findet effektiv eine Glättung statt. Davon abgesehen soll aber keine weitere Glättung erfolgen.

- Verschmelzung/Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen
- Zusätzliche Rossbywellenzug-Kriterien

Der Punkt der Datenaufbereitung (i) wurde bereits in Kapitel 2 und Kapitel 5 beschrieben. Damit wird ein phasenunabhängiges Einhüllendenfeld konstruiert. Ausgehend davon wird unter dem Punkt der Rossbywellenzug-Bestimmung (ii) ein Schwellenwert berechnet, der das Rossbywellenzug-Gebiet definiert, für welches die zugehörigen Eigenschaften der Rossbywellenzüge (wie Schwerpunkt, Fläche, etc.) berechnet werden. Die Ergebnisse hängen bei der Wahl eines einfachen Schwellenwertes recht sensitiv vom genauen Schwellenwert ab, insbesondere im Fall der Trajektorienberechnung. In Abschnitt 6.2 wird das von mir entwickelte 2-Schwellenwertkonzept vorgestellt. Das 2-Schwellenwertkonzept bildet die Grundlage für die Berechnung der Rossbywellenzug-Trajektorien. Die Trajektorienberechnung stellt den abschließenden Punkt (iii) dar. Der Fall der ungestört propagierenden Rossbywellenzugs ist über das 2-Schwellenwertkonzept unmittelbar vorgegeben. Die Details dazu werde ich in Abschnitt 6.3 aufzeigen. Neben dem Fall des ungestört propagierenden Rossbywellenzugs kann es auch zu einem Auseinanderbrechen, einem Verschmelzen oder einem Verschmelzen nach einem Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen kommen. Diese Fälle werden ebenfalls in Abschnitt 6.3 behandelt wie auch die zusätzlichen notwendigen Kriterien beim Umgang mit verschmelzenden Trajektorien. Welche Eigenschaften unter dem Punkt (ii) zur Charakterisierung eines Rossbywellenzugs ausgewählt werden, ist für die Trajektorienberechnung nicht von Bedeutung. Aus diesem Grund, wird die Auswahl der Eigenschaften, deren Berechnungen und die Idee hinter deren Einführung, erst am Ende in Abschnitt 6.4 angefügt.

6.2 ROSSBYWELLENZUG-DEFINITION ÜBER DOPPELTEN SCHWELLENWERT

6.2.1 Schwellenwertproblematik

Unter Anwendung der sgKT und der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) ergibt sich das Einhüllendenfeld des verwendeten Windfelds senkrecht zur Hintergrundströmung. Aus diesem Einhüllendenfeld soll der Rossbywellenzug bestimmt werden. In der Literatur wird dazu ein Schwellenwert des Einhüllendenfeldes definiert. Die zusammenhängenden Regionen des Einhüllendenfeldes mit Werten oberhalb dieses Schwellenwerts definieren einen Rossbywellenzug (Glatt und Wirth, 2014; Souders u. a., 2014). Bisher wurde in der Literatur dabei entweder ein absoluter Schwellenwert oder ein relativer Schwellenwert (relativ zum mittleren Wert des Einhüllendenfeldes) verwendet. In der Klimatologie von Glatt und Wirth (2014) wurden die Ergebnisse teilweise auch für beide Schwellenwerte dargestellt und miteinander verglichen.

Die Methode eines absoluten Schwellenwerts ist ein einfaches Mittel um Rossbywellenzüge aus dem Einhüllendenfeld zu bestimmen, aber gleichzeitig auch mit Schwierigkeiten behaftet. Wählt man den Schwellenwert zu niedrig, erstrecken sich die daraus resultierenden Rossbywellenzüge über weite Regionen, was zu einem Zusammenschluss voneinander unabhängiger Rossbywellenzüge führen kann. Damit ist eine sinnvolle Beschreibung der Dynamik von Rossbywellenzügen nicht möglich.

Wählt man den Schwellenwert hingegen zu hoch, kommt es zu häufigem Auseinanderbrechen eigentlich zusammenhängender Rossbywellenzüge. Zusätzlich können Rossbywellenzüge in deren Entstehungs- und Zerfallsstadien auf Grund zu geringer Einhüllendenwerte nicht mehr erkannt und untersucht werden. Zudem muss bei Anwendung eines absoluten Schwellenwerts dieser je nach Jahreszeit variiert werden, da die Werte des Einhüllendenfeldes im Sommer weitaus niedriger sind als im Winter. Um diese Problematik zu umgehen, wurde in Souders u. a. (2014) neben dem absoluten Schwellenwert zusätzlich die Verteilung der Maxima im Einhüllendenfeld berücksichtigt, um darüber zu entscheiden, ob der Rossbywellenzug als zusammengehörend oder vielmehr als separierter Rossbywellenzug interpretiert werden sollte.

Eine Möglichkeit manchen Problemen eines absoluten Schwellenwerts entgegenzuwirken, ist die Wahl eines relativen Schwellenwerts. Der Wert des relativen Schwellenwerts wird über ein konstantes Vielfaches des mittleren Einhüllendenwertes berechnet. Dadurch wird der Schwellenwert im Sommer weitaus geringer ausfallen als im Winter. Je geringer die Rossbywellenzug-Aktivität zu einem bestimmten Zeitpunkt, desto geringer der zugehörige Schwellenwert. Statistisch gesehen wird daraus folgernd bei den Entstehungs- und Zerfallsstadien eines Rossbywellenzugs der Schwellenwert niedriger ausfallen als im Stadium seiner maximalen Intensität. Somit kann der Rossbywellenzug über einen längeren Zeitraum verfolgt werden. Neben diesen Vorteilen besitzt der relative Schwellenwert jedoch auch Nachteile gegenüber einem absoluten Schwellenwert. Im Fall sehr geringer Rossbywellenzug-Aktivität wird auch der relative Schwellenwert stark abgesenkt, wodurch künstlich Rossbywellenzüge erkannt werden können, obwohl zu diesem Zeitpunkt keine Rossbywellenzüge vorhanden sind. Im Sommer können auf diese Weise Rossbywellenzüge über Schwellenwerte von unter 20 m s^{-1} identifiziert werden. Hier ist fraglich, ob man so ein Gebiet mit derart niedrigen Werten im Einhüllendenfeld als Rossbywellenzug definieren möchte. Zusätzlich sind viele kurzlebige Störungen im Windfeld als Rossbywellenzüge präsent. Im Winter hingegen, bei enorm hoher Rossbywellenzug-Aktivität, fällt der Schwellenwert in manchen Fällen sehr hoch aus. Dies hat für vorhandene Rossbywellenzüge zur Folge, dass sie leichter auseinander brechen und ihre Flächen durch den hohen Schwellenwert sehr klein ausfallen. Im Sommer hingegen können die Flächen der Rossbywellenzüge durch den sehr viel niedrigeren relativen Schwellenwert, selbst bei geringer Rossbywellenzug-Aktivität, sehr groß ausfallen. Bei Verwendung des relativen Schwellenwerts werden demnach die Eigenschaften der Rossbywellenzüge in Abhängigkeit der Rossbywellenzug-Aktivität stark verzerrt dargestellt.

Die Probleme von absolutem und relativem Schwellenwert sind bekannt. Teilweise lassen sich diese Probleme umgehen, wenn die Berechnungen sowohl mit absolutem als auch mit relativem Schwellenwert durchgeführt werden. Aus einem Vergleich der Ergebnisse beider Schwellenwerte können zusätzliche Erkenntnisse gewonnen, und ein Eindruck über die Auswirkung des jeweiligen Schwellenwerts erhalten werden. Dieses Vorgehen wollte ich in dieser Arbeit jedoch nicht verfolgen. Ich habe in dieser Arbeit versucht ein Schwellenwertkonzept zu entwickeln, das die folgenden zwei einfachen Kriterien erfüllen sollte:

- Ein Schwellenwert für alle Jahreszeiten, der die Vorteile des absoluten und relativen Schwellenwerts kombiniert
- Die Abhängigkeit der berechneten Trajektorien vom exakten Wert des Schwellenwerts soll möglichst gering sein

Zur Umsetzung dieser Anforderungen gibt es sicherlich zahlreiche Möglichkeiten. Als eine mögliche Umsetzung dieser Anforderungen habe ich das 2-Schwellenwertkonzept entwickelt, welches im Folgenden vorgestellt werden soll.

6.2.2 Das 2-Schwellenwertkonzept

Beim 2-Schwellenwertkonzept werden zu jedem Zeitpunkt zwei Schwellenwerte berechnet. Einer der Schwellenwerte wird relativ hoch angesetzt, der andere relativ niedrig. Jeder Schwellenwert für sich betrachtet beinhaltet gewisse Nachteile bei der Darstellung von Rossbywellenzügen. Das überraschende an diesem 2-Schwellenwertkonzept ist, dass durch die Kombination beider Schwellenwerte die jeweiligen Nachteile der einzelnen Schwellenwerte reduziert, während die jeweiligen Vorteile kombiniert werden können. Bevor ich auf die Idee hinter der Verwendung von zwei Schwellenwerten eingehe, stelle ich zunächst die Berechnung der Schwellenwerte vor.

Die Anforderung an den Schwellenwert ist zum einen eine mögliche Anwendung auf alle Jahreszeiten, zum anderen soll dieser die Vorteile von absolutem und relativem Schwellenwert kombinieren. Zur Umsetzung wähle ich einen relativen Schwellenwert, der für hohe und niedrige Werte in Sättigung übergeht. Durch die erlaubte Variation des Schwellenwerts können, wie bei der Wahl des relativen Schwellenwerts, Rossbywellenzüge sowohl im Sommer als auch im Winter mit den gleichen Schwellenwertvorgaben berechnet werden. Darüber hinaus können sowohl im Winter als auch im Sommer die Entstehungs- und Zerfallsstadien von Rossbywellenzügen früher erkannt werden, als dies bei der Wahl eines absoluten Schwellenwerts der Fall ist. Gleichzeitig kann durch den Sättigungscharakter des Schwellenwerts bei niedrigen Werten verhindert werden, dass bei ausbleibender Rossbywellenzug-Aktivität schwache Wellensignale als Rossbywellenzüge erkannt werden. Zusätzlich werden starke Rossbywellenzüge im Winter nicht so stark reduziert, wie im Fall des relativen Schwellenwerts, weil der Schwellenwert auch nach oben hin begrenzt ist. Im Bereich zwischen den begrenzenden Sättigungswerten soll ein annähernd linearer Verlauf des Schwellenwerts relativ zur Entwicklung des mittleren Einhüllendenfeldes erfolgen. Um einen solchen Schwellenwert zu erreichen, muss ich die Werte der Sättigung festlegen und eine Funktion auswählen, die bei extremen Werten in Sättigung übergeht und dazwischen einen linearen Verlauf aufweist. Eine solche Funktion ist zum Beispiel der Arcustangens. Als Sättigungswerte haben sich erfahrungsgemäß Werte etwas unter 25 m s^{-1} für den Sommer, und um 35 m s^{-1} für den Herbst und Winter bewährt (subjektiv). Die zugehörige Schwellenwertfunktion ist als rote durchgezogene Linie in Abbildung 6.1 dargestellt. Die zugehörige Arcustangensfunktion des verwendeten Schwellenwerts ist durch

$$\tau^o = \tau_{\text{WP}}^o + \Delta\tau \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{1}{\Delta\tau} \frac{\tau^* \bar{A} - \tau_{\text{WP}}^o}{6/10} \right), \quad (6.1)$$

gegeben, wobei $\tau_{\text{WP}}^o = 30 \text{ m s}^{-1}$ den Funktionswert am Wendepunkt (der mittlere Schwellenwert) und $\Delta\tau = 8 \text{ m s}^{-1}$ die halbe Schwankungsbreite der Arcustangensfunktion vorgibt. Die Schwankungsbreite entspricht der Differenz von Maximum zu Minimum der Arcustangensfunktion. τ^* entspricht einem vorgegebenen konstanten Wert (hier $\tau^* = 2.9$) und der Wert des mittleren Einhüllendenfeldes ist durch

$$\bar{A} = \frac{\sum_{j=1}^{n_j} v_{\text{env}}(\lambda_j, \varphi_j) \cos(\varphi_j)}{\sum_{j=1}^{n_j} \cos(\varphi_j)}$$

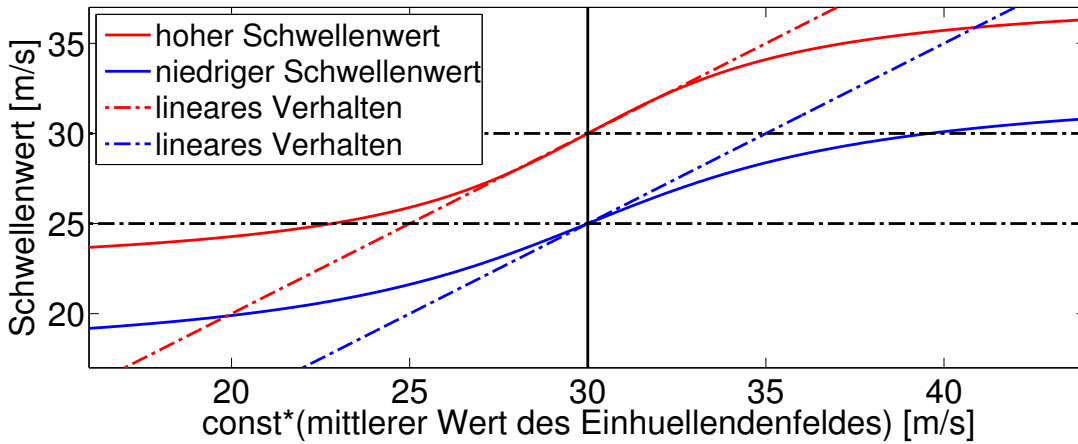


Abbildung 6.1: Darstellung des doppelten Schwellenwertes als Funktion des mittleren Einhüllendenfeldes. Die rote durchgezogene Linie definiert den Schwellenwert des Rossbywellenzug-Objekts (Begriffsdefinition erfolgt in Abschnitt 6.3). Die blaue durchgezogene Linie gibt den Schwellenwert für die Zugehörigkeit einzelner darin befindlicher Rossbywellenzug-Objekte zu einem zusammengehörigen Rossbywellenzug an. Die gestrichelten roten und blauen Linien würden die Schwellenwerte bei Verwendung des relativen Schwellenwertes angeben.

gegeben, wobei j die Laufvariable über alle n_j verwendeten Gitterpunkte (λ_j, φ_j) beschreibt. In Zonalrichtung werden alle Gitterpunkte verwendet, in meridionaler Richtung nur der Bereich $\varphi \in [15^\circ\text{N}, 85.5^\circ\text{N}]$. Die Wahl der Breitengrade erfolgt willkürlich mit der einzigen Vorgabe die mittleren Breiten, die für uns von Interesse sind, zu beinhalten. Die Einhüllende nach der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) ist durch $v_{\text{env}}(\lambda, \varphi)$ gegeben. Für eine andere Wahl von Breitengraden oder einer anderen Einhüllendenberechnung des Meridionalwindes muss ein anderer mittlerer Schwellenwert als die 30 m s^{-1} und eine andere Schwankungsbreite der Arcustangensfunktion als die 8 m s^{-1} verwendet werden. Der Schwellenwert τ^o ist annähernd linear um den Wert τ_{WP}^o und erreicht im Abstand dazu innerhalb von knapp 6 m s^{-1} annähernde Sättigung. Der Wert $6/10$ im Nenner der Arcustangensfunktion gibt die Steigung der Funktion bei $\tau^o = \tau_{\text{WP}}^o$ vor. Für den Wert von $6/10$ folgt der Schwellenwert zwischen 27 m s^{-1} und 33 m s^{-1} fast der gestrichelten Linie, also gerade dem zugehörigen relativen Schwellenwert.

Damit haben wir den Schwellenwert gewählt. Für das 2-Schwellenwertkonzept benötigen wir jedoch noch den zweiten Schwellenwert. Dieser ist in Abbildung 6.1 als blaue Linie dargestellt. Dieser untere Schwellenwert ist durch

$$\tau^u = \tau_{\text{WP}}^u + \Delta\tau \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{1}{\Delta\tau} \frac{\tau^* \bar{A} - \tau_{\text{WP}}^u}{8/10} \right) \quad (6.2)$$

mit $\tau_{\text{WP}}^u = 25 \text{ m s}^{-1}$ gegeben. Die zugrundeliegende Funktion entspricht der des oberen Schwellenwerts τ^o , nur dass der Wendepunkt bei einem Wert von 25 m s^{-1} liegt und die Steigung der Funktion um den Faktor $3/4$ reduziert wurde. Die geringere Steigung sorgt dafür, dass bei hohen Schwellenwerten der Abstand zwischen τ^o und τ^u bei etwa 5.4 m s^{-1} bis 5.75 m s^{-1} liegt und bei niedrigen Schwellenwerten bei etwa 4.25 m s^{-1} bis 4.6 m s^{-1} .

Damit sind die beiden Schwellenwerte τ^o und τ^u als Funktion des mittleren Einhüllendenfeldes \bar{A} festgelegt. Im Folgenden möchte ich die Idee zur Wahl des doppelten Schwellenwerts erklären, bevor ich in Abschnitt 6.3 auf die Trajektorienbe-

rechnung eingehen werde. Das 2-Schwellenwertkonzept ist jedoch bereits Teil der Trajektorienmethode. Zur Erläuterung des 2-Schwellenwertkonzepts, stelle ich aus diesem Grund hier bereits die Trajektorienberechnung grob vor. Die Trajektorienberechnung basiert auf einer Überlappung des Rossbywellenzugs zum Zeitpunkt t mit dem Rossbywellenzug zum Zeitpunkt $t - \Delta t$. Gibt es einen gemeinsamen Gitterpunkt zwischen dem Rossbywellenzug des aktuellen Zeitschritts und dem des vorangegangenen Zeitschritts, so gelten diese als zusammengehörig und die Orte ihrer Schwerpunkte werden als Teil der Rossbywellenzug-Trajektorie aufgenommen. Diese einfache Methode der Trajektorienberechnung führt allerdings bei der Verwendung nur eines Schwellenwerts recht häufig zu Problemen.

Ein zu niedriger Schwellenwert sorgt dafür, dass teilweise sehr große Gebiete fälschlicherweise als ein zusammenhängender Rossbywellenzug interpretiert werden. Zudem kommt es zu sehr häufigen Verschmelzungen von Rossbywellenzügen, was zu komplizierten Trajektorienpfaden führen kann. Vor allem zum Ende der Lebenszeit eines Rossbywellenzugs bleibt dieser bei der Wahl eines zu niedrigen Schwellenwerts noch über einige Zeit bestehen bis er schließlich mit einem neu heranziehenden Rossbywellenzug verschmilzt. Dadurch würde die berechnete Trajektorie des bereits zerfallenden Rossbywellenzugs weiter fortgeführt werden. Um die Dynamik und das Zugverhalten von Rossbywellenzügen zu untersuchen, scheint dies nicht von Vorteil zu sein. Um solche Effekte zu verhindern muss der Schwellenwert angehoben werden. Dies wird durch den relativ hoch gewählten oberen Schwellenwert τ^o realisiert. Der Bereich oberhalb des oberen Schwellenwerts definiert den eigentlichen Rossbywellenzug. Nun kommt es aber durch den relativ hohen Schwellenwert dazu, dass Rossbywellenzüge in ihrem Lebenszyklus häufiger auseinanderbrechen. Die resultierenden Trajektorien der Rossbywellenzüge sind dadurch deutlich kurzlebiger als im Fall eines niedrigeren Schwellenwerts. Vor allem die Region Nordamerika wäre davon betroffen: Kräftige, vom Pazifik heranziehende Rossbywellenzüge nehmen in dieser Region häufig an Intensität ab, die Wellensignale ziehen aber häufig bis in den Atlantik, wo sich die Rossbywellenzüge meist erneut intensivieren. Ist der Schwellenwert zu hoch gewählt, würden für diesen Beispielfall fälschlicherweise zwei voneinander getrennte Rossbywellenzüge erkannt werden, einer im Bereich des Pazifiks und einer im Bereich des Atlantiks. Dieses Auseinanderbrechen von eigentlich zusammengehörenden Rossbywellenzügen ist unerwünscht. Aus diesem Grund führe ich den zweiten niedrigen Schwellenwert ein, dessen Aufgabe es ist die Zusammengehörigkeit von einzelnen auseinandergebrochenen Rossbywellenzügen zu erkennen. Dieser niedrige Schwellenwert definiert den sogenannten Suchbereich, in dem alle Bereiche, die den oberen Schwellenwert τ^o überschreiten als ein Rossbywellenzug identifiziert werden. Dadurch kann trotz des hohen Schwellenwerts τ^o der Rossbywellenzug leichter verfolgt werden. Das entspricht im Prinzip der Wahl eines niedrigen Schwellenwerts, jedoch mit dem wichtigen Unterschied, dass die negativen Aspekte des niedrigen Schwellenwerts teilweise beseitigt werden können. Denn ist gegen Ende der Lebenszeit des Rossbywellenzugs kein Bereich oberhalb des Schwellenwerts τ^o innerhalb des Suchbereichs mehr vorhanden, so gilt die Trajektorie des Rossbywellenzugs als beendet und wird nicht weiter fortgeführt. Dadurch kann vermieden werden, dass der noch länger bestehende Bereich oberhalb des niedrigen Schwellenwerts τ^u , des eigentlich bereits zerfallenden Rossbywellenzugs, seine Trajektorie durch die Verschmelzung mit einem heranziehenden neuen Rossbywellenzug fortsetzt. Für eine Trajektorienfortsetzung reicht es nicht aus, dass sich nur die Suchbereiche der jeweiligen Rossbywellenzüge des ak-

tuellen und des vorangegangenen Zeitpunkts überschneiden. Entscheidend für die Fortsetzung der Trajektorie ist die Überschneidung des Suchbereichs mit einem Bereich oberhalb des hohen Schwellenwerts τ^o des vorangegangenen Zeitpunkts. Die genaue Funktionsweise der Trajektorienberechnung und Beispiele zu diesem doppelten Schwellenwert werden in Abschnitt 6.3 gegeben.

Für das 2-Schwellenwertkonzept habe ich zusätzlich noch ein Trägheitselement eingeführt. Bei zwei sich sehr schnell verstärkenden Rossbywellenzügen in den mittleren Breiten, werden die Schwellenwerte ebenfalls teilweise sehr schnell über einige m s^{-1} ansteigen. Dadurch wird die sehr rasante Entwicklung des Rossbywellenzugs in der mittleren Amplitude und der Fläche stark gedämpft dargestellt. Um solche Fälle eines sich schnell verändernden Schwellenwertes zu vermeiden, berücksichtige ich zum aktuellen Zeitpunkt (t) den Schwellenwert des letzten Zeitpunkts ($t - \Delta t$) und erlaube für den neuen Schwellenwert nur eine begrenzte Zu- oder Abnahme. Diese Begrenzung ist für die verwendete zeitliche Auflösung von 12 Stunden über

$$\tau_{\text{diff}}^{\chi}(t) = \frac{7.5}{\tau^* 100} \tau^{\chi}(t - \Delta t)$$

gegeben, wobei χ hier für o (für den oberen Schwellenwert) oder u (für den unteren Schwellenwert) steht. Der sich ergebende resultierende Wert für τ_{diff} ist linear vom Schwellenwert des letzten Zeitpunkts ($\tau^{\chi}(t - \Delta t)$) abhängig und liegt bei 0.6 m s^{-1} für $\tau^{\chi}(t - \Delta t) \approx 23.2 \text{ m s}^{-1}$ und 0.9 m s^{-1} für $\tau^{\chi}(t - \Delta t) \approx 34.8 \text{ m s}^{-1}$. Der verwendete Schwellenwert ist damit über

$$\tau^{\chi}(t) = \tau^{\chi}(t - \Delta t) + \text{sgn}(\tau^{\chi}(t) - \tau^{\chi}(t - \Delta t)) \min(\tau_{\text{diff}}^{\chi}(t), |\tau^{\chi}(t) - \tau^{\chi}(t - \Delta t)|)$$

gegeben, wobei sgn die Signumfunktion und \min die Minimumsfunktion angeben.

6.3 EIGENTLICHE TRAJEKTORIENBERECHNUNG

Im letzten Abschnitt habe ich das zur Trajektorienberechnung notwendige 2-Schwellenwertkonzept vorgestellt. Die Trajektorie eines Rossbywellenzugs ist über den zeitlichen Verlauf des Schwerpunkts des Rossbywellenzugs gegeben. Bevor wir auf die zeitliche Verfolgung des Rossbywellenzugs eingehen, werde ich zunächst notwendige Begriffe für die Trajektorienberechnung einführen und die Schwerpunktsberechnung angeben.

6.3.1 Begriffsdefinitionen und Rossbywellenzug-Schwerpunktsberechnung

Für eine verständlichere Beschreibung definieren wir folgende Begriffe:

- Rossbywellenzug-Suchbereich: zusammenhängendes Gebiet des Einhüllendenfeldes oberhalb des unteren Schwellenwerts τ^u
- Rossbywellenzug-Objekt: zusammenhängendes Gebiet des Einhüllendenfeldes oberhalb des oberen Schwellenwerts τ^o
- $\text{RWZ}_{\text{track}}$: Vereinigung aller Rossbywellenzug-Objekte im Suchbereich

Mit diesen Begriffen lässt sich ein Rossbywellenzug für das Trajektorienprogramm als Vereinigung aller Rossbywellenzug-Objekte innerhalb eines Rossbywellenzug-Suchbereiches definieren. Dieser wird mit $\text{RWZ}_{\text{track}}$ bezeichnet. Die Eigenschaften

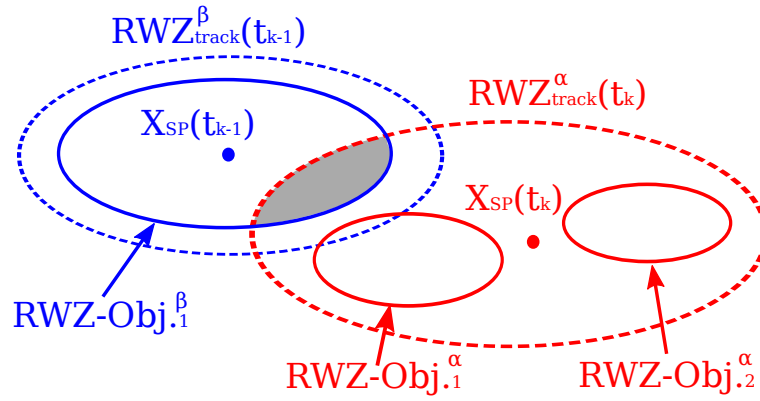


Abbildung 6.2: Schemazeichnung der einfachen Trajektorienberechnung ohne Verschmelzung oder Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen. Dargestellt ist hier die Suche nach einem Überlappbereich (graue Fläche) zwischen dem Suchbereich $^{\alpha}(t_k)$ und den Rossbywellenzug-Objekten $^{\beta}_i(t_{k-1})$ des vorangegangenen Zeitschritts. x_{SP} gibt die Schwerpunkte der angegebenen Rossbywellenzüge an.

des RWZ_{track} werden über die Rossbywellenzug-Objekte bestimmt. Darunter fällt auch die Schwerpunktsberechnung. Im Fall von mehreren Rossbywellenzug-Objekten innerhalb eines Rossbywellenzug-Suchbereichs wird der Schwerpunkt von RWZ_{track} als gewichteter Schwerpunkt der Schwerpunkte aller Rossbywellenzug-Objekte bestimmt. Dieser gewichtete Schwerpunkt wird für die Trajektorie verwendet. Die Gewichtung erfolgt über das aufsummierte Einhüllendenfeld innerhalb der Rossbywellenzug-Objekte. Für das Gewicht des Rossbywellenzug-Objekts i gilt:

$$w_i = \frac{\sum_{j=1}^{n_j} v_{env}(\lambda_j, \varphi_j) \cos(\varphi_j)}{\sum_{j=1}^{n_j} \cos(\varphi_j)},$$

wobei v_{env} das Einhüllendenfeld angibt und die Summe über alle n_j Gitterpunkte innerhalb des Rossbywellenzug-Objekts i läuft. Der Schwerpunkt x_{SP} des RWZ_{track} ist über die gewichteten Schwerpunkte aller n_i Rossbywellenzug-Objektschwerpunkte ($\mathbf{x}_{(SP,i)} = (\lambda_{(SP,i)}, \varphi_{(SP,i)})$) im Suchbereich über

$$\mathbf{x}_{SP} = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} w_i \mathbf{x}_{(SP,i)}}{\sum_{i=1}^{n_i} w_i} \quad (6.3)$$

gegeben. Die Schwerpunkte der Rossbywellenzug-Objekte lassen sich über

$$\mathbf{x}_{(SP,i)} = \frac{\sum_{j=1}^{n_j} v_{env}(\lambda_j, \varphi_j) \cos(\varphi_j) (\lambda_i, \varphi_i)}{\sum_{j=1}^{n_j} v_{env}(\lambda_j, \varphi_j) \cos(\varphi_j)} \quad (6.4)$$

berechnen, wobei n_j die jeweilige Anzahl an Gitterpunkten innerhalb des i -ten Rossbywellenzug-Objekts angibt.

6.3.2 Trajektorienberechnung (ohne Verschmelzung von Rossbywellenzügen)

Zur besseren Veranschaulichung der folgenden Beschreibungen zur Trajektorienbestimmung habe ich in Abbildung 6.2 eine schematische Skizze eingefügt. Der Ort und auch die direkten Eigenschaften von $RWZ_{track}^{\alpha}(t_k)$ werden über die Rossbywellenzug-Objekte $^{\alpha}_i(t_k)$ im Suchbereich $^{\alpha}(t_k)$ definiert. Der hochgestellte Index α

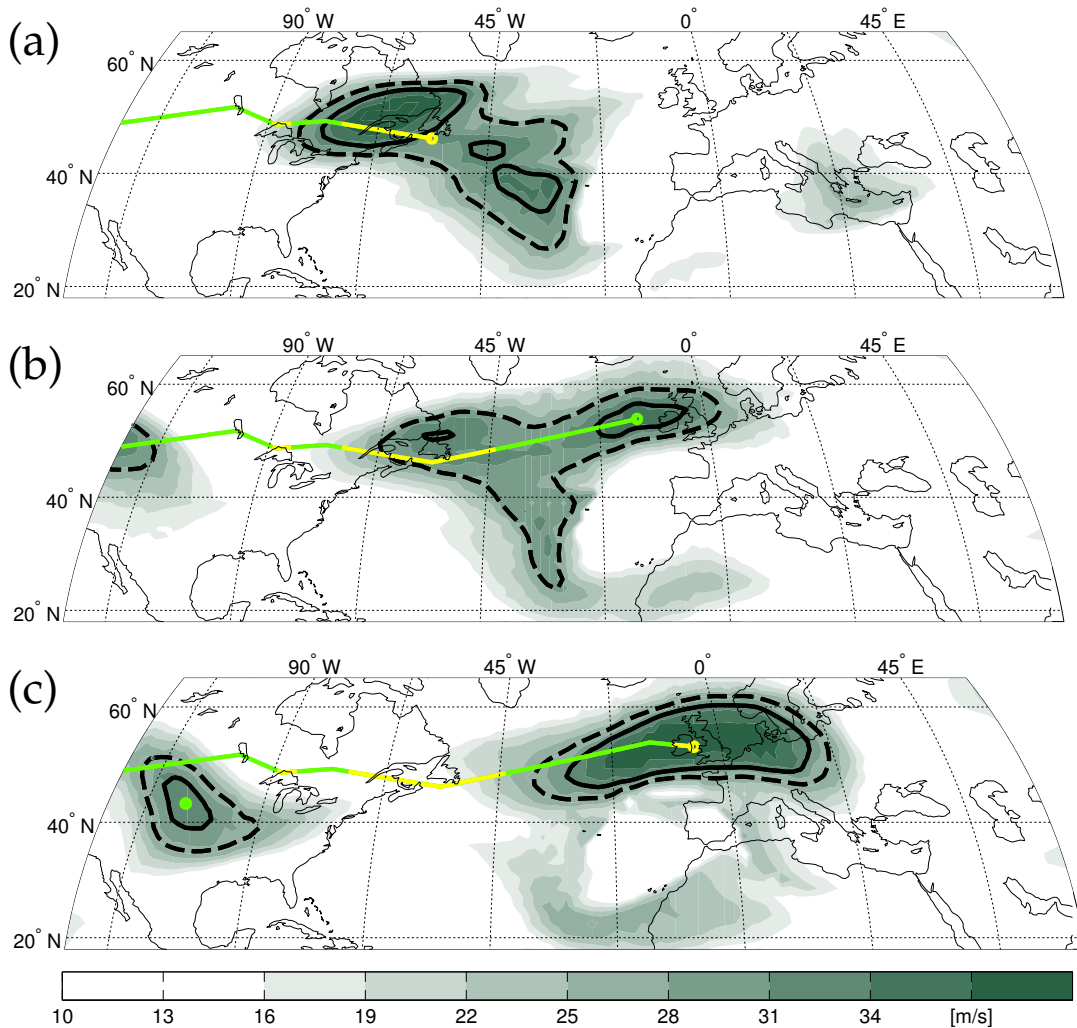


Abbildung 6.3: Trajektorienbestimmung unter Verwendung des doppelten Schwellenwertes anhand der Entwicklung eines Rossbywellenzugs über dem Atlantik aus dem Januar 1983. In Abbildung (a) ist der Zeitpunkt vom 05.01.1983 00 UTC, in Abbildung (b) vom 05.01.1983 12 UTC und in Abbildung (c) vom 06.01.1983 00 UTC dargestellt. Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) an. Die durchgezogene schwarze Konturlinie gibt den oberen Schwellenwert τ^o und die gestrichelte schwarze Linie den unteren Schwellenwert τ^u an. Der Kreis gibt den Schwerpunkt des Rossbywellenzugs an, die kräftige Linie unterschiedlicher Farbe die berechnete Trajektorie des zugehörigen Rossbywellenzugs. Die Farbe der Trajektorie und des Schwerpunktes geben die zum jeweiligen Zeitraum der Trajektorie bestehende Fläche des Rossbywellenzugs an, dabei steht grün für bis $2 \times 10^6 \text{ km}^2$ und gelb für 2 bis $4 \times 10^6 \text{ km}^2$.

beschreibt die Zugehörigkeit der Rossbywellenzug-Objekte, bzw. des Suchbereichs zu der aktuellen Rossbywellenzug-Trajektorie von $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$. Zuständig für die Zugehörigkeit von $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$ zu einer bereits existierenden Trajektorie ist der Suchbereich $\alpha(t_k)$. Existiert zwischen diesem Suchbereich $\alpha(t_k)$ und den Rossbywellenzug-Objekten $\beta(t_{k-1})$ ein Überlappbereich (mindestens ein gemeinsamer Gitterpunkt), so handelt es sich um die gleiche Trajektorie und α wird gleich β gesetzt. Der graue Farbbereich in Abbildung 6.2 gibt den Bereich der beschriebenen Überlappung an. Die Schwerpunkte wie auch die Eigenschaften von $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$ und $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\beta}(t)$ werden dann in eine gemeinsame Trajektorie geschrieben. Auf die Aus-

wahl der Eigenschaften wird in Abschnitt 6.4 eingegangen. Für die Beschreibung der Funktionsfähigkeit des Trajektorienprogramms soll hier jedoch bereits vorweggenommen werden, dass es sich bei einer der Eigenschaften, um die Fläche des Rossbywellenzugs handelt. Existiert zwischen dem Suchbereich $^{\alpha}(t_k)$ und den Rossbywellenzug-Objekten $^{\beta}(t_{k-1})$ kein Überlappbereich, so werden $RWZ_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$ und $RWZ_{\text{track}}^{\beta}(t_{k-1})$ als voneinander unabhängige Rossbywellenzüge mit unterschiedlichen Trajektorien identifiziert.

In Abbildung 6.3 ist ein realer Beispielfall für eine derartige einfache Trajektorienberechnung (einfach da kein Auseinanderbrechen oder Verschmelzen von Rossbywellenzügen auftritt) gezeigt. Der Abbildung kann man entnehmen, dass sich der angegebene Rossbywellenzug von Nordamerika über den Atlantik bis Europa ausbreitet, was auch über die berechnete Trajektorie zu erkennen ist. Die Ausbreitung über den Atlantik kann in diesem Fall nur unter Verwendung des unteren Schwellenwerts erreicht werden. Bei ausschließlicher Verwendung des oberen Schwellenwerts τ° hätte zwischen dem Rossbywellenzug aus Abbildung (a) und (b) kein überlappender Bereich existiert, wodurch die Trajektorie des Rossbywellenzugs zum Zeitpunkt der Abbildung (a) als beendet angenommen, und eine neue Trajektorie am Ort des Rossbywellenzugs in Abbildung (b) gestartet worden wäre. Betrachtet man allerdings das Einhüllendenfeld in der zeitlichen Abfolge von Abbildung (a) bis Abbildung (c), ist dort eindeutig ein sich von Nordamerika nach Europa ausbreitender Rossbywellenzug zu erkennen. Dies hätte man allerdings auch bei ausschließlicher Verwendung des unteren Schwellenwerts τ^u erhalten.

Einen besseren Überblick über den Nutzen des doppelten Schwellenwerts kann man bei einer Verfolgung des Wellensignals über einen längeren Zeitraum erhalten. Diese Möglichkeit bietet ein Hovmöllerdiagramm, in welches wir neben dem meridional gemittelten Einhüllendenfeld zusätzlich die in den Längengrad-Breitengrad-Feldern berechneten Trajektorien einfügen. Als Beispielfall benutzen wir den Elbeflut-Rossbywellenzug. In Abbildung 6.4 (a) ist das Ergebnis unter ausschließlicher Verwendung des niedrigen Schwellenwerts τ^u und in Abbildung 6.4 (b) des hohen Schwellenwerts τ° dargestellt. In Abbildung 6.5 ist das Ergebnis unter Verwendung des doppelten Schwellenwerts abgebildet. Das gemittelte Einhüllendenfeld aus Abbildung 6.4 (a) und 6.5 ist identisch, da für beide über das Einhüllendenfeld oberhalb des niedrigsten verwendeten Schwellenwerts gemittelt wird. Bei der Fläche der Rossbywellenzüge (Farbcodierung der Trajektorien) zeigt sich hingegen eine größere Übereinstimmung zwischen dem Hovmöllerdiagramm unter Verwendung des hohen Schwellenwerts (Abbildung 6.4 (b)) und dem Hovmöllerdiagramm unter Verwendung des doppelten Schwellenwerts (Abbildung 6.5). Dies ist zu erwarten, da die Eigenschaften der Rossbywellenzüge bei Verwendung des doppelten Schwellenwerts über die Rossbywellenzug-Objekte, also über den oberen Schwellenwert bestimmt werden. Diese beschriebenen allgemeinen Unterschiede und Gemeinsamkeiten lassen sich demnach über die Methode des doppelten Schwellenwerts erklären.

Neben den allgemeinen Unterschieden zwischen den Hovmöllerdiagrammen kann man jedoch bereits konzeptionelle Unterschiede in den berechneten Trajektorien erkennen. Der Elbeflut-Rossbywellenzug ist das dominante Signal innerhalb des Hovmöllerdiagramms. Zu erkennen ist dieser über die Trajektorie mit den großen Flächen des Rossbywellenzugs, gegeben durch die magenta und weißen Farbbereiche im Verlauf der Trajektorie. Unter Verwendung des einfachen hohen Schwellenwerts τ° bricht der eigentlich zusammengehörende Elbeflut-Rossbywellenzug am

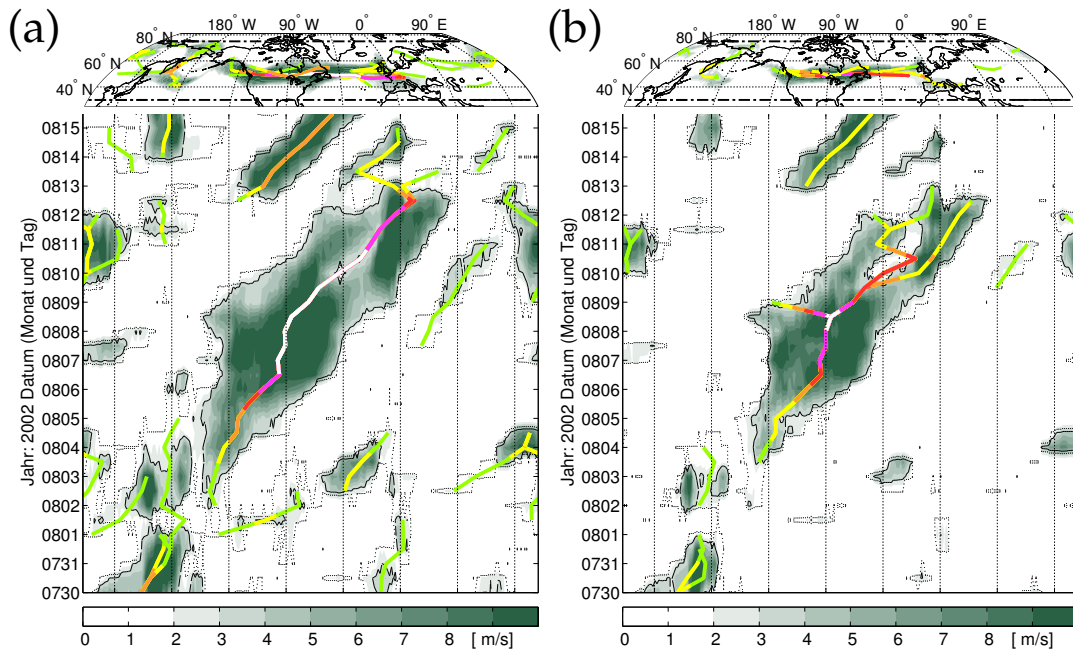


Abbildung 6.4: Unterschiede in der Hovmöllerdiagramm- und Trajektorien-Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzugs bei Verwendung von unterem Schwellenwert τ^u und oberem Schwellenwert τ^o . Im unteren Teil der Abbildung sind die Hovmöllerdiagramme dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung sind zusätzlich noch die zeitlich gemittelten Breitengrad-Längengrad-Felder über den kompletten Zeitraum des Hovmöllerdiagramms zu sehen. Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld des Meridionalwindes mit der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) an. In Abbildung (a) wurde der untere Schwellenwert τ^u und in Abbildung (b) der obere Schwellenwert τ^o verwendet. Das Hovmöllersignal wird durch eine Mittelung des Einhüllendenfeldes der Werte oberhalb des zeitlich variablen Schwellenwerts zwischen 30°N bis 75°N erhalten (Mittelungsbereich in der Breitengrad-Längengrad-Darstellung durch die schwarz gestrichelten Linien gegeben). Die schwarze Konturlinie im Hovmöllerdiagramm gibt das meridional gemittelte Einhüllendenfeld bei 3 m s^{-1} an. Die berechneten Trajektorien sind als bunte Linien eingefügt. Die Farben geben die Fläche S des Rossbywellenzugs zu den angegebenen Zeitpunkten an mit {grün;gelb;orange;rot;pink;weiß} für $S \in \{\leq 2;]2, 4];]4, 6];]6, 8];]8, 10]; > 10\} \times 10^6\text{ km}^2$. Es sind nur Rossbywellenzüge dargestellt, die mindestens 1.5 Tage bestanden.

09.08.2002 12 UTC bei etwa 60°W auseinander (Abbildung 6.4 (b)). Das Auseinanderbrechen gibt zu erkennen, dass dabei die Flächen der beiden neu entstandenen Rossbywellenzüge sich deutlich schneller verkleinern als im Fall des doppelten Schwellenwerts. Das ist zwangsläufig der Fall, da die Summe der Flächen der beiden auseinandergebrochenen Rossbywellenzüge der Fläche des Rossbywellenzugs, der über den doppelten Schwellenwert bestimmt wurde, entsprechen muss. Ansonsten sind die Hovmöllersignale zwischen doppeltem Schwellenwert und hohem Schwellenwert τ^o sehr ähnlich.

Ein Vergleich der Trajektorien des doppelten Schwellenwerts in Abbildung 6.5 mit denen des niedrigen Schwellenwerts in Abbildung 6.4 (a) zeigt deutlich größere Unterschiede. Unter Verwendung des niedrigen Schwellenwerts τ^u sind deutlich mehr Trajektorien zu erkennen. Ein Vorteil des niedrigen Schwellenwerts kann in der frühzeitigeren Erkennung von Trajektorien liegen, wie es in dem hier angegebenen Beispiel der Fall ist. Meiner Meinung nach überwiegt jedoch der Nachteil

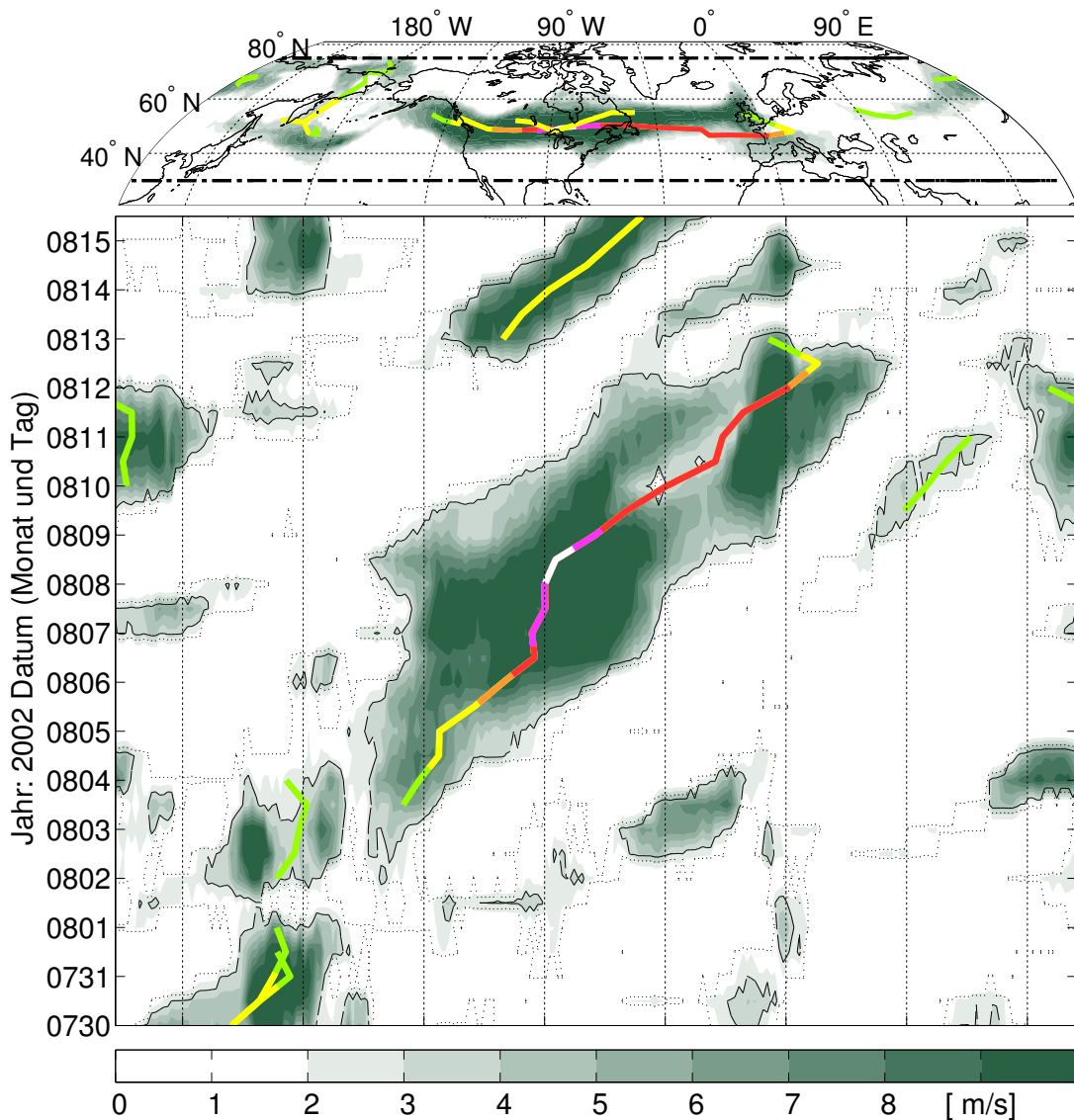


Abbildung 6.5: Hovmöllerdiagramm und Trajektoriendarstellung für den Zeitraum des Elbeflut-Rosbywellenzugs bei Verwendung des doppelten Schwellenwertes aus τ^u und τ^o . Beschreibung wie in Abbildung 6.4, nur dass hier der doppelte Schwellenwert verwendet wurde und das Hovmöllersignal durch eine Mittelung des Einhüllendenfeldes der Werte oberhalb des niedrigen Schwellenwertes erhalten wird.

des häufigen Verschmelzens von Rossbywellenzügen und der größeren Anzahl eher untypischer kleiner Rossbywellenzüge. Dies deutet sich bereits bei den Hovmöllersignalen und Trajektorien westlich von 180°W in Abbildung 6.4 (a) an. Dadurch ist es schwieriger die Trajektorien einzelner Rossbywellenzüge von den Trajektorien angrenzender Rossbywellenzüge zu unterscheiden, da sich diese durch den niedrigen Schwellenwert häufig vereinen, um anschließend wieder auseinanderzubrechen. Um etwas über die Lebenszyklen und Zugbahnen von Rossbywellenzügen zu lernen, erscheint mir das als nachteilhaft. Der Effekt des Verschmelzens mit anderen Rossbywellenzügen zeigt sich auch für den Elbeflut-Rosbywellenzug nach dem 13.08.2002 in Abbildung 6.4 (a). Dabei verschmilzt der Elbeflut-Rosbywellenzug mit einem sich intensivierendem Rossbywellenzug über dem Atlantik. Obwohl beim doppelten Schwellenwert sowohl der niedrige als auch der hohe Schwellen-

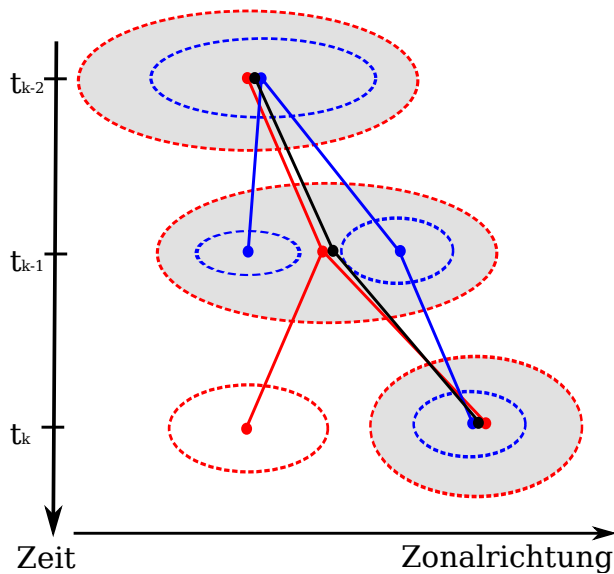


Abbildung 6.6: Schemazeichnung des Rossbywellenzug-Auseinanderbrechens bei unterschiedlichen Schwellenwerten. Die rot gestrichelte Linie gibt den niedrigen Schwellenwert an, die zugehörige rote Linie mit den Punkten die Trajektorien bei ausschließlicher Verwendung des unteren Schwellenwertes. Blau zeigt das analoge Bild bei ausschließlicher Verwendung des oberen Schwellenwertes. Die schwarze Linie mit den Punkten zeigt die Trajektorie bei Verwendung beider Schwellenwerte über das 2-Schwellenwertkonzept. Die grauen Flächen geben die Rossbywellenzug-Bereiche bei Verwendung des doppelten Schwellenwertes an.

wert aus Abbildung 6.4 verwendet werden, konnten die beschriebenen negativen Effekte beider Schwellenwerte (zu häufiges Verschmelzen und zu häufiges Auseinanderbrechen) durch die Kombination dieser beiden beseitigt werden.

Besonders der Effekt des Auseinanderbrechens von Rossbywellenzügen kann durch die Verwendung des doppelten Schwellenwerts reduziert werden. Zur Veranschaulichung habe ich die Schemazeichnung in Abbildung 6.6 eingefügt. Denn würde, wie beim Übergang vom Zeitpunkt t_{k-2} zu t_{k-1} in Abbildung 6.6, der Rossbywellenzug nur im Sinne des oberen Schwellenwerts (blaue gestrichelte Linien) auseinanderbrechen, würde der Rossbywellenzug mittels des doppelten Schwellenwerts (graue Fläche) und des niedrigen Schwellenwertes (rote gestrichelte Linie) als zusammenhängend erkannt. Würde hingegen, wie beim Übergang vom Zeitpunkt t_{k-1} zu t_k , der Rossbywellenzug nur im Sinne des unteren Schwellenwertes (rote gestrichelte Linie) auseinanderbrechen, wird der Rossbywellenzug mittels des doppelten Schwellenwerts (graue Fläche) und des oberen Schwellenwertes (blaue gestrichelte Linie) als zusammenhängend erkannt. Der abgespaltene Bereich oberhalb des niedrigen Schwellenwertes würde bei Verwendung des doppelten und des oberen Schwellenwertes nicht als Rossbywellenzug identifiziert werden. Im Fall des Elbflut-Rosbywellenzugs ist der erste Fall (Auseinanderbrechen des oberen Schwellenwertes) am 08.08.2002 12 UTC und am 09.08.2002 12 UTC zu erkennen (Abbildung 6.4 (b)). Unter Verwendung des doppelten Schwellenwerts wird der Rossbywellenzug durchgehend als zusammenhängend erkannt (Abbildung 6.5).

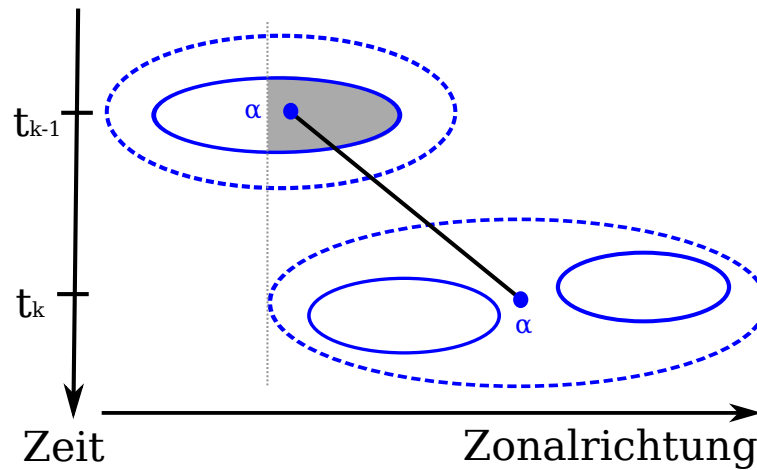


Abbildung 6.7: Schemazeichnung der einfachen Trajektorienberechnung ohne Verschmelzung oder Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen. Die $RWZ_{\text{track}}^{\chi}(t_k)$ werden in der Abbildung nur durch ihren Index χ gekennzeichnet, in dem angegeben Beispiel ist $\chi = \alpha$. Die Suchbereiche der Rossbywellenzüge sind als gestrichelte Ellipsen dargestellt, die Rossbywellenzug-Objekte darin als durchgezogene Ellipsen. Dargestellt ist hier die Suche nach einem Überlappbereich (graue Fläche) zwischen dem Suchbereich $\alpha(t_k)$ und den Rossbywellenzug-Objekten $\beta(t_{k-1})$ des vorangegangenen Zeitschritts. Da ein Überlappbereich hier vorhanden ist, wurde $\beta = \alpha$ gesetzt. Im Prinzip ist hier nur die Suche nach einer Überlappung in zentraler Richtung dargestellt (graue gepunktete Linien). Es wird der Einfachheit halber bei diesen Schemaskizzen davon ausgegangen dass in meridionaler Richtung eine vollständige Überlappung stattfindet. Die Schwerpunkte sind als dicke Punkte dargestellt. Werden die Rossbywellenzüge als zusammengehörig identifiziert, so werden ihre Schwerpunkte durch eine Trajektorie verbunden (kräftige schwarze Linie).

6.3.3 Trajektorienberechnung (mit Verschmelzung von Rossbywellenzügen)

Im letzten Unterabschnitt habe ich den Fall einfacher Trajektorienberechnung vorgestellt. Bei dieser muss in erster Linie entschieden werden, ob ein Rossbywellenzug des aktuellen Zeitschritts ($RWZ_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$) einem Rossbywellenzug des vorangegangenen Zeitschritts ($RWZ_{\text{track}}^{\beta}(t_{k-1})$) zugeordnet wird und damit Teil einer Trajektorie darstellt. Ich habe das Vorgehen erklärt und mittels der Schemazeichnung in Abbildung 6.2 veranschaulicht. Da der Trajektorienverlauf verschmelzender und auseinanderbrechender Rossbywellenzüge komplizierter werden kann, wähle ich im Folgenden eine andere Art der schematischen Darstellung. Um die neue Form der Schemazeichnung einzuführen werde ich die alte Darstellung der Abbildung 6.2 auf die neue Form der Darstellung übertragen. Diese neue Darstellungsform ist in Abbildung 6.7 zu erkennen. Dabei ist die Zeitskala explizit mit eingefügt. Die Indizierung des Rossbywellenzugs erfolgt mit der Kenntnis des letzten Zeitschrittes. Während ich in Abbildung 6.2 die beiden RWZ_{track} zu den Zeiten t_k und t_{k-1} noch mit α und β indiziert habe und auf Grund des Überlappungsbereiches $\alpha = \beta$ definiert habe, wird bei der neuen Darstellungsform unmittelbar die Trajektorienindizierung durch die Kenntnis der Zugehörigkeiten mittels aller vorangegangener Zeitschritte verwendet.

Betrachten wir im Folgenden die zunächst einfacheren Fälle des Auseinanderbrechens und der Verschmelzung von Rossbywellenzügen. In Abbildung 6.8 ist

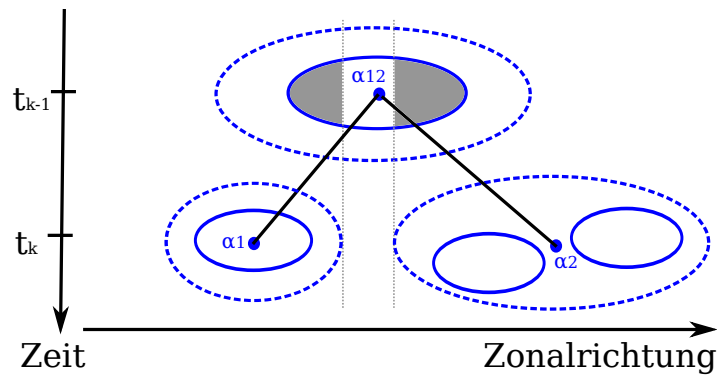


Abbildung 6.8: Schemazeichnung zum Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen. Nach dem Auseinanderbrechen werden die Rossbywellenzüge als separate Rossbywellenzüge behandelt und deswegen mit den unterschiedlichen Indizes α_1 und α_2 gekennzeichnet. Das α deutet hier an, dass die Trajektorien auf einen gemeinsamen Ursprung zurückzuführen sind. Ansonsten identische Beschreibung wie in Abbildung 6.7.

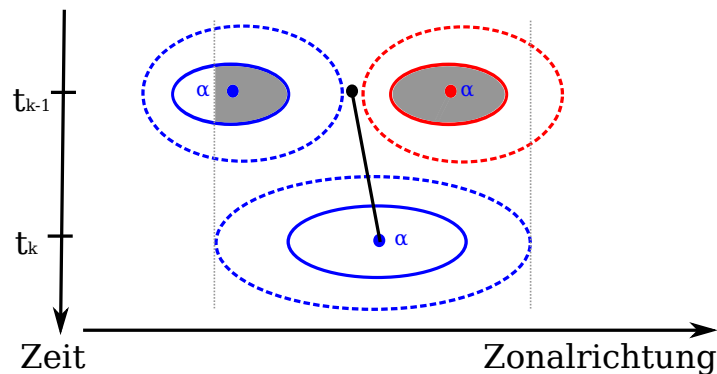


Abbildung 6.9: Schemazeichnung zur Verschmelzung von Rossbywellenzügen. Die beim Zeitschritt t_{k-1} noch voneinander unabhängigen Rossbywellenzügen (gekennzeichnet durch die unterschiedliche Farbe) verschmelzen zum Zeitpunkt t_k zu einem Rossbywellenzug. Rückwirkend sind die Rossbywellenzüge des vorherigen Zeitschritts also Teil derselben Trajektorie und erhalten dadurch dieselbe Indizierung α . Ansonsten Beschreibung wie in Abbildung 6.7.

der Fall des Auseinanderbrechens dargestellt. Die Wellenzüge $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha_1}(t_k)$ und $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha_2}(t_k)$ haben beide einen Überlappbereich mit $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha^{12}}(t_{k-1})$, demnach haben sie denselben Ursprung. Da die Rossbywellenzug-Objekte α_1 und α_2 nicht denselben Suchbereich besitzen, erfolgt eine Aufspaltung der Trajektorie zu diesem Zeitpunkt.

Im Fall des Verschmelzens (Abbildung 6.9) verhält es sich genau umgekehrt zu dem Fall des Auseinanderbrechens. Die ehemals getrennten $\text{RWZ}_{\text{track}}(t_{k-1})$ besitzen jeweils Überlappbereiche mit dem $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$, sind also Teil derselben Trajektorie. Im Fall des Verschmelzens von Rossbywellenzügen hat dies einen zeitlich rückwirkenden Effekt auf die Schwerpunkte und Eigenschaften der Rossbywellenzüge. Die Fläche des $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha}$ zum Zeitpunkt t_{k-1} setzt sich aus der Summe der beiden Rossbywellenzüge zusammen mit denen der $\text{RWZ}_{\text{track}}^{\alpha}(t_k)$ einen Überlappbereich aufweist. Der Schwerpunkt wird ebenfalls als gewichteter Schwerpunkt aller Rossbywellenzug-Objekte die nun zum Zeitpunkt t_{k-1} Teil der Trajektorie darstel-

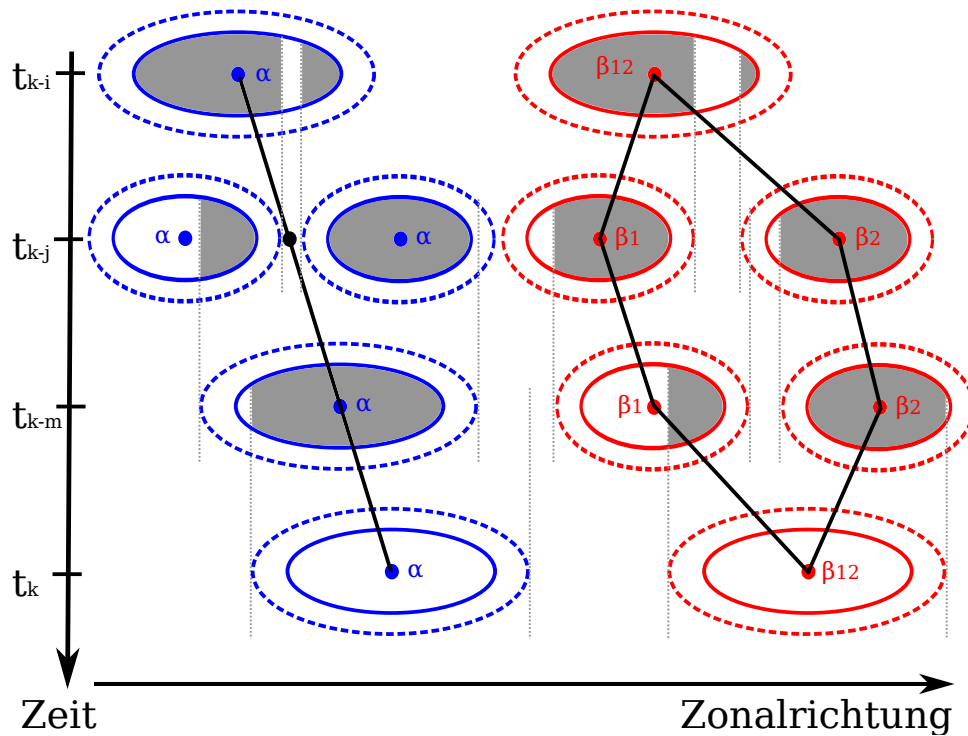


Abbildung 6.10: Schemazeichnung zum Auseinanderbrechen und anschließendem Verschmelzen von Rossbywellenzügen. Ist die Zeitspanne zwischen auseinanderbrechen und erneutem Verschmelzen wie im Fall des α -indizierten Rossbywellenzugs $t_{k-m} - t_{k-i} \leq 1 \text{ Tag}$, so werden alle Rossbywellenzug-Objekte α als Teil desselben Rossbywellenzugs interpretiert. Ist die Zeitspanne wie im Fall des β -indizierten Rossbywellenzugs $t_k - t_{k-i} > 1 \text{ Tag}$ dann werden die Trajektorien, welche mit β_1 und β_2 indiziert sind, als separate Rossbywellenzug-Trajektorien (aber mit gleichem Ursprung) abgespeichert. Ansonsten Beschreibung wie in Abbildung 6.7.

len neu berechnet (wie in Gleichung (6.3) angegeben). Ich habe mich im Verlauf der Entwicklung des Trajektorienprogramms für diese zeitlich rückwirkende Berechnung entschieden, da vor allem in der Entstehungsphase anwachsende Wellenzüge häufig zunächst separiert auftreten, im weiteren Verlauf jedoch schnell zu einem Wellenzug verschmelzen. Die rückwirkende Berechnung resultiert in deutlich weniger sprunghaften Trajektorien, die auch zum Zeitpunkt der Verschmelzung häufig die gleiche Richtung der Wellenzugbahn beibehalten. Die Richtungsbeibehaltung scheint zu bekräftigen, dass die anfänglich separierten Wellenzüge in der dynamischen Entwicklung tatsächlich häufig zusammengehören. Ich möchte hier jedoch zumindest erwähnen, dass die rückwirkende Berechnung von mir subjektiv mittels vieler Einzelfälle als sinnvoll erachtet wurde, jedoch nicht zwangsläufig eine Verbesserung darstellt und es sicher auch Argumente gegen die rückwirkende Berechnung gibt. Eine Kritik könnte zum Beispiel die ungleiche Behandlung von auseinanderbrechenden und verschmelzenden Rossbywellenzügen sein.

Der nächste Beispielfall behandelt die Verschmelzung von Rossbywellenzügen, welche über längere Zeit voneinander getrennt waren. In Abhängigkeit der Zeitspanne die die Rossbywellenzüge vor dem Verschmelzen bestanden, wird die Trajektorienbestimmung unterschiedlich gehandhabt. Dargestellt sind die beiden Möglichkeiten in der Schemazeichnung in Abbildung 6.10. Bei dieser Abbildung geht es eigentlich um auseinanderbrechende und wiederverschmelzende Rossbywellen-

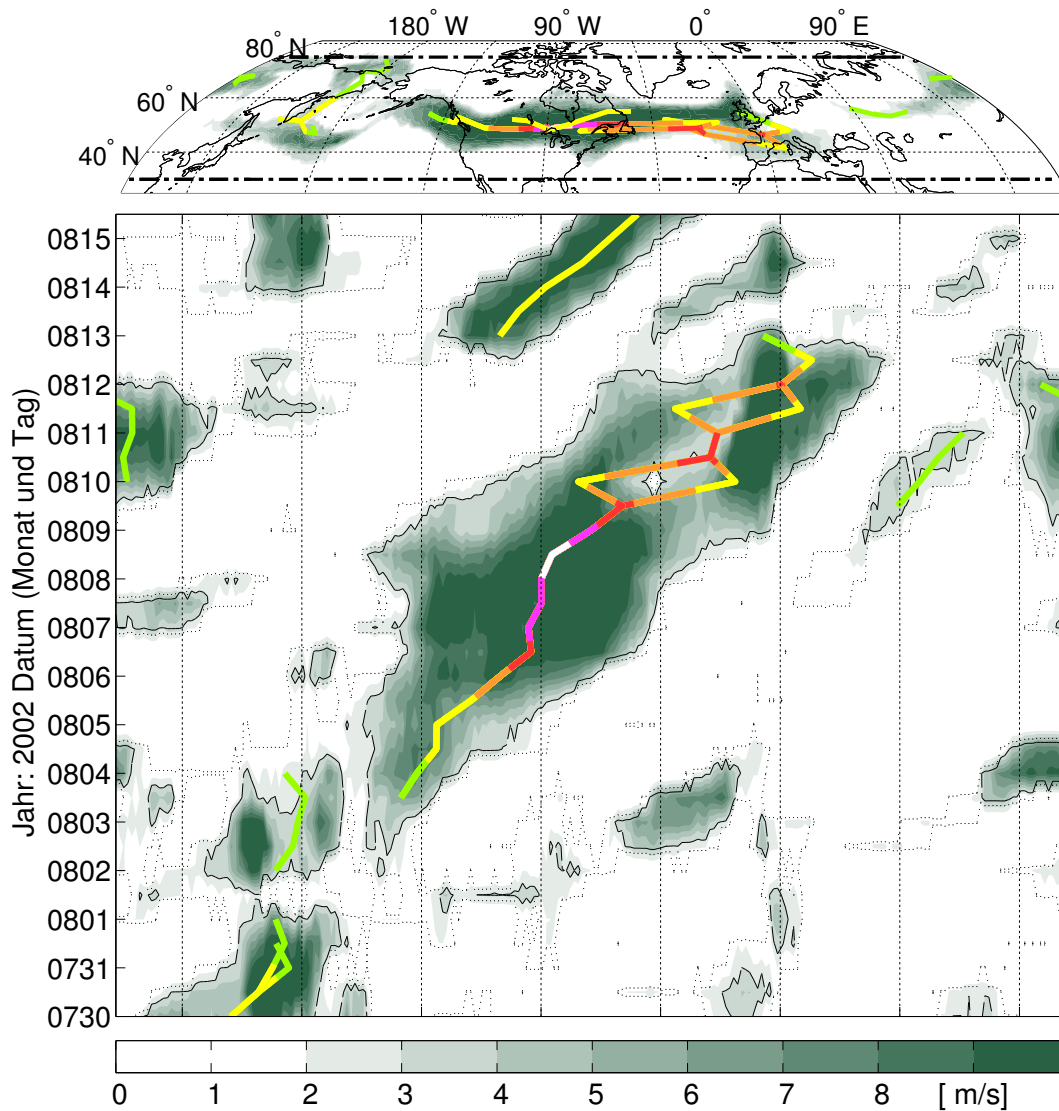


Abbildung 6.11: Hovmöllerdiagramm und Trajektoriendarstellung des Elbeflut-Rosbywellenzugs ohne rückwirkende Neuberechnungen bei Wellenzug-Verschmelzungen. Beschreibung wie in Abbildung 6.5, mit dem Unterschied, dass auseinanderbrechende und direkt wiederverschmelzende Trajektorien nicht als ein Rosbywellenzug erkannt werden.

züge, das Konzept ist aber genauso für nur verschmelzende Rosbywellenzüge ohne vorheriges Auseinanderbrechen unverändert übertragbar. Besteht eine der zwei verschmelzenden Trajektorien vor der Verschmelzung weniger als 1.5 Tage², werden rückwirkend für die beiden separierten Trajektorien ein gemeinsamer Schwerpunkt und gemeinsame Rosbywellenzug-Eigenschaften berechnet. Dieser Fall ist mit $t_{k-m} - t_{k-j} \leq 1 \text{ Tag}$ für $RWZ_{\text{track}}^{\alpha}$ auf der linken Seite in Abbildung 6.10 dargestellt. Beträgt die Zeitspanne von zwei Trajektorien vor ihrer Verschmelzung mehr als einen Tag, werden diese Trajektorien weiterhin als voneinander getrennte Trajek-

² Die Wahl von 1.5 Tagen ist relativ willkürlich gewählt. Bei auseinanderbrechenden und direkt wieder verschmelzenden Wellenzügen (0.5 Tage bei verwendeter zeitlicher Auflösung von 12 Stunden) erscheint die Zusammengehörigkeit der auseinandergebrochenen Wellenzuganteile plausibel. Bei einem Zeitintervall von 3 Tagen würde man eher davon ausgehen, dass hierbei ein tatsächliches Auseinanderbrechen stattgefunden hat. Ich hatte ursprünglich 2 Tage gewählt, jedoch wurde dann immer wieder auch für offensichtlich separierte Wellenzüge rückwirkend eine gemeinsame Trajektorie berechnet. Aus diesem Grund habe ich dann das entscheidende Zeitintervall auf 1.5 Tage herabgesetzt.

torien beibehalten. Dieser Fall ist mit $t_k - t_{k-j} > 1$ Tag für $RWZ_{\text{track}}^{\beta 1}$ und $RWZ_{\text{track}}^{\beta 2}$ auf der rechten Seite der Abbildung 6.10 dargestellt.

Für den Fall des auseinanderbrechenden und wiederverschmelzenden Rossbywellenzugs innerhalb von weniger als 1.5 Tagen habe ich bereits einen realen Beispielfall angegeben, nämlich den Elbeflut-Rossbywellenzug aus Abbildung 6.5. Da das Wiederverschmelzen innerhalb weniger als 1.5 Tagen erfolgte, ist das Auseinanderbrechen in dem Hovmöllerdiagramm nicht zu erkennen. Würde man diese rückwirkende Neuberechnung der Schwerpunkte und Rossbywellenzug-Eigenschaften im Fall verschmelzender Trajektorien nicht durchführen, würde sich anstelle von Abbildung 6.5 das Hovmöllerdiagramm aus Abbildung 6.11 ergeben. Ein Vergleich dieser beiden Abbildungen zeigt die vorteilhafte Trajektoriendarstellung von verschmelzenden Rossbywellenzügen unter Anwendung der rückwirkenden Neuberechnung von Trajektorien-Schwerpunkten und Eigenschaften. Damit kann nicht nur über die Berechnung des doppelten Schwellenwerts das Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen, sondern auch noch über die Trajektorieninformation selbst, reduziert werden.

Über die vorgestellten möglichen Fälle lässt sich bereits ein Großteil der auftretenden Rossbywellenzug-Trajektorien berechnen. Der zeitliche Verlauf des Schwerpunktes definiert, wie erwähnt, den räumlichen Pfad der Trajektorie. Diese räumliche Information über die Vergangenheit der Rossbywellenzüge könnte verwendet werden, um zum Zeitpunkt t_k zu entscheiden, wie lange verschmelzende Rossbywellenzüge schon voneinander separiert waren. Diese Zeitspanne entscheidet darüber ob es zu einer rückwirkenden Neuberechnung der Schwerpunkte und Eigenschaften des Rossbywellenzugs kommt (wie im Fall des $RWZ_{\text{track}}^{\alpha}$ in Abbildung 6.10) oder nicht (wie im Fall der $RWZ_{\text{track}}^{\beta 1}$ und $RWZ_{\text{track}}^{\beta 2}$ in Abbildung 6.10). Allerdings ist die räumliche Information der Schwerpunkte über die Vergangenheit der Rossbywellenzüge in speziellen Fällen nicht ausreichend. Erfolgt ein mehrfaches Auseinanderbrechen und Verschmelzen von Rossbywellenzügen, werden bei jeder Verschmelzung rückwirkend die Schwerpunkte neu berechnet. Wäre nur die Schwerpunktsinformation der aktuellen Trajektorien im Fall eines erneuten Verschmelzens vorhanden, könnte ein bestimmtes Rossbywellenzug-Objekt innerhalb einer Rossbywellenzug-Trajektorie überproportional stark den Schwerpunkt der kompletten Trajektorie vorgeben und auch die Eigenschaften der Rossbywellenzug-Trajektorie verfälschen. Dieser Fall ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Bei diesem Rossbywellenzug handelt es sich um den komplexesten Fall einer Rossbywellenzug-Trajektorie, die bei der Betrachtung der Daten auftrat. Auf diesen werde ich dennoch, wie für alle anderen Rossbywellenzüge auch, die beschriebene simple Trajektorienzuordnung anwenden. Ich gehe hier zur Erklärung die einzelnen Zeitschritte beginnend bei t_{k-3} durch. Dadurch, dass man vorwärts in der Zeit geht, ändern sich fortwährend die Indizes der auftretenden Rossbywellenzüge. Zum Zeitpunkt t_{k-3} existiert ein einziger Rossbywellenzug welcher in Magenta mit α indiziert wird. Im darauffolgenden Zeitpunkt t_{k-2} ist dieser Rossbywellenzug auseinandergebrochen. Die neuen aktuellen und rückwirkenden Indizierungen sind nun in Rot angegeben. Zum Zeitpunkt t_{k-2} existieren zwei Rossbywellenzüge $\alpha 1$ und $\alpha 2$, die beide auf den Rossbywellenzug $\alpha 12$ zurückzuführen sind. Anschließend brechen erneut alle Rossbywellenzüge in zwei Anteile auseinander während gleichzeitig eine Verschmelzung von den zwei vorherigen Rossbywellenzügen stattfindet. Die Indizierungen sind nun in Schwarz angegeben. Zum Zeitpunkt t_{k-1} existieren also drei Rossbywellenzüge, die alle auf einen gemeinsamen ursprünglichen Rossbywellenzug zurückzuführen sind. Die ak-

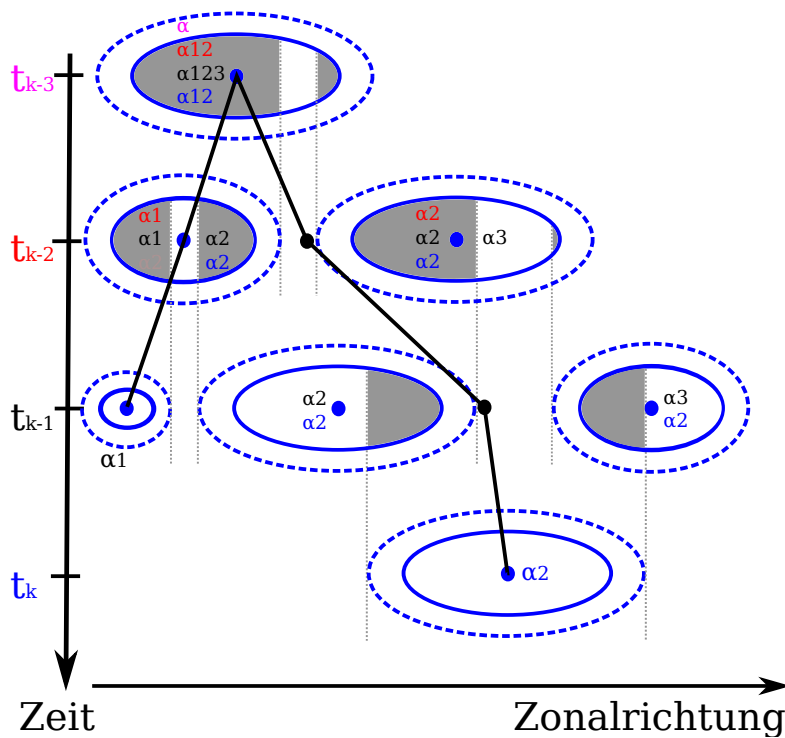


Abbildung 6.12: Schemazeichnung zu einem komplexen Fall von mehrfach auseinanderbrechenden und wiederverschmelzenden Rossbywellenzügen. Beschreibung wie in Abbildung 6.10 für den α -indizierten Rossbywellenzug. Auch hier kommt es nach einem Auseinanderbrechen zu einem erneuten Verschmelzen der auftretenden Rossbywellenzüge. Der Unterschied bei dieser Abbildung ist, dass nach einem Auseinanderbrechen und vor einem erneuten Verschmelzen ein weiteres Auseinanderbrechen erfolgt. In dieser Abbildung sind die Indizierungen zu allen Zeitpunkten in der jeweiligen Farbe des Zeitpunktes entsprechend der Farbe entlang der Zeitskala dargestellt.

tuellen Rossbywellenzüge werden mit α_1 , α_2 und α_3 indiziert. Die Trajektorien von α_1 und α_3 können durch simple Auseinanderbrechvorgänge bis auf den Rossbywellenzug α_{123} zum Zeitpunkt t_{k-3} zurückgeführt werden. Der Rossbywellenzug α_2 geht jedoch aus einer Verschmelzung der vorangegangenen Rossbywellenzüge α_1 und α_3 hervor, weshalb der Schwerpunkt dieser Trajektorie rückwirkend aus der Gewichtung der Schwerpunkte von Rossbywellenzügen α_1 und α_3 bestimmt wird. Zum Zeitpunkt t_k findet eine Verschmelzung der Rossbywellenzüge α_2 und α_3 statt. Die zugehörigen Indizierungen sind nun in blau angegeben. Da die Zeitspanne zwischen t_{k-3} und t_k kleiner als 1.5 Tage angenommen wird, muss eine erneute rückwirkende Neuberechnung der Schwerpunkte erfolgen. Durch die bereits erfolgte rückwirkende Neuberechnung der Schwerpunkte des Rossbywellenzugs α_2 , haben die Rossbywellenzüge α_2 und α_3 zum Zeitpunkt t_{k-2} keinen gemeinsamen Schwerpunkt, obwohl Rossbywellenzug α_3 bereits für die Gewichtung des Rossbywellenzugs α_2 zum Zeitpunkt t_{k-2} verwendet wurde. Auf diese Weise würde der Rossbywellenzug α_3 zu einem Zeitpunkt zweimal in die Gewichtung eingehen. Aus diesem Grund ist es notwendig, dass für jede Trajektorie alle Rossbywellenzug-Objektschwerpunkte zu allen Zeitpunkten abgespeichert werden. Dadurch ist nach beliebig vielen Auseinanderbrech- und Verschmelzungsvorgängen immer bekannt, ob die zu verschmelzenden Rossbywellenzüge eine gemeinsame Vergangenheit hatten. Falls dem so ist, erfolgt keine neue Gewichtung der Schwerpunkte und der

Eigenschaften der Rossbywellenzüge zu den Zeitpunkten ihrer gemeinsamen Vergangenheit.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das Vorgehen zur Trajektorienberechnung wie beabsichtigt sehr einfach ist. Die Zusammengehörigkeit von Rossbywellenzügen wird über einen Überlappbereich zwischen aktuellem Rossbywellenzug-Suchbereich und den Rossbywellenzug-Objekten des vorangegangenen Zeitpunkts festgelegt. Im Fall einer Verschmelzung wird als einziges zusätzliches Kriterium überprüft, wie lange die verschmelzenden Rossbywellenzüge voneinander separiert waren. Beträgt diese Zeitspanne weniger als 1.5 Tage, erfolgt eine rückwirkende Neuberechnung der Rossbywellenzug-Trajektorien und von deren Eigenschaften. Ausschlaggebend zur möglichen Entwicklung einer derart simplen Trajektorienberechnung war die Verwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation und des 2-Schwellenwertkonzeptes. Da die Berechnung von Rossbywellenzug-Trajektorien nichtsdestotrotz eine komplexe Angelegenheit ist, wird die in diesem Abschnitt vorgestellte Trajektorienberechnung im folgendem Unterabschnitt auf einen größeren Datensatz angewendet und getestet.

6.3.4 Anwendung des Trajektorienprogramms auf größere reale Datensätze

Für die Parametereinstellung des Schwellenwerts habe ich zufällig für jede Jahreszeit ein Jahr aus dem ERA-Interim Zeitraum ausgewählt. Diese vier Jahreszeiten (Frühling 2001, Sommer 2011, Herbst 2007 und Winter 2001/2002) habe ich als Testzeitraum gewählt. Mit der diesen Jahreszeiten angepassten Parametereinstellung sind die weiter oben dargestellten Abbildungen entstanden. Nach Abschluss der Parametereinstellungen habe ich erneut vier zufällige Jahreszeiten des ERA-Interim Zeitraums gewählt, auf die die Trajektorienberechnung ohne weitere Schwellenwertmodifikation angewendet werden soll. Bei diesen handelt es sich um den Frühling 2010, Sommer 1983, Herbst 1997 und Winter 2011/2012. Das Hovmöllerdiagramm vom Frühling 2010 ist in [Abbildung 6.13](#) dargestellt.

Was die Behandlung von auseinanderbrechenden Rossbywellenzug-Anteilen angeht, entspricht das Vorgehen in [Abbildung 6.13](#) dem aus der Arbeitsgruppe von Edmund Chang an der Universität von Stony Brook. Im Fall eines Auseinanderbrechens von Rossbywellenzug-Anteilen einer vorangegangenen gemeinsamen Trajektorie wird nur die Trajektorie des flächengrößten Rossbywellenzugs nach dem Auseinanderbrechen als durchgängig fortgesetzt. Die Rossbywellenzüge mit den kleineren Flächen werden als neue Rossbywellenzüge definiert, beginnend vom Zeitpunkt des Auseinanderbrechens. Dies steht nicht im Widerspruch zu der in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Trajektorienberechnung, denn anders als von Dr. Changs Arbeitsgruppe praktiziert, markiere ich nur den Zeitpunkt des Auseinanderbrechens in diesen Trajektorien und starte demnach keine neue Trajektorie. Der Grund dafür liegt darin, dass ich zusätzlich für diese neu entstandenen Rossbywellenzüge auch noch die Ursprungsregion der Haupttrajektorie, von welcher sie sich abgespalten haben, diesen zuordnen können möchte. Warum das sinnvoll ist, soll folgender hypothetischer Rossbywellenzug verdeutlichen. Angenommen der hypothetische Rossbywellenzug entsteht im Westpazifik, propagiert in den Atlantik und zerfällt dort in zwei Anteile. Der kleinere Anteil liegt weiter im Osten und zieht noch ein Stück weiter ostwärts bis Europa bevor er sich auflöst, während der größere Anteil über dem Atlantik dissipiert. Wird der über Europa sich befindende Rossbywellenzug nach dem Zerfall über dem Atlantik als neuer Rossbywellenzug

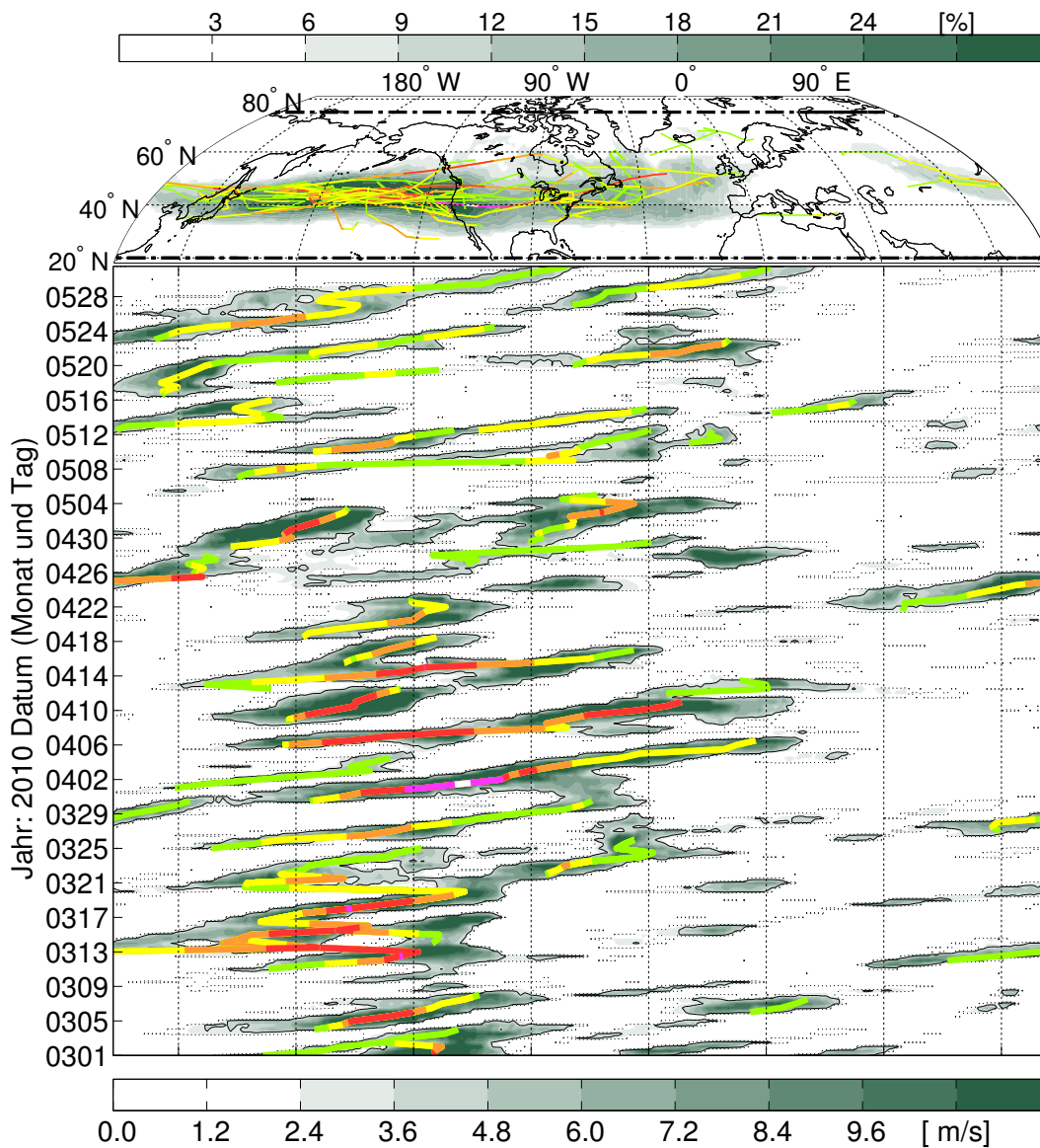


Abbildung 6.13: Hovmöllerdiagramm zur Darstellung der Flächenentwicklungen von Rossbywellenzügen entlang der berechneten Trajektorien. Das Hovmöllersingal vom 01.03.2010 bis zum 31.5.2010 wird durch eine Mittelung des Einhüllendenfeldes der Werte oberhalb des zeitlich variablen Schwellenwerts (untere Grenze) zwischen 20°N und 75°N erhalten (angegeben durch die schwarz gestrichelten Linien in der Breitengrad-Längengrad-Darstellung). Die schwarze Konturlinie im Hovmöllerdiagramm gibt das meridional gemittelte Einhüllendenfeld bei 3.6 m s^{-1} an. Die berechneten Trajektorien sind als bunte Linien eingefügt. Die Farben geben die Fläche S des Rossbywellenzugs zu den angegebenen Zeitpunkten an mit {grün;gelb;orange;rot;pink;weiß} für $S \in \{\leq 2; 2, 4; 4, 6; 6, 8; 8, 10; > 10\} \times 10^6 \text{ km}^2$. Es sind nur Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist für jeden Gitterpunkt die Auftrittswahrscheinlichkeit des Einhüllendenfeldes oberhalb des unteren Schwellenwerts dargestellt. Zusätzlich sind darin ebenfalls die Trajektorien mit der Farbinformation über deren Fläche eingetragen. Die kleineren Anteile des Rossbywellenzugs nach einer Abspaltung werden als neuer Rossbywellenzug definiert.

definiert, so liegt der Ursprung von diesem Rossbywellenzug über dem Atlantik. Die Frage nach der Ursprungsregion ist aber nicht einfach zu beantworten. In der Arbeitsgruppe von Dr. Chang wird argumentiert, dass ein brechender oder zerfallender Rossbywellenzug die Entstehungsregion für einen sich abspaltenden Anteil darstellt. Das ist berechtigt, denn auch für das Wellenbrechen muss es einen Grund geben. Dieser Grund rechtfertigt dann gleichzeitig die Definition, den Rossbywellenzug-Ursprung auf den Ort des Wellenbrechens zu legen und nicht auf den Ort der Herkunft des brechenden Rossbywellenzugs. Ich möchte jedoch beide Information in die Berechnung aufnehmen. Aus diesem Grund führe ich die abgespaltenen Anteile des Haupt-Rossbywellenzugs als durchgängige Trajektorie von diesem fort und markiere die Zeitpunkte der Abspaltung. Dies wird ausführlicher in Abschnitt 6.4 über die Eigenschaften der Rossbywellenzug-Trajektorie behandelt.

Die Betrachtung der zonalen und zeitlichen Ausbreitung der Trajektorien im Hovmöllerdiagramm in Abbildung 6.13 zeigt überwiegend realistische Rossbywellenzug-Trajektorien an. Diese breiten sich von West nach Ost aus und erreichen im Verlauf ihrer Entwicklung immer größere Flächen, bis sie gegen Ende ihrer Lebenszeit erneut kleiner werden. Eine Verifikation des Trajektorienprogramms erlaubt diese Art der Darstellung allerdings nicht. Die Problematik bei der Handhabung von verschmelzenden und wieder auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen ist darin aber bereits gut zu erkennen. So weist die Trajektorie zwischen dem 10.03.2010 und 24.03.2010 zwischen etwa 160°O und 120°W einen in Ost- und Westrichtung oszillierenden Verlauf mit zusätzlichen verschmelzenden Trajektorien auf. Dieser Trajektorienverlauf ist vergleichsweise untypisch. Diese Art von Trajektorien könnten auf die Existenz von blockierenden großskaligen Rücken zurückzuführen sein. Diese Vermutung wird durch die geringen Einhüllendenwerte stromabwärts dieser Trajektorie bekräftigt. Der blockierende Hintergrundrücken könnte demnach zu einem annähernd stationären Rossbywellenzug an dessen stromaufwärtsgerichteten Seite führen, während von Westen heranziehende Rossbywellenzüge mit den Rossbywellenzügen an der Flanke des blockierenden Rückens immer wieder verschmelzen. Abgesehen davon, scheinen die restlichen Trajektorien aber recht plausible Entwicklungen anzudeuten.

In Anhang B sind zur Vollständigkeit die Hovmöllerdiagramme zusammen mit den zugehörigen Trajektorien für den Sommer 1983 in Abbildung B.1, für den Herbst 1997 in Abbildung B.2 und für den Winter 2011/12 in Abbildung B.3 dargestellt. Darin zeigt sich ein recht ähnliches Bild zu dem aus Abbildung 6.13. Diese Abbildungen zeigen die überwiegend richtige Funktionsweise der Trajektorienberechnung. Diese Trajektorienberechnung wird als Grundlage für eine Vielzahl weiterer Untersuchungen verwendet, wie etwa der klimatologischen Studie in Abschnitt 7.2 oder der Analyse der Vorhersagefehler von Rossbywellenzügen in Abschnitt 9.3. Im nächsten Abschnitt wird noch die Auswahl an Eigenschaften vorgestellt, welche entlang der Rossbywellenzug-Trajektorien neben der Schwerpunktsinformation berechnet und abgespeichert werden.

6.4 BESTIMMUNG CHARAKTERISTISCHER ROSSBYWELLENZUG-EIGENSCHAFTEN

Folgende Rossbywellenzug-Eigenschaften werden entlang der Trajektorien berechnet:

- Schwerpunkt x_{SP}
- Begrenzungspunkte in zonaler (x_w, x_o) und meridionaler Richtung (y_s, y_n)
- Fläche S
- mittlere Amplitude A_{τ^o}
- Konturstruktur KS
- mittlerer meridionaler Gradient im Geopotential als Maß des Wellenleiters WL
- Datum mit Information zur Abspaltung von Rossbywellenzug-Anteilen

Der Schwerpunkt, die Fläche und die mittlere Amplitude wurden bereits in Prestel (2012) als Rossbywellenzug-Eigenschaften verwendet. Die Verwendung dieser Größen geht auf die SAL-Methode von Wernli u. a. (2008) zurück. Jede der oben angeführten Eigenschaften mit Ausnahme des Schwerpunktes werden im Folgenden genauer erläutert und die Idee zur Auswahl dieser Eigenschaft vorgestellt. Die Berechnung des Schwerpunkts als Teil der Trajektorienberechnung, wurde bereits in Gleichung (6.4) angegeben. Zur Veranschaulichung werden die angegebenen Eigenschaften auf den Elbe-Flut-Rossbywellenzug angewendet.

6.4.1 Begrenzungspunkte (x_w, x_o, y_s, y_n)

Der Schwerpunkt hat als einzelner Punkt eine reduzierte Aussagekraft über den Aufenthaltsort des Rossbywellenzugs. Besonders relevant ist dies im Fall der Entstehungs- und Zerfallsregionen. Zur Erläuterung der reduzierten Aussagekraft werde ich ein hypothetisches Beispiel von zwei unterschiedlichen Rossbywellenzügen geben: ein Rossbywellenzug (RWZa) zieht vom Westen bis in den Atlantikbereich, wo er auf ein Blockadehoch trifft. Dort bricht er an dessen stromaufwärtsgerichteten Seite und verschwindet. Dadurch hat dieser Rossbywellenzug keinen direkten Einfluss auf die großskalige Strömung über Europa. Die Information darüber, wo sich der Schwerpunkt am Ende der Rossbywellenzug-Lebenszeit befand, gibt lediglich an, dass dieser über dem Atlantik zerfiel. Beim zweiten hypothetischen Rossbywellenzug (RWZb) soll es sich um einen ausgedehnten Rossbywellenzug handeln. Dieser zieht ebenfalls von Westen bis in den Atlantikbereich, wo er sich soweit intensiviert hat, dass es über dem Atlantik zum Wellenbrechen kommt und der RWZb dort wie bereits der RWZa zerfällt. Auf Grund seiner Ausdehnung erstreckt sich der RWZb über großen Teilen Europas. Damit beeinflusst er das Wetter dort. Lediglich Betrachtung des Schwerpunkts könnte die beiden Wellenzüge RWZa und RWZb jedoch unter Umständen identisch erscheinen lassen. Aus diesem Grund erscheint es vorteilhaft, die Information über die zonalen (und meridionalen) Randbereiche des Rossbywellenzugs mit abzuspeichern. Damit können dann die Entstehungsregionen über den westlichen Rand des Rossbywellenzugs und die Zerfallsregionen über den östlichen Rand des Rossbywellenzugs definiert werden. Für den Fall des Elbe-Flut-Rossbywellenzugs sind die zonalen Randbereiche in Abbildung 6.14 dargestellt. In dieser Abbildung sind neben der Schwerpunktstrajektorie noch die beiden zonalen Randtrajektorien eingetragen. Der Elbe-Flut-Rossbywellenzug beginnt zunächst flächenmäßig klein, wächst anschließend stark an und nimmt zum Ende erneut kontinuierlich an Fläche ab. Daher unterscheiden sich Entstehungs- und Zerfallsorte zwischen Schwerpunkt und Randwert des Rossbywellenzugs nicht stark. Im

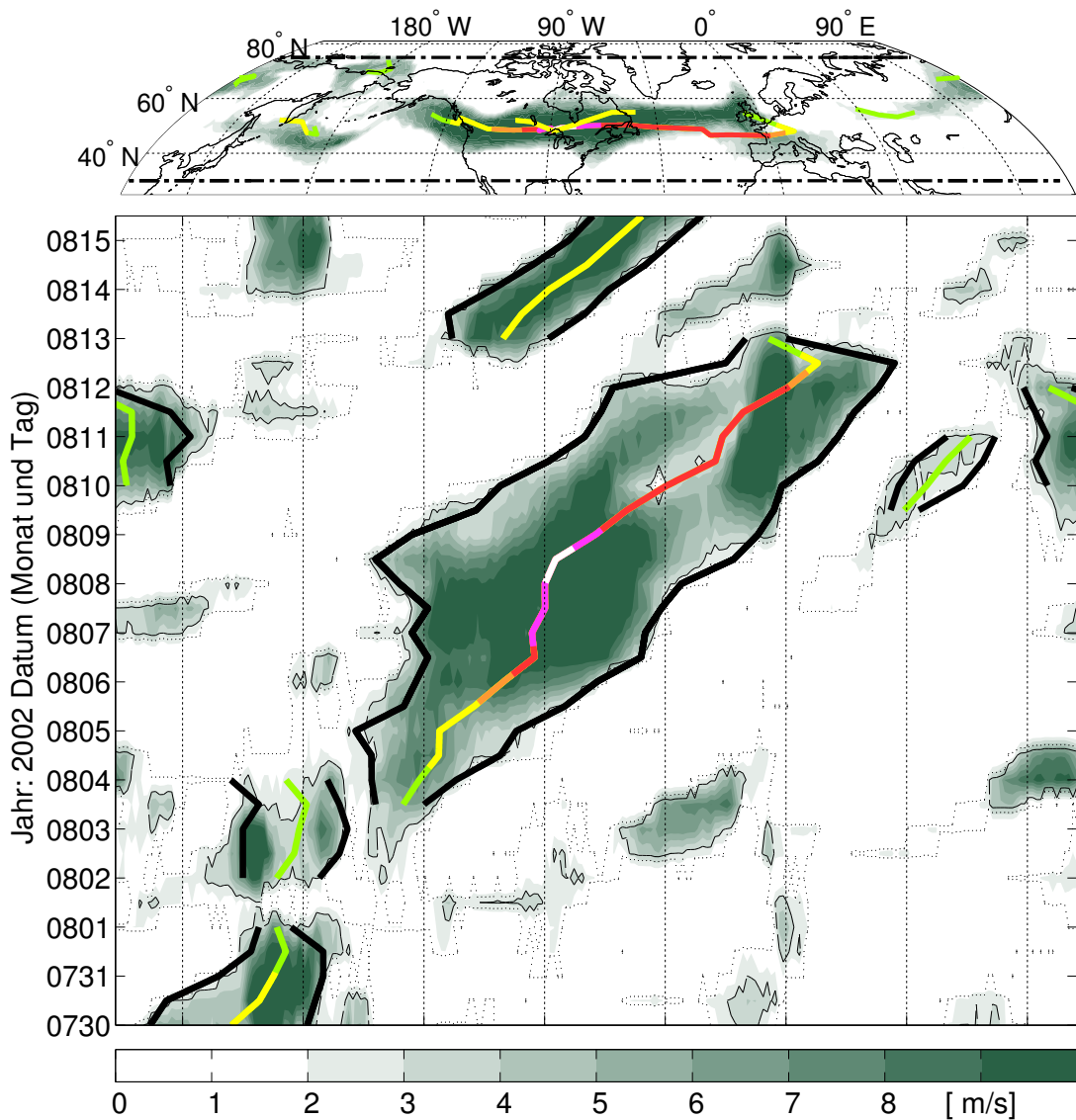


Abbildung 6.14: Darstellung der Eigenschaft der zonalen Rossbywellenzug-Randbereiche am Beispiel des Elbeflut-Rossbywellenzugs. Beschreibung wie in Abbildung 6.5. Die zusätzlichen kräftigen schwarzen Konturlinien geben die zonalen Randbereiche des Rossbywellenzugs an.

Laufe der Rossbywellenzug-Lebenszeit kommt es zwischen diesen beiden Werten aber zu Unterschieden von über 90 Längengraden.

6.4.2 Fläche S

Die Fläche wurde als einzige Eigenschaft neben der notwendigen Schwerpunktsinformation zur Trajektorienberechnung bereits vorweggenommen. Sie gibt die Größe des Einflussbereichs des Rossbywellenzugs wieder und ist daher eine relevante Größe. Die Fläche des RWZ_{track} berechnet sich über

$$S = (a \operatorname{res} \aleph)^2 \sum_{j=1}^{n_j} \cos(\varphi_j) ,$$

wobei a wie gewohnt den Erdradius, \aleph den Umrechnungsfaktor von Grad in Radiant, res die Gitterauflösung in Grad und n_j die Gesamtanzahl aller Gitterpunkte aller

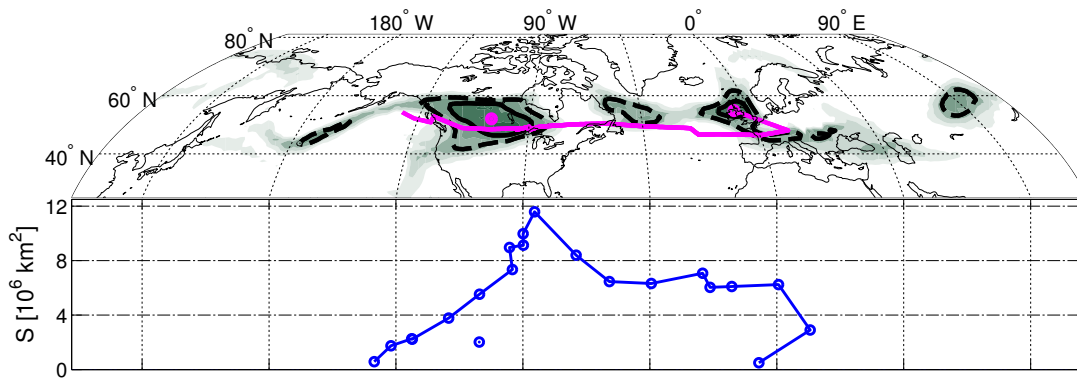


Abbildung 6.15: Entwicklung der Fläche des Elbeflut-Rossbywellenzugs entlang von dessen Trajektorie. Im oberen Teil der Abbildung ist eine Momentaufnahme des Einhüllendenfeldes der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) (Farbschattierung) vom 13.08.2002 12 UTC sowie die zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Rossbywellenzug-Schwerpunkte (magenta Punkte) und den zugehörigen zurückliegenden Trajektorienpfaden (magenta Linie) dargestellt. Die schwarze durchgezogene Konturlinie zeigt den oberen Schwellenwert, die gestrichelte den unteren Schwellenwert an. Im unteren Teil der Abbildung ist der Verlauf der Rossbywellenzug-Fläche als Funktion der zonalen Position des Rossbywellenzug-Schwerpunktes in Blau dargestellt. Die einzelnen Zeitpunkte, im Abstand von jeweils 12 Stunden, sind als Punkte entlang von dieser Flächenkurve dargestellt. Der obere Teil der Abbildung entspricht dem Endzeitpunkt der Kurve im unteren Teil der Abbildung.

Rossbywellenzug-Objekte innerhalb des RWZ_{track} zum aktuellen Zeitpunkt angibt. Der Summenindex j läuft über alle Gitterpunkte der erwähnten Rossbywellenzug-Objekte. In Abbildung 6.15 sind die für den 13.08.2002 00 UTC vorhandenen Trajektorien sowie die zugehörige Flächeneigenschaft dargestellt. In der Abbildung ist zu erkennen, dass zunächst die Fläche des Rossbywellenzugs kontinuierlich zunimmt und anschließend auf einen weiterhin relativ hohen Wert von über $6 \times 10^6 \text{ km}^2$ abnimmt, bevor die Fläche des Rossbywellenzugs über Europa sich sehr rasch verringert.

6.4.3 mittlere Amplitude A_{τ_0}

Die Fläche gibt die horizontale Ausdehnung des Rossbywellenzugs an, sagt jedoch nichts über die Stärke des Rossbywellenzugs aus. Es ist zu vermuten, dass größere Rossbywellenzüge im Vergleich zu kleineren Rossbywellenzügen auch höhere Amplituden im Einhüllendenfeld des verwendeten Windfelds aufweisen. Das ist aber nicht zwangsläufig der Fall. Aus diesem Grund wurde die mittlere Amplitude

$$A = \frac{\sum_{j=1}^{n_j} v_{\text{env}}(\lambda_j, \varphi_j) \cos(\varphi_j)}{\sum_{j=1}^{n_j} \cos(\varphi_j)}$$

eingeführt, welche die mittlere Stärke des Rossbywellenzugs angibt. Zusätzlich sei erwähnt, dass diese Größe nach oben hin schneller begrenzt ist als die Fläche. Den Übergang eines sich verstärkenden Rossbywellenzugs in den Zustand, in dem die mittlere Amplitude nicht mehr, oder nur noch schwach zunimmt, werde ich als Sättigung in der mittleren Amplitude bezeichnen. Analog dazu können auch die

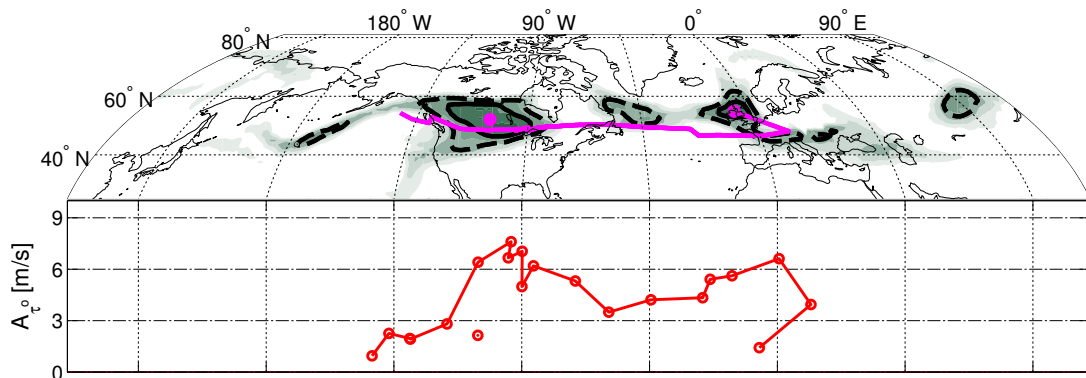


Abbildung 6.16: Entwicklung der mittleren Amplitude des Elbeflut-Rossbywellenzugs entlang von dessen Trajektorie. Beschreibung wie in Abbildung 6.15, mit der Ausnahme, dass hier anstelle der Fläche die mittlere Amplitude oberhalb des oberen Schwellenwerts (in Rot) dargestellt ist.

anderen Eigenschaften in Sättigung übergehen. Die Fläche des Wellenzugs kann theoretisch sehr lange zunehmen und erst sehr spät in Sättigung übergehen. Die Sättigung erfolgt dann spätestens, wenn der Rossbywellenzug sich gänzlich über die mittleren Breiten erstreckt. Die Hoffnung bei der Verwendung der mittleren Amplitude besteht darin, dass durch die unterschiedliche zeitliche Sättigung der beiden Größen, die mittlere Amplitude unter Berücksichtigung der Fläche, die stromabwärtsgerichtete Entwicklung der Wellenzüge anzeigen kann. Die Idee dahinter ist, dass ein sich rasch intensivierender Rossbywellenzug zwar an Fläche und an mittlerer Amplitude zunimmt, jedoch bald ein gewisser Sättigungswert in der mittleren Amplitude erreicht wird. Im Folgenden kann der intensive Rossbywellenzug durch stromabwärtsgerichtete Entwicklung immer weiter an Fläche zunehmen, während die mittlere Amplitude im Bereich des Sättigungswerts liegt. Die mittlere Amplitude wird bei intensivem Flächenzuwachs in ihrer Stärke begrenzt, da die neu hinzukommenden Flächen im Allgemeinen zunächst Werte nur schwach oberhalb des Schwellenwertes besitzen.

Tatsächlich verwende ich jedoch nicht die mittlere Amplitude, sondern die Differenz zwischen der mittleren Amplitude und des oberen Schwellenwerts τ^0 :

$$A_{\tau^0} = A - \tau^0 .$$

Da ein Rossbywellenzug als zusammenhängendes Gebiet oberhalb eines vorgegebenen Schwellenwerts definiert ist, ergibt auf Grund des variablen Schwellenwerts die Verwendung von A_{τ^0} im Vergleich zu A mehr Sinn. Dadurch lässt sich das Verhalten von Rossbywellenzügen im Winter mit denen im Sommer vergleichen. Im Folgenden bezeichnet der Begriff der mittleren Amplitude den Wert der mittleren Amplitude oberhalb des oberen Schwellenwerts.

Die Zeitliche Entwicklung der mittleren Amplitude A_{τ^0} ist in Abbildung 6.16 dargestellt. In erster Näherung erwartet man ein ähnliches Verhalten zwischen mittlerer Amplitude und Fläche des Rossbywellenzugs. Ein Vergleich der Abbildungen 6.15 und 6.16 zeigt zwischen den beiden Eigenschaften einige qualitative Gemeinsamkeiten, wie die Zunahme am Anfang, den anschließenden Abfall sowie die starke Abnahme zum Ende der Lebenszeit. Allerdings weist die mittlere Amplitude gegen Ende der Lebenszeit des Rossbywellenzugs in Abbildung 6.16 ein zweites klares Maximum auf, was im zeitlichen Verlauf der Fläche nicht erkennbar ist (Abbildung 6.15).

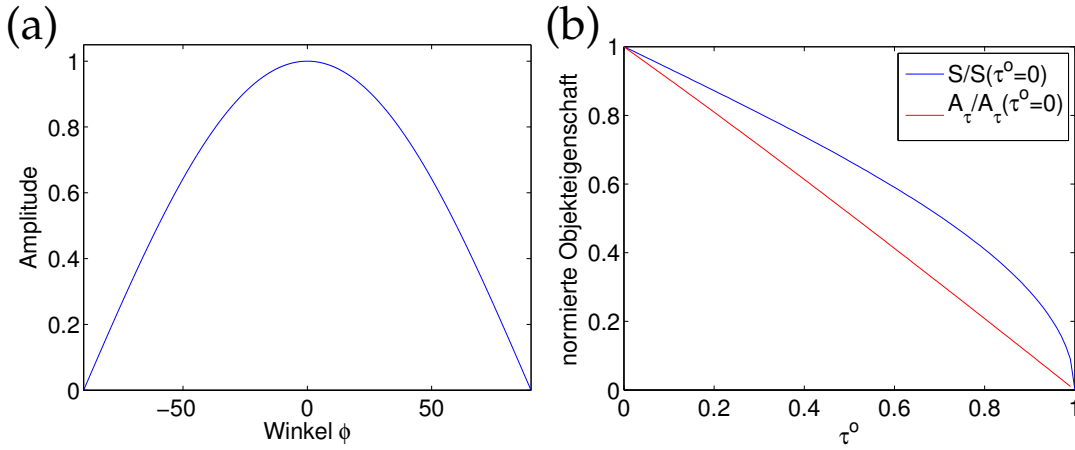


Abbildung 6.17: Darstellung des unterschiedlichen Verhaltens von Fläche und mittlerer Amplitude im Fall einer einfachen Kosinus-Funktion. In Abbildung (a) ist die Testfunktion aus Gleichung (6.5) dargestellt. In Abbildung (b) sind die zugehörige berechnete normierte Fläche und normierte mittlere Amplitude in Abhängigkeit des Schwellenwerts τ^o dargestellt. Die Normierung erfolgt über den jeweiligen Wert bei $\tau^o = 0$.

Das Verhalten zwischen der Fläche und der mittleren Amplitude ist komplizierter als zu erwarten war. In einigen Untersuchungen hat dies zu Interpretationsschwierigkeiten geführt. Um das unterschiedliche Verhalten zwischen Fläche und mittlerer Amplitude zu veranschaulichen habe ich deshalb Testfunktionen definiert, anhand derer das Verhalten der beiden Größen veranschaulicht werden kann. Bei der ersten Testfunktion

$$\Psi(\varphi) = \cos(\varphi \aleph), \quad \varphi \in [-90^\circ, 90^\circ] \quad (6.5)$$

handelt es sich um eine einfache Kosinus-Funktion. In Abbildung 6.17 sind die berechnete Fläche und mittlere Amplitude als Funktion des Schwellenwerts τ^o dargestellt. Die beiden Eigenschaften wurden zusätzlich über ihren Wert bei $\tau^o = 0$ normiert. In der Abbildung ist zu erkennen, dass sowohl S als auch A_{τ^o} bei Anhebung des Schwellenwerts kontinuierlich abnehmen. Je geringer die Steigung der Testfunktion desto schneller nimmt die Fläche ab. Bei $\tau^o \geq 1$ liegt die komplette Testfunktion unter dem Schwellenwert, demnach müssen beide Eigenschaften ab diesem Schwellenwert den Wert Null aufweisen.

Deutliche Unterschiede zwischen S und A_{τ^o} treten bei komplizierteren Testfunktionen mit plateauähnlichen Bereichen auf. Dabei handelt es sich um Bereiche, bei denen die Steigung der Testfunktion Werte nahe Null erreicht. Die Testfunktion

$$\Psi(\varphi) = \left(\cos((2\varphi + 45^\circ) \aleph)^2 + 1 \right) \cos(\varphi \aleph), \quad \varphi \in [-90^\circ, 90^\circ] \quad (6.6)$$

realisiert diese Plateaueigenschaft und stellt einen nicht untypisch strukturierten Rossbywellenzug dar. Die Testfunktion mit der berechneten Fläche und mittlere Amplitude als Funktion des Schwellenwerts ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Darin erkennt man deutlich das unterschiedliche Verhalten von S und A_{τ^o} in den Plateaubereichen (durch die schwarzen gestrichpunkteten Linien angegeben). In diesen Bereichen nimmt die Fläche bei Anhebung des Schwellenwerts stark ab während die mittlere Amplitude wieder zunimmt. Die Zunahme in der mittleren Amplitude kommt daher, dass große Flächenbereiche mit sehr geringen Amplitudenwerten bei weiterer Anhebung des Schwellenwerts nicht weiter berücksichtigt werden.

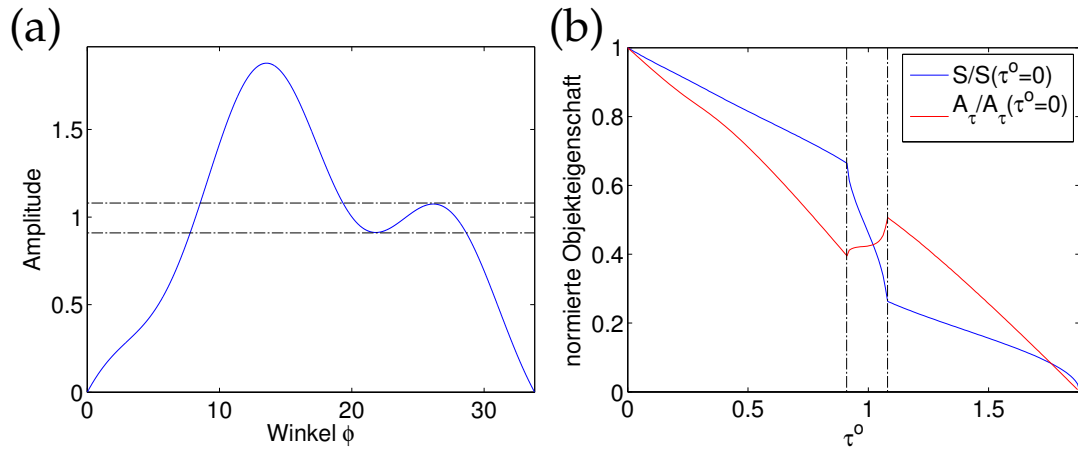


Abbildung 6.18: Darstellung des unterschiedlichen Verhaltens von Fläche und mittlerer Amplitude im Fall einer komplexen Testfunktion mit zwei Sattelpunkten. In Abbildung (a) ist die Testfunktion aus Gleichung (6.6) dargestellt. In Abbildung (b) sind die zugehörige berechnete normierte Fläche und normierte mittlere Amplitude in Abhängigkeit des Schwellenwerts τ^0 dargestellt. Die Normierung erfolgt über den jeweiligen Wert bei $\tau^0 = 0$.

Die Kurvenverläufe der beiden Eigenschaften (S und A_{τ^0}) in Abbildung 6.18 (b) werden nicht gewertet, denn keiner der beiden Kurvenverläufe ist an sich besser oder schlechter. Vielmehr können aus der gleichzeitigen Betrachtung beider Größen zusätzliche Erkenntnisse gewonnen werden. Wenn man zum Beispiel in Abbildung 6.18 (b) den Kurvenverlauf von rechts (hohes τ^0) nach links (niedriges τ^0) folgt, so könnte dies ebenso der Entwicklung eines sich verstärkenden Rossbywellenzugs bei konstantem Schwellenwert entsprechen (der Abbildung 6.18 (a) von oben nach unten folgend). Zunächst nimmt der Wellenzug an Stärke und Fläche zu, dann setzt verstärkt die stromabwärtsgerichtete Entwicklung ein und neue Wellenzugbereiche entstehen (im Bereich zwischen den beiden vertikalen Linien in Abbildung 6.18 (b) und der horizontalen Linien in Abbildung 6.18 (a)). Die Fläche nimmt deshalb dann stark zu, während die mittlere Amplitude A_{τ^0} in Sättigung übergeht oder wie in der Abbildung zu erkennen sogar wieder abnimmt. Vorteilhaft an der Flächenentwicklung kann für manche Betrachtungen der monotone Verlauf angesehen werden, bei dem ein sich verstärkender Wellenzug generell auch durchgehend durch zunehmende Werte in der Fläche charakterisiert ist. Vorteilhaft an der Entwicklung der mittleren Amplitude A_{τ^0} , im Vergleich zur Fläche S , kann die geringere Sensitivität vom genauen Entwicklungszustand des Wellenzugs angesehen werden. Wenn, wie im Fall der Testfunktion in Abbildung 6.18, eine stromabwärtsgerichtete Entwicklung einsetzt, kann es zu sprunghaften Änderungen in der Fläche S kommen, während die mittlere Amplitude A_{τ^0} ein gedämpfteres Verhalten aufweist. Noch extremer zeigt sich dieses unterschiedliche Verhalten zwischen S und A_{τ^0} bei auseinanderbrechenden oder verschmelzenden Wellenzügen.

6.4.4 Konturstruktur KS

Die Konturstruktur wird nicht als Eigenschaft entlang der Trajektorien abgespeichert, da sie sich aus der Fläche S und der Länge der Konturlinie des oberen Schwellenwerts τ^0 (L) berechnen lässt. Abgespeichert wird demnach die Konturlänge L . Mit der Konturstruktur soll ein Maß zur Wahrscheinlichkeit für das Einsetzen von

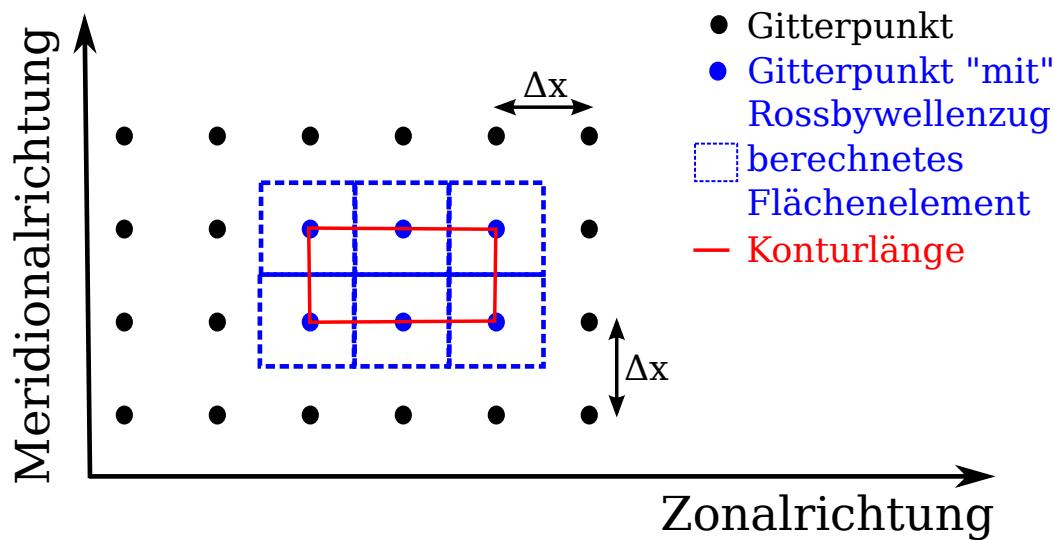


Abbildung 6.19: Erklärung für das Zustandekommen von negativen Werten in KS. Die schematische Skizze zeigt ein, der Einfachheit halber, kartesisches Koordinatensystem mit äquidistantem Gitterpunktabstand Δx . Die blauen Gitterpunkte markieren den Bereich, in den das Einhüllendenfeld den vorgegebenen Schwellenwert überschreitet. Die Fläche berechnet sich über die den Gitterpunkten zugeordneten Flächenelemente (blaue Quadrate) zu $S = 6 \Delta x^2$. Die Konturlänge beträgt $L = 6 \Delta x$. Damit ergibt sich für die Konturstruktur $KS = 3/(2\pi) - 1 \approx -0.52$.

Wellenbrechen angezeigt werden. Dafür ist die Konturlänge L jedoch nur bedingt von Nutzen. Aus diesem Grund führe ich hier die neue Größe KS ein.

Die Konturstruktur KS gibt eine Auskunft darüber, wie stark sich die Fläche des Rossbywellenzugs von der Fläche eines Kreises mit einem Kreisumfang gleich der Länge der Begrenzungslinie der Rossbywellenzug-Objekte unterscheidet. Die Idee dahinter ist, dass Rossbywellenzüge mit komplexen Strukturen in der Begrenzungslinie eher zum Auseinanderbrechen tendieren als kompakte Rossbywellenzüge. Kompakt bedeutet, dass die Masse des Rossbywellenzugs (das Einhüllendenfeld oberhalb des Schwellenwerts τ^0) dicht um den Massenschwerpunkt des Rossbywellenzugs konzentriert ist. Das kompakteste vorstellbare Objekt ist der Kreis. Bei einem solchen Objekt erwartet man kein Auseinanderbrechen des RWZ. Im Fall weit entfernter Massenzentren oder im Fall einzelner separierter Gebiete oberhalb des Schwellenwerts τ^0 im Suchbereich des Rossbywellenzugs erscheint ein Auseinanderbrechen wahrscheinlicher. Dies sollte durch die Konturstruktur KS angezeigt werden. Die kompakteste mögliche Fläche des Rossbywellenzugs mit der Begrenzungslinie L kann über eine Kreisfläche mit Radius r unter Ausnutzung der Formel des Kreisumfangs ($L = 2 r \pi$) mittels

$$S_{\text{Kreis}} = r^2 \pi = \frac{L^2}{4\pi}$$

berechnet werden. Die Konturstruktur KS definieren wir als

$$KS = \frac{S_{\text{Kreis}}}{S} - 1 = \frac{L^2}{4\pi S} - 1. \quad (6.7)$$

Durch die Subtraktion von -1 wird der kleinstmöglichen Konturstruktur der Wert Null zugeordnet. Tatsächlich treten bei sehr kleinen Rossbywellenzügen Konturstrukturwerte mit negativen Werten bis etwa -0.5 auf. Dies ist durch die einfache

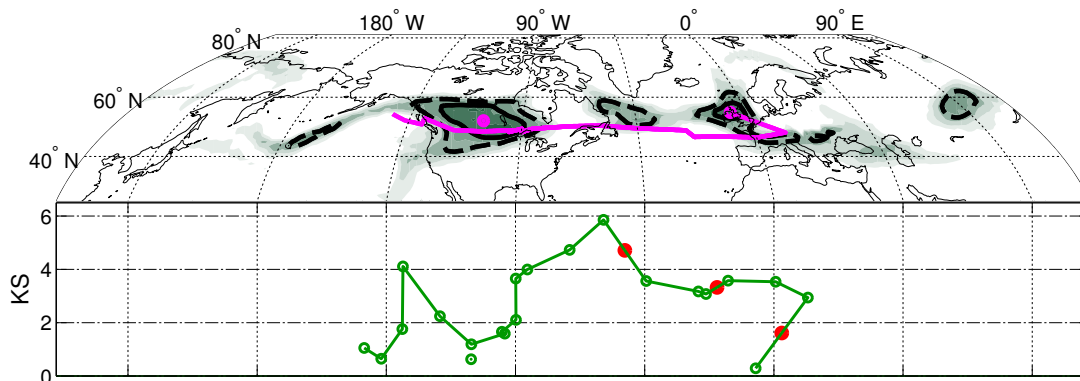


Abbildung 6.20: Entwicklung der Konturstruktur des Elbeflut-Rossbywellenzugs entlang von dessen Trajektorie. Beschreibung wie in Abbildung 6.15, mit der Ausnahme, dass hier anstelle der Fläche die Konturstruktur der Rossbywellenzug-Objekte (in Grün) dargestellt ist. Die roten Punkte markieren zusätzlich die ungefähren Zeitpunkte, bei denen es zu einem Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs gekommen ist.

numerische Umsetzung der berechneten Konturlänge L und Fläche S möglich. Während bei der Fläche jedem Gitterpunkt ein Flächenelement zugeordnet wird, berechnet sich die Konturlänge über den Abstand der Gitterpunkte. In der schematischen Skizze in Abbildung 6.19 wird erklärt, wie es zu einem negativen Wert in KS kommen kann.

Durch die Konturstruktur wird allerdings nur die erhöhte Wahrscheinlichkeit angezeigt, dass die über die Schwellenwerte definierten Rossbywellenzüge auseinanderbrechen, nicht notwendigerweise tatsächliches Wellenbrechen. Dies soll explizit hier einmal erwähnt werden, da ich die Konturstruktur im Folgenden dazu verwenden werde, brechende Rossbywellenzüge zu identifizieren und zu untersuchen. Viele auseinanderbrechende Rossbywellenzüge sollten auch tatsächlich brechende Rossbywellenzüge anzeigen, aber das muss nicht für alle auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge gelten. Darüber hinaus sind nicht alle brechenden Rossbywellenzüge gleichzeitig auseinanderbrechende Rossbywellenzüge. Aus Zeitgründen habe ich nicht mehr den Zusammenhang zwischen auseinanderbrechenden und brechenden Rossbywellenzügen untersuchen können. Um dies zu tun, hätte man meine Daten von auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen mit den Ergebnissen eines Erkennungsalgorithmusses von Wellenbrechen vergleichen können (Schneidererit und Peters, 2015).

Für den Elbeflut-Rossbywellenzug ist die Konturstruktur in Abbildung 6.20 dargestellt. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass der Elbeflut-Rossbywellenzug durch sehr hohe Werte in der Konturstruktur gekennzeichnet ist. Generell weisen relativ ungestörte propagierende Rossbywellenzüge niedrigere Werte von KS zwischen 0 und ungefähr 2 auf. Ab dem 08.08.2002 12 UTC (zu diesem Zeitpunkt liegt der Rossbywellenzug-Schwerpunkt bei 90°W) weist der Rossbywellenzug Konturstrukturwerte oberhalb von 3 bis zu 6 auf. Wie bereits erwähnt, kommt es im Verlauf des Elbeflut-Rossbywellenzugs zu zweimaligen Auseinanderbrechen mit Wiederverschmelzen und zum Ende hin zu einem weiteren Auseinanderbrechen ohne Wiederverschmelzen. Die ungefähren Zeitpunkte, in denen der Rossbywellenzug auseinanderbricht sind in Abbildung 6.20 mit roten Punkten markiert. Das tatsächliche Auseinanderbrechen muss in der Zeitspanne zwischen den an den roten Punkten angrenzenden beiden grünen Punkten im Verlauf der Trajektorie im unteren Abbil-

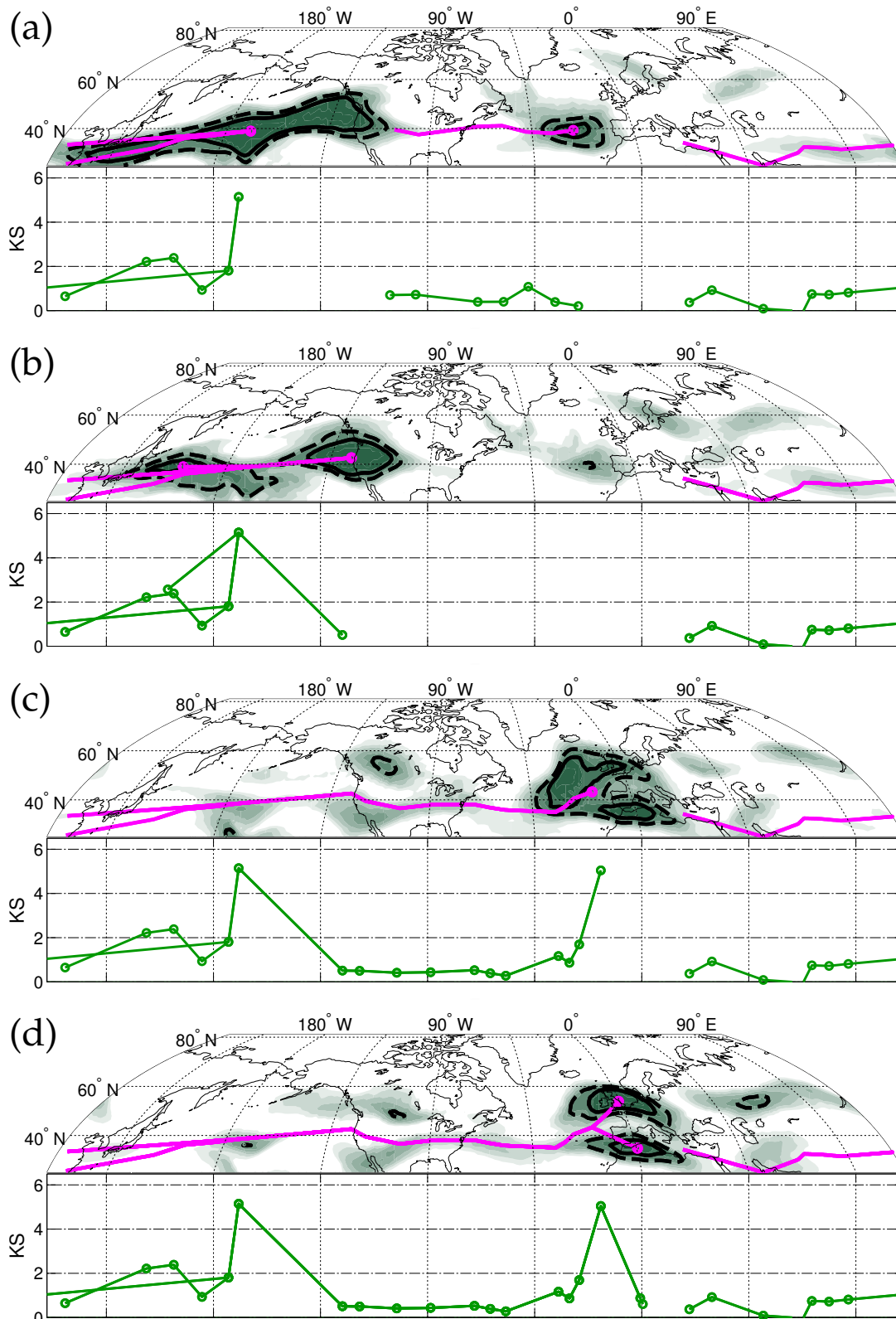


Abbildung 6.21: Darstellung der Konturstruktur im Fall eines zweimalig auseinanderbrechenden Wellenzug für die Zeitpunkte direkt vor und direkt nach dem Ereignis des Auseinanderbrechens. Beschreibung wie in Abbildung 6.15, hier ist jedoch anstelle der Fläche die Konturstruktur KS (grüne Linien) aufgetragen. Dargestellt sind die Zeitpunkte am 13.12.1987 00 UTC (Abbildung (a)), 13.12.1987 12 UTC (Abbildung (b)), 18.12.1987 12 UTC (Abbildung (c)) und 19.12.1987 00 UTC (Abbildung (d))

derungsteil stattgefunden haben. Die in der Abbildung 6.20 dargestellten Ergebnisse sind mit der Aussage konsistent, dass hohe Konturstrukturwerte mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit des Auseinanderbrechens des Rossbywellenzugs zusammenhängen.

Um die Funktionsweise der Konturstruktureigenschaft besser zu veranschaulichen habe ich in Abbildung 6.21 einen Beispielfall eines langlebigen Rossbywellenzugs ausgesucht, in dessen Lebenszeit zweimaliges Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs ohne Wiederverschmelzung stattfand. In Abbildung 6.21 (a) und (c) sind jeweils die Zeitpunkte direkt vor dem Auseinanderbrechen dargestellt, in Abbildung 6.21 (b) und (d) die Zeitpunkte direkt nach dem Auseinanderbrechen. Die zu den Rossbywellenzug-Objekten in Abbildung 6.21 (a) (über dem Pazifik) und (c) (über Europa) beitragenden Gitterpunkte sind nicht kompakt um deren Schwerpunkte herum konzentriert, sondern teils weit von diesen entfernt. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit des Auseinanderbrechens des Rossbywellenzugs. Es ist zu erkennen, dass in diesen Fällen die Konturstruktur KS sehr hohe Werte aufweist. Nach dem Auseinanderbrechen sind die beitragenden Gitterpunkte der Rossbywellenzug-Objekte wieder um den Schwerpunkt des Rossbywellenzugs konzentriert und die Konturstruktur KS fällt auf sehr niedrige Werte zurück, was andeutet, dass zunächst kein weiteres Wellenbrechen zu erwarten ist.

6.4.5 Maßzahl des Wellenleiters WL

Das Hintergrundfeld ist von großer Relevanz für den Rossbywellenzug. Starke Strahlströme (Wellenleiter) sind günstig für Wellenausbreitung, während in den Strahlstrombereichen diffluenten Ausströmens eher zu erwarten ist, dass die Rossbywellenzüge gedämpft oder in den Hintergrund absorbiert werden (Grazzini und Vitart, 2015). Außerdem bestimmt der Wellenleiter auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit (siehe Gleichung (1.4)), was wiederum Auswirkungen auf die verschiedenen Eigenschaftsentwicklungen der Rossbywellenzüge haben könnte. Aus diesem Grund habe ich es als sinnvoll erachtet, die Information des Wellenleiters als Eigenschaft des Rossbywellenzugs entlang von dessen Trajektorie abzuspeichern. Als erste simple Realisierung des Wellenleiters habe ich den meridionalen Gradienten im Hintergrundgeopotentialfeld verwendet. Ich habe bewusst den meridionalen Gradienten benutzt (nicht den horizontalen), da starke Blockadesituationen eine ungünstige Bedingung zur Ausbreitung von Rossbywellenzügen darstellen und diese durch einen besonders schwachen meridionalen, aber dafür stärkeren zonalen Gradienten gekennzeichnet sind. Als Maß des Wellenleiters benutze ich den mittleren Wert des meridionalen Gradienten des Hintergrundgeopotentialfeldes ($\partial\Phi_{bg}/\partial\varphi$) im Bereich des Rossbywellenzugs

$$WL = w_{WL} \sum_{j=1}^{n_j} \frac{1}{a} \frac{\partial\Phi_{bg}(\lambda_j, \varphi_j)}{\partial\varphi} ,$$

wobei a wie gewohnt den Erdradius und

$$w_{WL} = -1 \times 10^{-3} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$$

eine willkürliche Normierungskonstante darstellt. Diese ist so gewählt, dass man für WL eine positiv definite Maßzahl im Größenbereich zwischen etwa 0 und 5 erhält. Angewandt auf den Elbeflut-Rossbywellenzug ergibt sich das in Abbildung 6.22

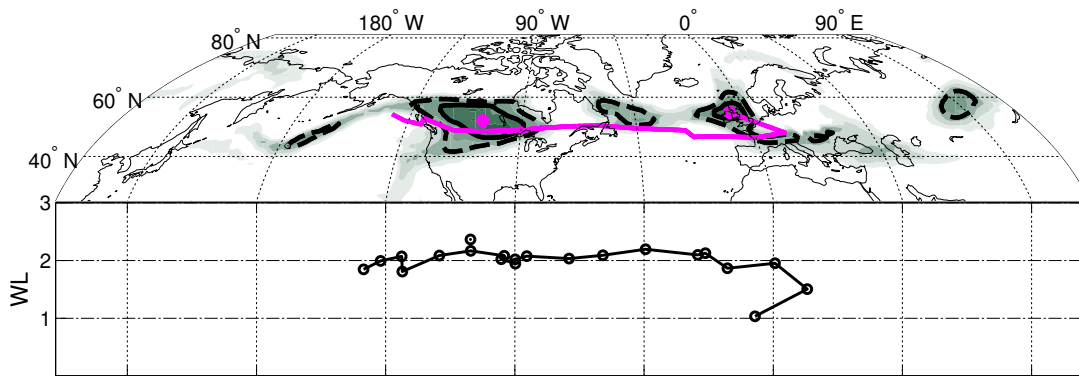


Abbildung 6.22: Entwicklung der Maßzahl für die Stärke des Wellenleiters des Elbeflut-Rossbywellenzugs entlang von dessen Trajektorie. Beschreibung wie in Abbildung 6.15, mit der Ausnahme, dass hier anstelle der Fläche die Maßzahl für die Stärke des Wellenleiters in Schwarz dargestellt ist.

dargestellte Ergebnis. Die Maßzahl des Wellenleiters zeigt bis gegen Ende der Rossbywellenzug-Lebenszeit einen Wert um zwei an. Erst zum Ende der Rossbywellenzug-Lebenszeit befindet sich der Rossbywellenzug in einen Bereich mit geringem Gradienten des Hintergrundeopotentials. Dies ist durch einen geringen Wert in der Wellenleitermaßzahl WL gekennzeichnet. Wie zu erwarten folgt dem geringen Wert in der Wellenleitermaßzahl WL ein baldiger Zerfall des Rossbywellenzugs.

Eine weitere Motivation zu dieser Maßzahl soll mit dem Hovmöllerdiagramm in Abbildung 6.23 vom Winterzeitraum 2011/2012 gegeben werden. Darin sind durch die weißen und magenta Trajektorienabschnitte, die kräftigen Hintergrundgradienten im Bereich des Westpazifiks zu erkennen. Dieser Bereich stellt in der angegebenen Abbildung eine Entstehungsregion zahlreicher Rossbywellenzug-Trajektorien dar. Die Wellenleitermaßzahl WL nimmt nach Europa deutlich ab und weist zum Ende der Rossbywellenzug-Lebenszeiten im Allgemeinen geringere Werte auf. Die Wellenleitermaßzahl WL scheint eine relevante Größe für die Charakterisierung des Lebenszyklus des Rossbywellenzugs zu sein. Auf die Bedeutung dieser Größe gehe ich im Detail in Abschnitt 7.2 ein.

6.4.6 Datum mit Information zur Abspaltung von Rossbywellenzug-Anteilen

Das Datum ist eine selbsterklärende Eigenschaft des Rossbywellenzugs. Zu jedem Zeitpunkt wird das zugehörige Datum in den Trajektorien mit abgespeichert. Die Abspaltungsinformation wird über das Vorzeichen des Datums geregelt. Eine Abspaltung wird als Ereignis definiert, bei dem der Rossbywellenzug in zwei oder mehr Rossbywellenzüge zerfällt. Der Rossbywellenzug mit der größten Fläche wird als durchgehender Rossbywellenzug identifiziert bei dem keine Abspaltung stattfindet. Alle anderen Rossbywellenzug-Anteile mit kleineren Flächen werden als Rossbywellenzüge identifiziert, die sich vom Hauptwellenzug abgespalten haben. Sobald eine Abspaltung vom Rossbywellenzug erfolgt, wird die Datumsinformation in der gesamten Trajektorie des sich abspaltenden Rossbywellenzugs mit Minus eins multipliziert. Dadurch erkennt man jede Abspaltung des Rossbywellenzugs durch den Vorzeichenwechsel im Datum.

Eine äußerst interessante Frage ist, inwieweit die Fläche als Kriterium geeignet ist, zu entscheiden, welcher Rossbywellenzug nach einem Auseinanderbrechen einer

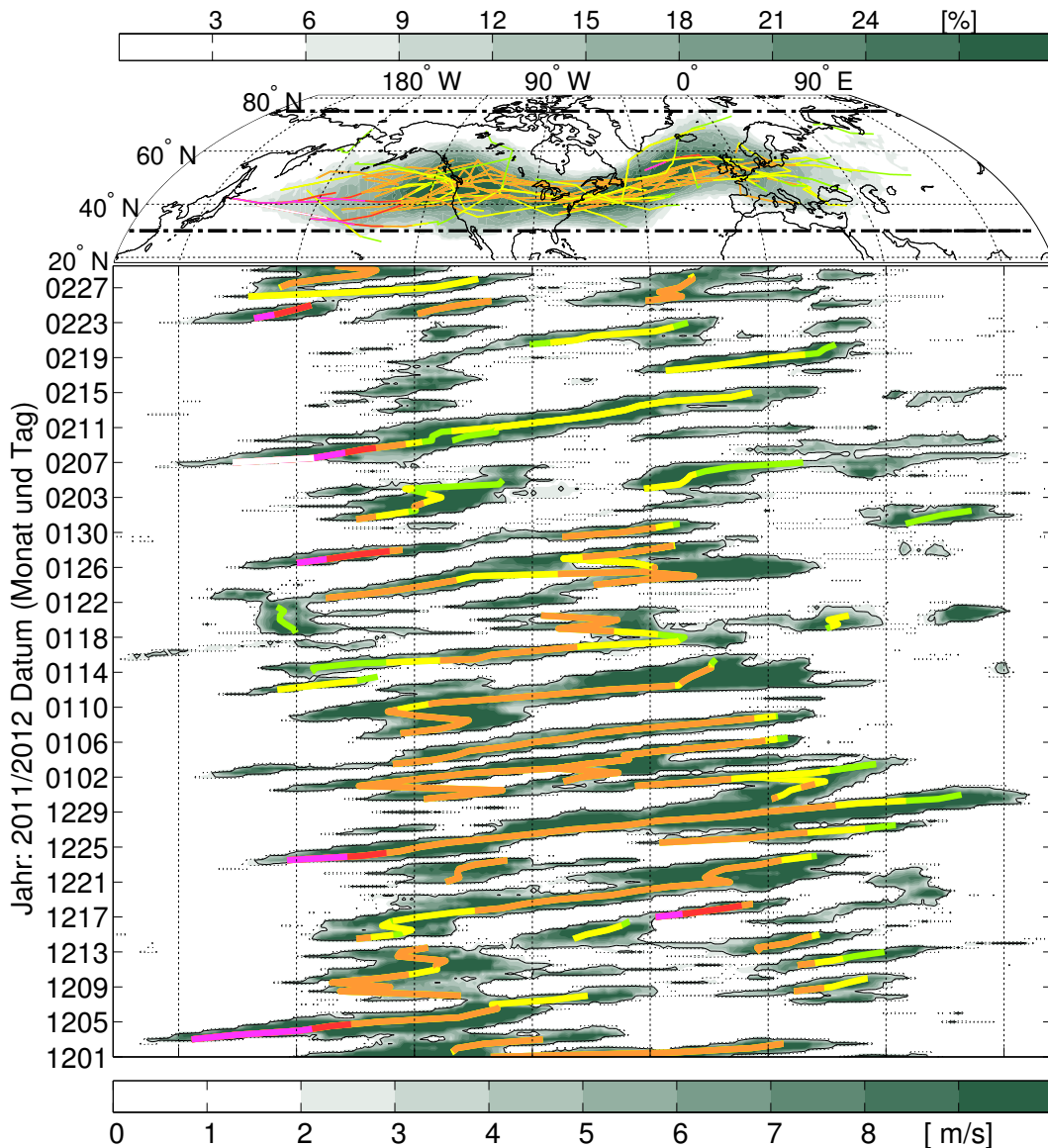


Abbildung 6.23: Hovmöllerdiagramm zur Darstellung der Wellenleitermaßzahl (im Bereich der Rossbywellenzüge) entlang der berechneten Trajektorien. Das Hovmöllerdiagramm wird durch eine Mittelung des Einhüllendenfeldes der Werte oberhalb des zeitlich variablen Schwellenwerts (untere Grenze) zwischen 30°N und 75°N erhalten (angegeben bei den schwarz gestrichelten Linien in der Breitengrad-Längengrad-Darstellung). Die schwarze Konturlinie im Hovmöllerdiagramm gibt das meridional gemittelte Einhüllendenfeld bei 3 m s^{-1} an. Die berechneten Trajektorien sind als bunte Linien eingefügt. Die Farben geben die Maßzahl des Wellenleiters WL im Bereich des Rossbywellenzugs zu den angegebenen Zeitpunkten an mit {grün;gelb;orange;rot;pink;weiß} für $WL \in \{\leq 2;]2, 2.6];]2.6, 3.2];]3.2, 3.8];]3.8, 4.4], > 5\}$. Es sind nur Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist für jeden Gitterpunkt die Auftrittswahrscheinlichkeit des Einhüllendenfeldes oberhalb des unteren Schwellenwerts dargestellt. Zusätzlich sind darin ebenfalls die Trajektorien mit der Farbinformation über deren Wellenleiter-Maßzahl WL eingetragen.

Trajektorie als die Haupttrajektorie fortgesetzt werden kann. Neben dem Flächenkriterium sind deutlich raffiniertere Kriterien denkbar, über die nach einem Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs die Hauptfortsetzung von diesem ausgewählt werden könnte. Prof. Changs Arbeitsgruppe in Stony Brook hat sich bereits intensiv mit alternativen Kriterien zur Identifikation der Hauptfortsetzung des Rossbywellenzugs nach einem Auseinanderbrechen beschäftigt. Neben dem beschriebenen Flächenkriterium haben sie auch den Rossbywellenzuganteil als Hauptfortsetzung verwendet, der nach der Abspaltung in der prognostizierten Zugbahn der Trajektorie liegt. Diese Trajektorie sollte dadurch, die aus dynamischer Sicht sinnvollste Fortsetzung des ursprünglichen Rossbywellenzugs, kennzeichnen. Allerdings scheint jedes der Kriterien sowohl mit Vorteilen als auch Nachteilen behaftet zu sein. Aus ihren Untersuchungen konnte demnach kein eindeutig vorteilhaftes Kriterium gefunden werden. Ich habe diesbezüglich keine Untersuchungen durchgeführt. Mein Vorschlag wäre, denjenigen Rossbywellenzug als Hauptfortsetzung zu wählen, welcher im Bereich des stärksten Wellenleiters liegt. Der Rossbywellenzug mit dem höchsten Wert in der Wellenleitermaßzahl WL hat die besten Bedingungen sich zu entwickeln und auszubreiten. Rossbywellenzüge, die nach einem Auseinanderbrechen in Regionen mit sehr schwachen Wellenleiterwerten liegen werden vermutlich sehr rasch verschwinden. Dies gilt auch für die Rossbywellenzüge, die nach einem Auseinanderbrechen sich im Fortsetzungsbereich der ursprünglichen Trajektorie befinden (dynamisches Auswahlkriterium) Aus diesem Grund würde ich das Auswahlkriterium nach der Wellenleitermaßzahl empfehlen. Diese Empfehlung basiert hauptsächlich auf theoretischen Überlegung und müsste deshalb vor einer tatsächlichen Anwendung als Kriterium getestet werden.

6.4.7 Überblick über die verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften

Mit den in diesem Abschnitt vorgestellten Eigenschaften erhält man einen guten Einblick in den Lebenszyklus des Elbeflut-Rossbywellenzugs. Zur besseren Veranschaulichung lassen sich bei geeigneter Normierung alle Größen gleichzeitig in einer Abbildung darstellen. Beispielhaft für den Elbeflut-Rossbywellenzug sind alle normierten Eigenschaften in Abbildung 6.24 (a) dargestellt. Der Verlauf der Eigenschaften des Elbeflut-Rossbywellenzugs in Abbildung 6.24 (a) ist wie für die Sommermonate typisch durch ein einigermaßen sprunghaftes Verhalten charakterisiert. Dies könnte durch den geringen Wert im Wellenleiter angedeutet werden, welcher die Bedingungen zur Wellenausbreitung angibt. Zudem könnte das gehäufte Auseinanderbrechen des Elbeflut-Rossbywellenzugs als Indiz für chaotische Verhältnisse und geringer Vorhersagbarkeit angesehen werden.

Als Vergleich dazu ist ein weiterer Rossbywellenzug aus dem Winter für hohe Werte im Wellenleiter dargestellt. In seiner Entstehungsregion im Westpazifik sind sehr hohe Werte im Wellenleiter mit bis zu $WL = 5$ zu erkennen. In diesem Bereich nimmt die Fläche und mittlere Amplitude des Rossbywellenzugs stark zu. Die Amplitude geht daraufhin bald in Sättigung über, während die Fläche weiter zunimmt. Die Konturstruktur weist bis in den Atlantikbereich sehr niedrige Werte auf. In den Zeitpunkten vor dem Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs nimmt die Konturstruktur stark zu, bis sie direkt vor dem Ereignis des Auseinanderbrechens den maximalen Wert von $KS = 8.7$ erreicht. Nach dem Auseinanderbrechen nimmt die Konturstruktur direkt wieder sehr geringe Werte an. Über Europa geht der Wert der Wellenleitermaßzahl stark zurück und mit diesem auch die anderen Eigenschaften,

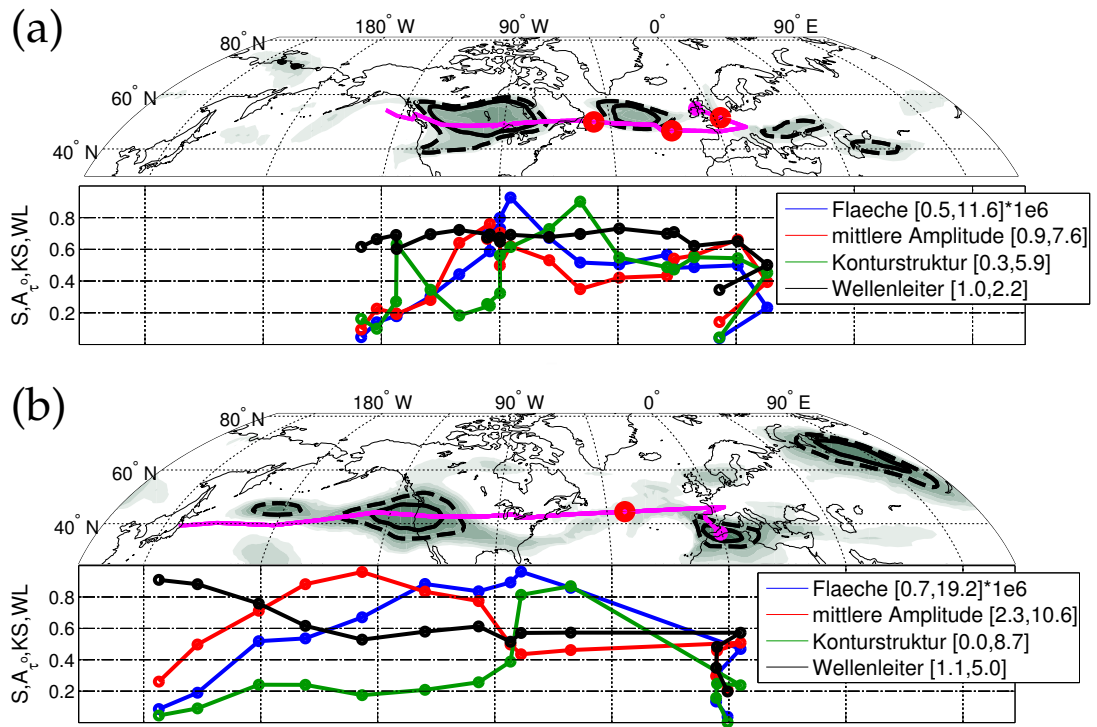


Abbildung 6.24: Übersicht über die Entwicklung der verschiedenen normierten Welleneigenschaften im Fall von zwei realen Beispiel-Wellenzügen. Momentaufnahme des Elbeflut-Rossbywellenzugs zum 13.08.2002 12 UTC (Abbildung (a) oben) und des Winter-Rossbywellenzugs zum 15.12.1993 00 UTC (Abbildung (b) oben). Magenta Linie gibt die Trajektorie der Rossbywellenzüge an, die Linien in den unteren Teilen der Abbildung geben die normierten Eigenschaften der Rossbywellenzüge an. Die maximalen und minimalen Werte der jeweiligen Eigenschaften sind in der eckigen Klammer in der Legende (Fläche in km^2 , mittlere Amplitude in m s^{-1}). Die einzelnen Zeitpunkte im Abstand von jeweils 12 Stunden sind als Punkte entlang der Eigenschaftstrajektorien dargestellt. Die roten Punkte markieren zusätzlich die ungefähren Zeitpunkten, bei denen es zu einem Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs gekommen ist.

bis der Rossbywellenzug schließlich über Europa verschwindet. Dieses Beispiel veranschaulicht die Zusammenhänge der verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften im Verlauf eines sich entwickelnden Rossbywellenzugs.

Teil IV

DYNAMIK VON ROSSBYWELLENZÜGEN

7

EIGENSCHAFTEN UND ZUGVERHALTEN VON ROSSBYWELLENZÜGEN

In diesem Kapitel erfolgt eine klimatologische Betrachtung der Rossbywellenzüge. Wie in der Einführung in Unterabschnitt 1.2.3 angegeben, wurden in den letzten Jahren bereits drei Rossbywellenzug-Klimatologien erstellt. Auf diese werde ich in Abschnitt 7.1 eingehen. Da sich die Methodiken zur Erstellung der Klimatologien teils stark unterscheiden, werde ich die verwendeten Methodiken kurz vorstellen und die grundlegenden Ergebnisse zusammenfassen. In Abschnitt 7.2 werde ich anschließend die Ergebnisse vorstellen, welche über das in dieser Arbeit verwendete Trajektorienprogramm bestimmt wurden.

7.1 ROSSBYWELLENZUG-KLIMATOLOGIEN IN DER LITERATUR

7.1.1 Bedeutung der Rossbywellenzug-Klimatologien

Seit Rossby (1939) das Konzept der Rossbywellen eingebracht hat, sind bereits mehrere Jahrzehnte vergangen und die Methoden zur Beschreibung dieser Wellen sind weiterentwickelt worden. Lineare oder schwach nichtlineare Theorien konnten sehr hilfreiche Einblicke in das grundlegende theoretische Konzept der Rossbywellenzüge liefern. Auch Fallstudien, die die gesamte nichtlineare Entwicklung von Rossbywellenzügen in der realen Atmosphäre berücksichtigten, konnten weiter das Verständnis über die relevanten Prozesse vertiefen. Dennoch fehlt weiterhin ein detailliertes Verständnis der allgemeinen Dynamik real auftretender Rossbywellenzüge. Darunter fallen Punkte wie die Frage nach den Hauptauslösemechanismen, den Zugbahnen, der Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen oder den Zerfallmechanismen der Rossbywellenzüge. Um diesbezüglich Fortschritte zu erzielen, bedarf es einer Klimatologie, die die grundlegende Dynamik von Rossbywellenzügen wiederzugeben vermag. Darüber hinaus besteht die Hoffnung, dass eine derartige klimatologische Untersuchung von Rossbywellenzügen, angewandt auf aktuelle numerische Wettervorhersagemodelle, Aufschluss darüber geben könnte, wie gut Rossbywellenzüge vorhergesagt werden. Beim WWRP/THORPEX HIW Workshop in Karlsruhe (März 2013) hat Edmund Chang eine objektive Klimatologie von Rossbywellenzügen als eine der Herausforderungen hervorgehoben, welche notwendig ist, um ein tiefergehendes Verständnis bezüglich der Dynamik von Rossbywellenzügen zu erhalten. Um auf spezielle Fragen einzugehen sind natürlich auch Kompositstudien äußerst hilfreich, wie sie zum Beispiel häufig zur Erklärung der großskaligen dynamischen Prozessen bei Extremwetterereignissen verwendet werden. Einige Beispiele diesbezüglich habe ich in Unterabschnitt 1.2.1 angegeben. Dabei wird jedoch häufig bereits eine bestimmte Klasse an Rossbywellenzügen mit bestimmten dynamischen Eigenschaften herausgegriffen. Dies kann zwar für das Verständnis dieser Klasse an Rossbywellenzügen oder der zugrundeliegenden Datenvorgabe des Komposits hilfreich sein, bietet aber kein allgemeines Bild der Rossbywellenzüge.

7.1.2 Bestehende Rossbywellenzug-Klimatologien

Zur Zeit sind mir drei Klimatologien von Rossbywellenzügen bekannt:

- Grazzini und Lucarini (2010)
- Glatt und Wirth (2014)
- Souders u. a. (2014)

Im Folgenden werde ich die methodischen Unterschiede der angegebenen Klimatologien vorstellen. Sowohl die grundlegenden Ergebnisse der Klimatologien als auch die in den Studien aufgeworfenen Fragen werden in den anschließenden beiden Unterabschnitten zusammengefasst.

Methodische Unterschiede in den Klimatologien

Für einen sinnvollen Vergleich von Klimatologien, basierend auf unterschiedlichen Methoden, müssen natürlich die Unterschiede in den Methoden berücksichtigt werden. Deshalb werde ich in diesem Unterabschnitt einen Überblick über die Methoden dieser Klimatologien geben. Wie bereits erwähnt wird zur Einhüllendenberechnung in Souders u. a. (2014) die Methode nach Zimin u. a. (2006) verwendet, während in Grazzini und Lucarini (2010) und Glatt und Wirth (2014) auf die Methode nach Zimin u. a. (2003) zurückgegriffen wird. Die verwendeten Wellenzahlfenster sind in Souders u. a. (2014) mit 3 – 11, in Grazzini und Lucarini (2010) mit 4 – 6 und in Glatt und Wirth (2014) mit 4 – 15 unterschiedlich gewählt. Während in Grazzini und Lucarini (2010) und Souders u. a. (2014) die Rossbywellenzüge als Objekte in den Längengrad-Breitengrad-Felder definiert und dann in der Zeit verfolgt werden, werden in Glatt und Wirth (2014) die Rossbywellenzüge als Objekte in Hovmöllerdiagrammen definiert und daraus ihre Eigenschaften berechnet.

Die Ergebnisse in Glatt und Wirth (2014) und Souders u. a. (2014) spiegeln größtenteils das wieder, was man aus vorhergehenden Untersuchungen und Fallstudien erwarten würde. In Grazzini und Lucarini (2010) hingegen weisen die Rossbywellenzüge relativ kurze Lebenszeiten und geringe zurückgelegte Distanzen auf. Diese Ergebnisse könnten durch die Beschränkung auf starke Rossbywellenzüge zustande kommen. Durch diese Beschränkung werden die Rossbywellenzüge in ihrer Entstehungsphase erst später identifiziert. Vorausgesetzt die Rossbywellenzüge nehmen nicht schlagartig in ihrer Größe und Stärke zum Ende hin ab, würde ihr Zerfall früher identifiziert werden. Dies könnte die stark verkürzte Lebenszeit der Rossbywellenzüge erklären. Zudem können identifizierte Rossbywellenzug-Objekte leichter auseinanderbrechen, wodurch ihre Zugbahn und Lebenszeit zusätzlich deutlich verkürzt erscheint. Die Beschränkung auf starke Rossbywellenzüge könnte meines Erachtens auf deren relativ einfach gehaltenen Algorithmus zur Trajektorienverfolgung zurückzuführen sein. Im Falle von starken Rossbywellenzügen könnte auch ein einfacher Algorithmus zur Verfolgung der Objekte ausreichen. Würde der Schwellenwert soweit herunter gesetzt werden, dass auch schwächere Rossbywellenzüge aufgegriffen werden, könnte es zu gehäuften Problemen bei Verschmelzungen und Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen kommen. Möglicherweise ist das ein Grund, warum der Schwerpunkt in Grazzini und Lucarini (2010) auf stärkere Rossbywellenzüge gelegt wurde.

Generell würde ich die Klimatologien, welche darauf basieren Rossbywellenzüge im Längengrad-Breitengrad-Raum zu verfolgen als informationswertvoller erachten.

Der Grund dafür liegt in der zusätzlichen Information über die meridionale Ausbreitungsrichtung der Rossbywellenzüge. Darüber hinaus sind Rossbywellenzüge, die zeitgleich am gleichen Längengrad in unterschiedlichen meridionalen Breiten liegen, über ein Hovmöllerdiagramm nicht zu unterscheiden. Solche Rossbywellenzüge würden demnach mittels Hovmöllerdiagramm als ein einziger Rossbywellenzug interpretiert werden, auch wenn es sich um zwei handelt, von denen der eine beispielsweise im Süden entsteht und der andere weiter im Norden bricht. Dadurch kann eine andere Interpretation über die Dynamik (Entstehungs- und Zerfallsprozess, Zugbahn, etc.) von Rossbywellenzügen in einer klimatologischen Betrachtung resultieren. Allerdings kann auch ein Vergleich zwischen den unterschiedlichen Ansätzen (Hovmöllerdiagramm- oder Längengrad-Breitengrad-basierend) Aufschlüsse über das Verhalten von Rossbywellenzügen geben.

Verschmelzungen und das Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen ist in der Hovmöllerdiagramm basierten Klimatologie von Glatt und Wirth (2014) nicht enthalten, könnte aber theoretisch aus den Hovmöllerdiagramm Daten noch zusätzlich extrahiert werden. Bei Nichtbeachtung dieser Ereignisse von Objektverschmelzungen und -auseinanderbrechen, könnte es zu Interpretationsschwierigkeiten kommen. Diese Problematik zeigt sich meines Erachtens bereits in der Berechnung der Gruppengeschwindigkeit. Grazzini und Lucarini (2010) und Souders u. a. (2014) präsentieren in ihren Klimatologien ähnliche Werte. In Glatt und Wirth (2014) wird erwähnt, dass eine Aussage über die Gruppengeschwindigkeit problematisch ist, da diese stark von der Art der Berechnung abhängig ist. Es werden zwei Möglichkeiten angegeben, diese zu berechnen: Bei einer Methode werden die zeitlichen und räumlichen Anfangs- und Endpunkte des Objekts in den Hovmöllerdiagrammen verwendet. Die Gruppengeschwindigkeit ergibt sich dabei über die Differenz von räumlichem Anfangs- und Endpunkt, dividiert durch die Lebenszeit des Rossbywellenzugs. Bei der zweiten möglichen Berechnungsart wird die Trägheitsachse des Objekts im Hovmöllerdiagramm berechnet. Im Falle von verschmelzenden und auseinanderbrechenden Objekten erwartet man deutliche Unterschiede in der berechneten Gruppengeschwindigkeit. Jedoch erbringt keine der Methoden beständig akurateren Ergebnisse. Aus diesem Grund wird in Glatt und Wirth (2014) auf eine Aussage über die beobachteten Gruppengeschwindigkeiten verzichtet. Es sei jedoch erwähnt, dass es auch bei den Längengrad-Breitengrad-basierten Rossbywellenzug-Trajektorienverfolgungs-Algorithmen zu Schwierigkeiten der Gruppengeschwindigkeitsbestimmung kommt.

Allgemeine Eigenschaften von Rossbywellenzügen

Alle genannten Klimatologien sind in der Lage grundlegende Aussagen, zum Beispiel über das Zugverhalten von Rossbywellenzügen, zu machen. Damit erhält man Informationen über die allgemeinen Rossbywellenzug-Ausbreitungsgebiete und die Entstehungs- und Endregionen von Rossbywellenzügen. In erster Näherung entspricht dies den bereits bekannten Regionen der Zyklonenzugbahnen.

Zudem können den Rossbywellenzügen Eigenschaften zugeschrieben werden und deren Zusammenhänge untereinander untersucht werden. Für einige Rossbywellenzug-Eigenschaften konnte ein in erster Näherung linearer Zusammenhang gefunden werden. Darunter zum Beispiel zwischen der Lebenszeit der Rossbywellenzüge und der zurückgelegten Distanz (Abbildung 7.1 (a)), der Lebenszeit und der maximalen Stärke des Rossbywellenzugs während seiner Lebenszeit wie auch der mittleren Stärke des Rossbywellenzugs und seiner horizontalen Ausdehnung. Die-

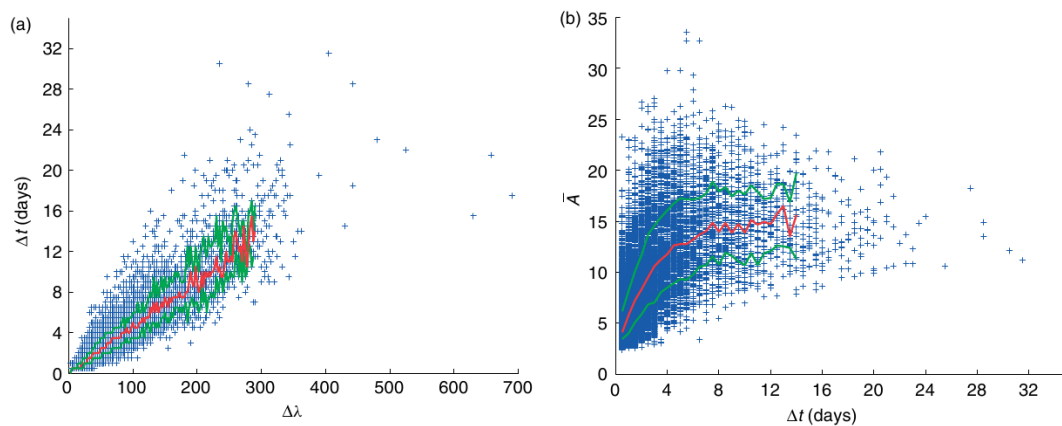


Abbildung 7.1: Darstellung von Zusammenhängen zwischen verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften. Abbildung 13 aus Glatt und Wirth (2014). In Abbildung (a) ist der Zusammenhang von zurückgelegter Rossbywellenzug-Distanz ($\Delta\lambda$) zur Lebenszeit des Rossbywellenzugs (Δt) dargestellt. In Abbildung (b) ist der Zusammenhang zwischen der Lebenszeit des Rossbywellenzugs (Δt) zur mittleren Amplitude (\bar{A}) zu sehen.

se linearen Zusammenhänge sind allerdings nicht sehr unerwartet, da diese Größen physikalisch in erster Ordnung voneinander abhängen müssen. Nur langlebige Rossbywellenzüge können große Distanzen zurücklegen. Rossbywellenzüge mit starker mittlerer Amplitude können auch nicht wirklich klein sein, weil die Methoden häufig keinen starken räumlichen Amplitudenabfall im Objekt ermöglichen. Auch wirken sich starke Amplituden auf die Umgebung aus (stromabwärtsgerichtete Entwicklung) und können abhängig von ihrer Stärke neue Störungen induzieren, welche den Rossbywellenzug an sich vergrößern. Der lineare Zusammenhang kann jedoch dazu genutzt werden die Funktionsweise der Methode zu verifizieren. Interessant ist jedoch die Stärke des linearen Zusammenhangs, da dieser zwar im Mittel zu erwarten ist, aber für Einzelfälle nicht zwangsläufig gelten muss. Darüber hinaus kann auch (oder vor allem) die Abweichung vom linearen Zusammenhang Aufschlüsse über die Dynamik von Rossbywellenzügen liefern. Zum Beispiel würde ich erwarten, dass über den Pazifik ziehende Rossbywellenzüge bei zonaler Hintergrundströmung eher diesen linearen Zusammenhängen gehorchen als Rossbywellenzüge in Regionen wo Wellenbrechen stattfindet. Aus diesem Grund könnten vielleicht gerade die Abweichungen vom linearen Zusammenhang interessante Einblicke in die ablaufenden Prozesse innerhalb des Lebenszyklusses eines Rossbywellenzugs liefern.

In Glatt und Wirth (2014) wurde nach einem anfänglichen linearen Zusammenhang (für kleine Lebenszeiten) eine Sättigung der mittleren Amplitude bei zunehmender Lebenszeit der Rossbywellenzüge beobachtet. Dies ist in Abbildung 7.1 (b) dargestellt. Auch hier ist klar, dass rein physikalisch die Amplituden nicht ununterbrochen anwachsen können, während eine solche Beschränkung für die Lebenszeiten nicht existiert. Die Sättigung haben die Autoren auf einsetzendes Wellenbrechen zurückgeführt. Beim Wellenbrechen handelt es sich jedoch um einen nichtlinearen Prozess, über dessen Auftreten und Zusammenhang zu anderen Rossbywellenzug-Eigenschaften relativ wenig bekannt ist. Existiert eine einfache, auf lineare Wellenentwicklung basierende Erklärung für die einsetzende Sättigung, so ist diese Erklärung den auf nichtlinearen Prozessen basierenden und nicht vollständig verstandenen Argumenten vorzuziehen. Ein möglicher Grund für die Sättigung in der

mittleren Amplitude könnte einfach in der stromabwärtsgerichteten Entwicklung eines Rossbywellenzugs liegen, was ebenfalls die mittlere Amplitude limitiert. Ein kräftig ausgebildeter Rossbywellenzug wird in seiner Entstehungsphase zunächst an Stärke und Fläche kontinuierlich zunehmen, was den anfänglichen linearen Zusammenhang plausibel macht. Erreicht der Rossbywellenzug aber nach einiger Zeit eine gewisse Mindestgröße und Stärke, so erwartet man, dass eine stromabwärtsgerichtete Entwicklung einsetzt. Bei dieser stromabwärtsgerichteten Entwicklung wird Aktivität der bereits entstandenen größeren Anomalien innerhalb des Rossbywellenzugs an den auf der stromabwärtsgerichteten Seite neu entstehenden Anomalien übertragen. Damit wird die maximale Intensität einzelner Anomalien begrenzt. Schon diese, auf linearer Theorie beruhende Annahme, würde zu einer Sättigung in der Amplitude bei weiter zunehmender Lebenszeit führen. Das Wellenbrechen hat sicherlich auch einen Einfluss auf die Amplitudenentwicklung, ist meiner Meinung nach jedoch nicht unbedingt notwendig.

Darüber hinaus konnten auch nicht triviale Zusammenhänge gefunden werden, wie zum Beispiel die Unabhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit von anderen Rossbywellenzug-Eigenschaften (Souders u. a., 2014). Hauptsächlich wird die Gruppengeschwindigkeit auf die Stärke der Hintergrundsströmung zurückgeführt. Anzeichen dafür sind die höheren Gruppengeschwindigkeiten im Winter, in denen der Strahlstrom besonders stark ist. Diese Erklärung erscheint plausibel, da nach Gleichung (1.4) die Gruppengeschwindigkeit für barotrope Rossbywellen bei konstanten Wellenzahlen hauptsächlich von der Hintergrundsströmung abhängig ist.

Neben stärkeren Jahr zu Jahr Schwankungen im Auftreten von Rossbywellenzügen konnte in den Klimatologien auch gezeigt werden, dass diese eine starke saisonale Abhängigkeit aufweisen. Auch die Entstehungs- und Zerfallsregionen weisen eine markante saisonale Abhängigkeit auf. So entstehen Rossbywellenzüge im Winter zum Beispiel deutlich weiter im Ostpazifik als dies im Herbst der Fall ist. Dies konnte in allen Klimatologien bestätigt werden. Diese Westverschiebung der Entstehungsregion im Herbst wurde auf die Bedeutung synoptischer Systeme im Westpazifik zurückgeführt. Damit könnten eventuell vor allem die umkehrenden tropischen Zyklonen mit außertropischer Umwandlung eine Rolle spielen, welche hauptsächlich im Herbst auftreten (Archambault, 2011). In Quinting und Jones (o.D.) konnte in einer Kompositstudie gezeigt werden, dass diese umkehrenden tropischen Zyklonen zu erhöhter Rossbywellenzug-Aktivität führen. Die erhöhte Rossbywellenzug-Aktivität tritt auf der stromabwärtsgerichteten Seite des Umkehrpunkts (Längengrad) der tropischen Zyklonen auf.

Aufgeworfene Fragen und Untersuchungen in den verschiedenen Klimatologien

Neben dem Nutzen einer Klimatologie bezüglich der Darstellung allgemeiner Eigenschaften von Rossbywellenzügen ist es jedoch auch sinnvoll, die zugrundeliegenden Prozesse herauszufinden. Auch dafür können die Klimatologien verwendet werden. So wird der Versuch hervorgehoben, die Hauptauslösemechanismen und Zerfallsprozesse von Rossbywellenzügen zu klären. Wirklich klar werden diese Punkte meiner Meinung nach jedoch nicht beantwortet. Es wird aber zum Beispiel auf die Bedeutung von diabatischen Prozessen im Westpazifik hingewiesen, welche zur Auslösung von Rossbywellenzügen führen können. Diese wiederum können im Nachlauf zu Extremniederschlägen in der Schweiz führen. Dies geht zwar auf eine Studie von Martius u. a. (2008) zurück, lässt sich aber durch die klimatologischen Ergebnisse der Rossbywellenzüge bekräftigen. Auch kann über die saisonale

Variation im Auftreten von Rossbywellenzügen ein Rückschluss auf die Bedeutung orographischer Effekte zur Auslösung oder zum Zerfall von Rossbywellenzügen gezogen werden. Variiert die Region der größten Häufigkeit für die Entstehung von Rossbywellenzügen im Jahresverlauf über einen breiten Längengradbereich, kann den orographischen Effekten bezüglich dieser Fragestellung eine untergeordnete Rolle zugeschrieben werden. Wäre die Orographie der direkte Hauptauslösemechanismus von Rossbywellenzügen, so würde man für alle Jahreszeiten das Maximum der Entstehungsregionen etwa am gleichen Ort vorfinden. Auf Grund der weiter oben beschriebenen saisonalen räumlichen Variation der Entstehungsregionen (vor allem im Pazifik), scheint die Orographie nur für die planetaren Wellen mit sehr kleinen Wellenzahlen ein möglicher dominanter Faktor zu sein.

Als Zerfallsprozess für Rossbywellenzüge wird vor allem das diffulente Ausströmen der Hintergrundsströmung in den östlichen Bereichen der Weltmeere angenommen. Der niedrige Hintergrundsgradient im Geopotential wird dann daraus folgernd auch als Begründung für die geringe Rossbywellenzug-Aktivität über Asien verwendet.

Auf die wichtige Frage zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen geht vor allem Glatt und Wirth (2014) ein. Die Autoren untersuchen darin die Vorlaufzeit im numerischen Wettervorhersagemodell GME für den speziellen Fall des Elbeflut-Rossbywellenzugs. Darin finden sie eine überraschend kurze Vorhersagezeit von 5 – 6 Tagen. Die Frage nach der Vorhersagbarkeit gilt es nun aber in einem klimatologischen Rahmen zu untersuchen. Der kurze Vorhersagezeitraum des Elbeflut-Rossbywellenzugs könnte vor allem auf ein kleinskaliges Sturmsystem aus den unteren troposphärischen Schichten zurückgehen, der den Rossbywellenzug modifiziert hat, was letztendlich zum Brechen des Rossbywellenzugs führte. Grazzini und Lucarini (2010) spricht von nicht näher spezifizierten empirischen Beweisen, die vermuten lassen, dass eine bessere Vorhersagequalität durch so langlebige Prozesse wie Rossbywellenzüge möglich ist.

Unsere Arbeitsgruppe (von Prof. V. Wirth) hat sich auf die Vorhersage von Rossbywellenzügen als Objekte fokussiert. Neben der erwähnten Veröffentlichung von Glatt und Wirth (2014) wurden mittlerweile auch in systematischerer Weise Vorhersagefehler von Rossbywellenzügen untersucht. Ich werde in Kapitel 9 darauf im Detail eingehen und die Problematik von üblicherweise verwendeter Fehlermaße bei Anwendung auf Rossbywellenzüge aufzeigen. Der Ansatz der objektbasierten Fehlermaße kann sehr hilfreich sein, um zunächst einmal das grundlegende Verständnis der Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen zu untersuchen. Die objektbasierten Fehlermaße können dann eventuell auch eine generelle Aussage über die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen in bestimmten Strömungsregimen geben.

Interessant finde ich die zusätzlichen Untersuchungen in Souders u. a. (2014) bezüglich der Verbindung zwischen Rossbywellenzügen und globalen Strukturindizes. Diese Indizes charakterisieren globale Strömungsregime. Durch die klimatologische Information, wie sich Rossbywellenzüge zu den verschiedenen Indizes verhalten, könnte man bereits vorzeitig wichtige Information über zu erwartende Rossbywellenzug-Zugbahnen oder Intensitäten erhalten. Dies könnte auch relevant für längerfristige Vorhersagen sein. In Souders u. a. (2014) wird allerdings erwähnt, dass sehr aktive oder sehr unaktive globale Rossbywellenzug-Phasen keine Korrelation mit den globalen Strukturindizes aufweisen. Das liegt jedoch daran, dass die Variabilität der Rossbywellenzüge vornehmlich räumlich durch die Strukturindizes dominiert wird. In Souders u. a. (2014) wird gezeigt, welchen Einfluss die wichtigsten Indizes

wie ENSO¹, AO² oder PNA³ auf die Verteilung von Rossbywellenzügen und deren Zugbahnen haben. Im Prinzip ist eine Trennung zwischen Rossbywellenzügen und den globalen Strukturindizes schwierig, da sie gegenseitig voneinander abhängen. Dennoch könnte deren Betrachtung sinnvoll sein und ich werde im folgenden Absatz explizit auf den möglichen Nutzen dieser Indizes eingehen. In Souders u. a. (2014) wird gezeigt, dass starke Änderungen im AO-Index mit Vorzeichenwechsel hauptsächlich durch das Einwirken von sehr intensiven Rossbywellenzügen hervorgerufen werden.

Ein Vergleich zwischen dem Verhalten von Rossbywellenzügen und den globalen Strukturindizes könnte sehr vielversprechend sein, um ein tiefergehendes Verständnis über die Dynamik von Rossbywellenzügen zu erhalten. Generell geben die Strukturindizes jedoch nur an, wie das aktuelle Strömungsregime und somit das Verhalten von Rossbywellenzügen beschrieben werden kann. Teilweise wird deshalb argumentiert, dass die Strukturindizes kein sinnvolles Maß darstellen, da sie nur ein Spiegelbild der Dynamik von Rossbywellenzügen sind. Wenn die Dynamik der Rossbywellenzüge die Strömungsregime selbst antreibt, könnten die globalen Strukturindizes nur dazu genutzt werden Klassen von Rossbywellenzügen für einzelne Regime zusammenzufassen. Aber vielleicht kann man doch noch einen Schritt weiter gehen und durch die Strukturindizes zusätzliche Aussagen über mögliche zukünftigen Rossbywellenzug-Entwicklungen geben oder auch Regimewechsel in der großräumigen Strömung durch das Einwirken von Rossbywellenzügen besser zu verstehen. Die globalen Strukturindizes könnten als Wahrscheinlichkeitsgrößen für bestimmte zukünftige Wellenentwicklungen interpretiert werden. Das starke Vorzeichenwechsel im AO-Index könnte darüber hinaus genutzt werden um Rückschlüsse über Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen und den Auslösemechanismen planetarer Wellen zu erhalten. Geht man nämlich von der Existenz extremer Rossbywellenzüge aus, so weiß man mit Hilfe der Klimatologie von Souders u. a. (2014), dass diese hauptsächlich im Westpazifik entstehen, anwachsen und bis in den Atlantikbereich weiterwandern und dort extreme Amplitudenwerte erreichen. Meiner Meinung nach kann der Wechsel des AO-Index von positiven zu negativen Werten, durch das Verhalten von Rossbywellenzügen mit einfachen konzeptionellen Überlegungen, erklärt werden. In der positiven AO-Phase ist der polare Vortex stärker ausgebildet und mit diesem generell die Stärke des Wellenleiters. Durch die höheren Druckgradienten in der Hintergrundströmung, sind die Bedingungen für starke

1 ENSO steht für „El Nino Southern Oscillation“. Dieser Index ist durch die äquatorialen Meeresoberflächentemperaturen im Zentral- und Ostpazifik definiert und schwankt zwischen anomal warmen Temperaturen (El Nino) und anomal kalten Temperaturen (La Nina). Diese tropischen Anomalien haben aber auch Auswirkungen auf die mittleren Breiten der Nordhemisphäre. La Nina sorgt für einen stärkeren pazifischen Strahlstrom und stärkeren Westwinden über den nördlichen Teil der USA mit daraus folgernden reduzierten Kaltluftvorstößen über Nordamerika und dem Westatlantik. Während El Nino ist der pazifische Strahlstrom schwächer und teilt sich über dem Ostpazifik in einen nördlichen und einen südlichen Ast auf. Dadurch wird der subtropische Strahlstrom über Nordamerika verstärkt. Referenz: <http://www.nc-climate.ncsu.edu/climate/patterns/ENSO.html>

2 AO steht für „Arctic Oscillation“. In der positiven Phase der AO ist der polare Vortex stärker ausgebildet. Durch die höheren Druckunterschiede kommt es zu einer stärkeren zonalen Westwindströmung. Die negative Phase ist hingegen durch höhere Druckwerte über der Polarregion gekennzeichnet. Dadurch wird die Westwindströmung abgeschwächt, was häufigere Kaltluftvorstöße nach Süden aus arktischen Regionen ermöglicht.

Referenz: <http://www.nc-climate.ncsu.edu/climate/patterns/NAO.html>

3 PNA steht für das „Pacific/North American“ Telekonnektionsmuster. Die positive PNA-Phase ist durch höhere Druckwerte über Westamerika und Westkanada gekennzeichnet wie auch niedrigeren Druckwerten über dem Osten der USA.

Referenz: <http://www.nc-climate.ncsu.edu/climate/patterns/PNA.html>

Wellenentwicklung gegeben, also ist in dieser Überlegung per Definition ein hoher positiver Wert im AO-Index notwendig. Diese Rossbywellenzüge ziehen wie in Souders u. a. (2014) beschrieben bis in den Atlantik. Durch ihre starke Ausbildung und den schlechten Ausbreitungsbedingungen über Europa beginnen diese sehr stark ausgebildeten Wellen zu brechen. Dabei wird eine große Menge an Wellenaktivität der Welle über Europa und Asien konvergieren, was die Grundströmung verlangsammt (Nakamura u. a., 1997). Diese Wechselwirkung mit der Grundströmung begünstigt die Ausbildung starker Blockadewetterlagen. Die Ausbildung eines starken Blockaderückens könnte seinerseits stromabwärts eine planetare Welle auslösen. Diese neuen Bedingungen entsprechen aber genau der negativen AO-Phase. Mit der Kenntnis über die notwendigen Bedingungen zur Ausbildung und zum Brechen solcher starken Rossbywellenzüge, könnte darüber ein Wechsel der AO-Phase zu negativen Werten hin prognostiziert werden. Durch den Zusammenhang von AO-Phase und Rossbywellenzügen könnte demnach aus der Entwicklung von Rossbywellenzügen Aussagen über die zukünftigen Bedingungen und Eigenschaften von Rossbywellenzügen getroffen werden. Die globalen Strukturindizes könnten so ein sehr hilfreiches Konzept zur allgemeinen Beschreibung und Entwicklung von Rossbywellenzug-Phasen darstellen.

Als letztes wurde in Souders u. a. (2014) auch noch der klimatologische Trend hinsichtlich der Zyklonenzugbahnen untersucht, was vor allem in Hinblick auf eine Diskussion bezüglich des Klimawandels von Interesse sein könnte. Dazu wurde keine Intensivierung der Amplituden von Rossbywellenzügen gefunden, dafür aber eine Nordverschiebung der Zyklonenzugbahn im Pazifik. Im Atlantik ist kein klarer Trend auszumachen. Gleichzeitig wird aber auch hervorgehoben, dass der untersuchte Zeitraum von knapp 30 Jahren zu kurz ist, um verlässliche Trends aufzeigen zu können.

7.2 ROSSBYWELLENZUG-KLIMATOLOGIE MITTELS DES TRAJEKTORIENPROGRAMMS

Im letzten Abschnitt habe ich die Ergebnisse der Rossbywellenzug-Klimatologien aus der Literatur zusammengefasst. In diesem Abschnitt werde ich die klimatologischen Ergebnisse des Trajektorienprogramms aus dieser Arbeit vorstellen. Die Hauptaufgabe bei diesen Untersuchungen besteht darin, aus den vielen Informationen die man nun zur Verfügung hat, solche herauszufinden, die einen hilfreichen Beitrag zum Verständnis der grundlegenden Dynamik von Rossbywellenzügen leisten können.

Wie ist das weitere Vorgehen? Zunächst werde ich in Unterabschnitt 7.2.1 die verschiedenen Abbildungsdarstellungen für die folgenden Unterabschnitte einführen und erklären. Dabei werde ich auch auf den Umgang mit den Rossbywellenzug-Trajektorien eingehen, was notwendig ist, da in der erzeugten Klimatologie (wie in Abschnitt 6.3 beschrieben) noch redundante Trajektorienabschnitte vorhanden sind. Eine Validierung des hier verwendeten Trajektorienprogramms und eine damit verbundene Verifikation der Ergebnisse der vorher genannten Klimatologien erfolgt in Unterabschnitt 7.2.2. Eine Verifikation könnte die Robustheit der Aussagen, unabhängig von der verwendeten Methode der unterschiedlichen Klimatologien, zeigen. Unterschiede in den verschiedenen Klimatologien können verwendet werden, um die Funktionsweise der Methode zur Erstellung der Klimatologie besser zu verste-

hen und eventuelle Probleme oder Unsicherheiten in den Ergebnissen anzuzeigen. Schon allein aus diesem Grund ist die Existenz von mehr als nur einer Klimatologie hilfreich. In Unterabschnitt 7.2.3 werde ich zusätzliche, in dieser Arbeit erzeugte Ergebnisse, präsentieren. Dabei soll auch im Speziellen auf die in Abschnitt 6.4 eingeführten Rossbywellenzug-Eigenschaften eingegangen werden. Zum Abschluss werde ich in Unterabschnitt 7.2.4 noch einmal auf die Bedeutung der globalen Strukturindizes eingehen.

7.2.1 Darstellungsmöglichkeiten und Behandlung der Rossbywellenzug-Trajektorien

In diesem Unterabschnitt werde ich den Umgang und die Darstellung der in der Klimatologie enthaltenen Daten vorstellen. Dabei werde ich im Folgenden auf die Darstellung der Start und Endpunkte der Trajektorien, den Zusammenhängen zwischen einzelnen Trajektorieneigenschaften und der Eigenschaftsdarstellung als Funktion der Lebenszeit der Rossbywellenzüge eingehen. Auf diese Form der Darstellungen und den dabei erklärten Einstellungen werde ich mich im weiteren Verlauf des Kapitels beziehen.

Start- und Endregionen der Rossbywellenzüge

Bei der Darstellung der Start- und Endregionen müssen zwei Auswahlentscheidungen getroffen werden. Zum einen muss entschieden werden, wie der Start- und Endpunkt definiert wird. In dem Trajektorienprogramm von Souders u. a. (2014) werden diese über den Schwerpunkt des Rossbywellenzugs definiert. Dabei geht meiner Meinung nach jedoch die Information über den Einflussbereich des Rossbywellenzugs teilweise verloren. Um dies zu verdeutlichen, kann folgendes Beispiel gegeben werden: Angenommen man registriert eine Rossbywellenzug-Trajektorie die im Atlantik endet. Dabei kann es sich um einen sehr kleinen Rossbywellenzug handeln, der im diffluenten Ausströmbereich des Strahlstroms an Stärke verloren hat. Alternativ könnte die endende Trajektorie durch einen sehr ausgedehnten brechenden Rossbywellenzug gegeben sein. Im ersten Fall kommt es zu keiner starken Auswirkung des Rossbywellenzugs auf Europa, im zweiten Fall kann jedoch die Strömung über Europa durch den Rossbywellenzug dominiert sein. Unabhängig davon können die Trajektorien der Schwerpunkte der beiden Rossbywellenzüge nahezu identisch sein. Um diesen Umstand zu berücksichtigen, wird in dieser Arbeit stets der östlichste Punkt des Rossbywellenzugs in seiner Zerfallsphase als Endpunkt angenommen sowie der westlichste Punkt des Rossbywellenzugs in seiner Entstehungsphase als Startpunkt. Die Zerfallsphase wird dabei als das letzte Viertel der zeitlichen Ausdehnung der Trajektorie definiert, die Entstehungsphase über das erste Viertel der zeitlichen Ausdehnung der Trajektorie.

Durch die Redundanz in den Daten kann es vorkommen, dass einzelne Start- oder Endpunkte mehrfach vorkommen. Zur Veranschaulichung, wie es zu dieser Redundanz kommt, ist eine Schemazeichnung in Abbildung 7.2 eingefügt. Identische Start- und Endpunkte, die gleichzeitig noch die identische mittlere Amplitude aufweisen, werden jeweils nur einmal berücksichtigt. Dadurch wird die Redundanz vollständig behoben. Diese Redundanzbehebung wird bei den mit β_{12} und α_{12} markierten Punkte in Abbildung 7.2 durchgeführt. Ein Startpunkt kann aber weiterhin mit zwei oder mehr Endpunkten in Verbindung stehen (wie im Fall der α -indizierten Trajektorien in Abbildung 7.2), ebenso wie ein Endpunkt zwei oder mehr Startpunkte als

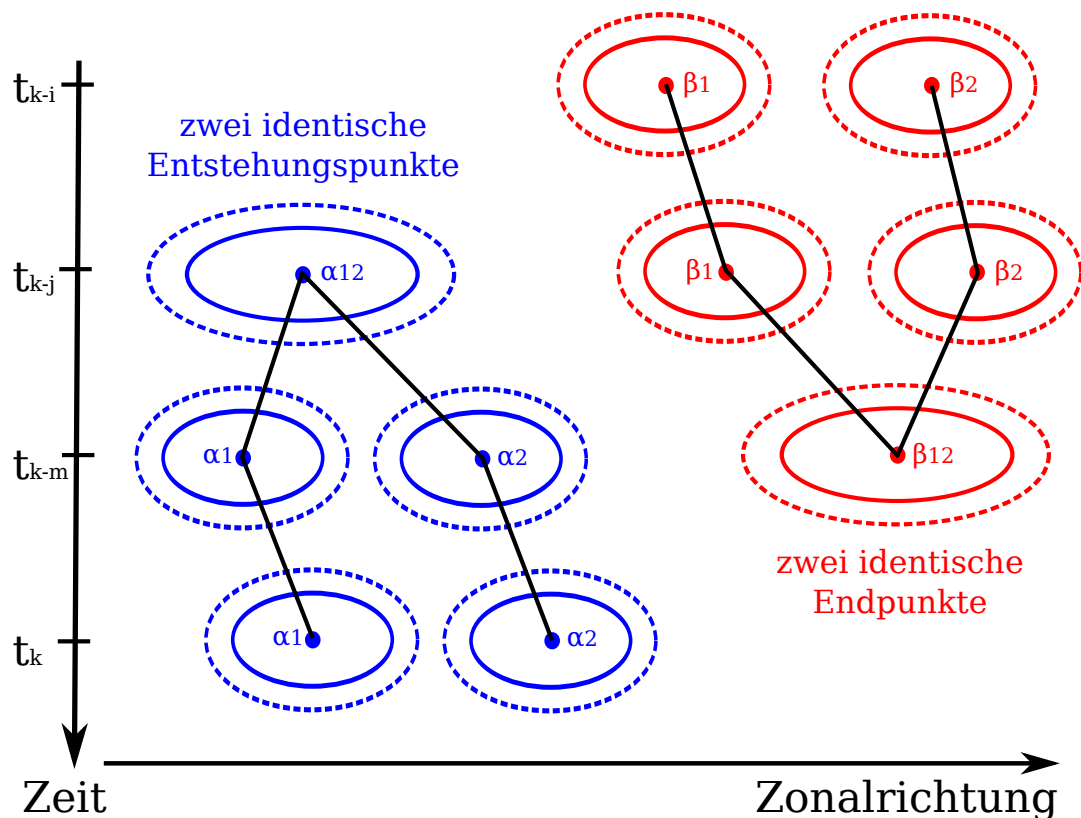


Abbildung 7.2: Schemazeichnung zur Darstellung der Redundanz in den Trajektorien. Schematische Darstellung von zwei möglichen Fällen von Rossbywellenzug-Entwicklungen, die zu einer Redundanz in den abgespeicherten Trajektorien führen. Bei den an der Zeitachse angegebenen Zeitpunkten wird davon ausgegangen, dass diese zeitlich so weit auseinanderliegen, dass keine rückwirkende Neuberechnung der Trajektorien erfolgt. Die Trajektorien mit dem Index α_1 und α_2 besitzen den identischen Ursprung, der in den Trajektoriendaten demnach zweimal abgespeichert wird. Die Trajektorien β_1 und β_2 besitzen hingegen denselben Endpunkt, der ebenfalls zweimal in den Trajektoriendaten abgespeichert wird.

Ursache haben kann (wie im Fall der β -indizierten Trajektorien in Abbildung 7.2). Zum Vergleich meiner Darstellungsform und der von Souders u. a. (2014) habe ich für den ERA-Interim-Zeitraum (01.03.1979 bis 28.02.2013) in Abbildung 7.3 (a) die Start- und Endpunkte mittels der Definition über die westlichen und östlichen Randpunkte und in Abbildung 7.3 (b) die Start- und Endpunkte mittels der Definition über den Schwerpunkt des Rossbywellenzugs dargestellt.

In Abbildung 7.3 erkennt man deutlich den Unterschied zwischen der Schwerpunktsdefinition und der Definition über die zonalen Randbereiche der Rossbywellenzüge. Unter Verwendung der zonalen Randbereiche (Abbildung (a)) sind die Einsetzregionen im Vergleich zu den Einsetzregionen unter Verwendung der Schwerpunkte (Abbildung (b)) weiter westlich gelegen, die Endregionen hingegen weiter östlich. Durch die Verwendung der zonalen Randbereiche erkennt man in Abbildung (a), deutlicher besser als in Abbildung (b), den bis weit nach Osten von Nordamerika reichenden Einflussbereich, der über dem Ostpazifik/Westen von Nordamerika endenden Rossbywellenzügen. Dieser Vergleich zeigt, dass selbst, die mit ihrem Schwerpunkt über dem Ostpazifik zerfallenden Rossbywellenzüge, noch einen großen Einfluss auf das Wetter im Mittleren Westen der USA haben. Die-

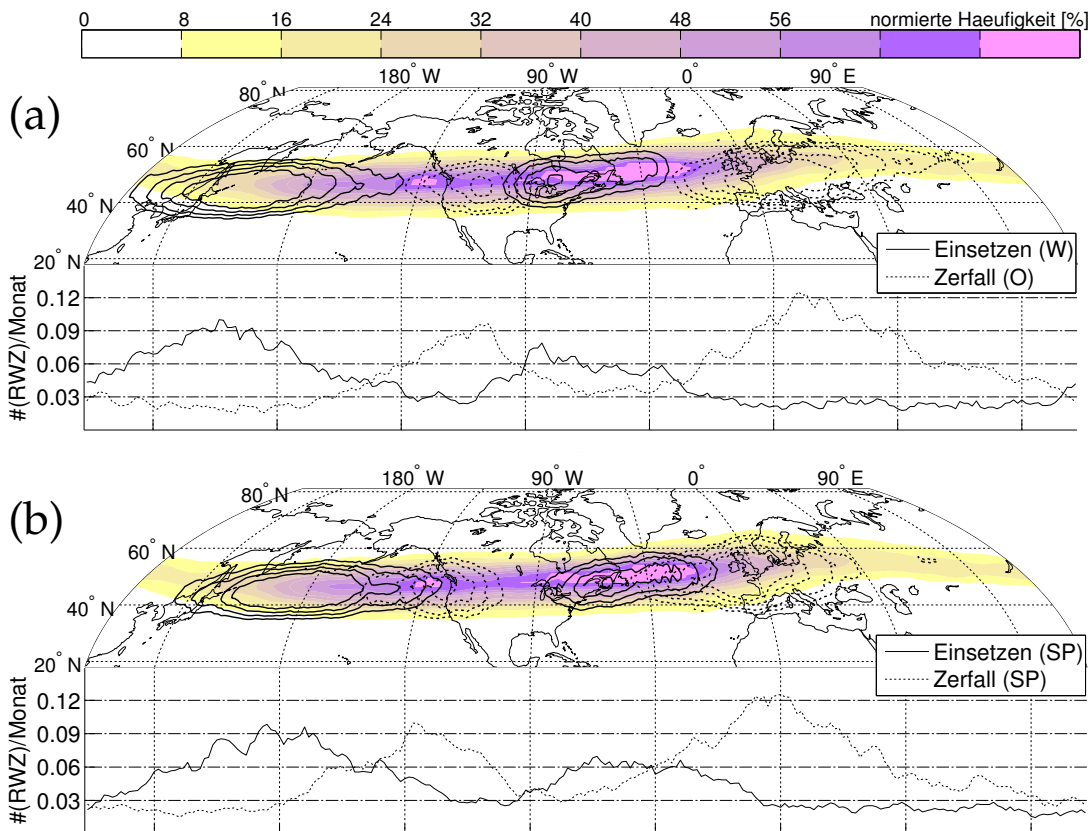


Abbildung 7.3: Ausführliche Beschreibung der im Folgenden häufiger verwendeten Abbildung zur Darstellung von Auftrittshäufigkeiten von Rossbywellenzug-Trajektorien als auch deren Entstehungs- und Zerfallsorte. Farbschattierung gibt die normierte Häufigkeit der Schwerpunktskoordinaten aller Trajektorienpunkte an, gemittelt über 5 Längengrade und 5 Breitengrade. Die Normierung erfolgt über 0.98 des maximal aufgetretenen Wertes. Die Konturlinien geben Schrittweiten in 8%-Intervallen an. In Abbildung (a) sind die Start- (durchgezogene Linien) und Endregionen (gestrichelte Linien) der Rossbywellenzug-Trajektorien unter Verwendung der zonalen Randbereiche der Rossbywellenzüge und in Abbildung (b) unter Verwendung der Schwerpunktskoordinaten, dargestellt. In den Breitengrad-Längengrad Abbildungen ist die über 10 Längengrade und 10 Breitengrade gemittelte Häufigkeitsverteilung der Start- und Endgebiete dargestellt. Die Werte der vier Konturlinien sind über die {10, 7, 4, 2}% höchsten Häufigkeitswerten (der Entstehungswerte/Endwerte) des gesamten betrachteten Bereichs (15°N bis 85.5°N) an. In den Abbildungsteilen darunter ist die meridional aufsummierte Häufigkeit als Anzahl pro Monat aufgetragen. In den Legenden steht SP für Schwerpunkt, W für westliche Begrenzung und O für östliche Begrenzung. Die minimale Lebenszeit der Trajektorien beträgt 2 Tage.

se Schlussfolgerung ist bei Verwendung der Schwerpunktsinformationen (Abbildung (b)) nicht möglich.

Zusammenhang zwischen unterschiedlichen Rossbywellenzug-Eigenschaften

Der Zusammenhang zwischen unterschiedlichen Rossbywellenzug-Eigenschaften wird, wie in Glatt und Wirth (2014) (siehe Abbildung 7.1) oder Souders u. a. (2014), über Streudiagramme dargestellt. Ein solches Streudiagramm für die Rossbywellen-

zug-Fläche S und mittlere Rossbywellenzug-Amplitude A_{τ^0} ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

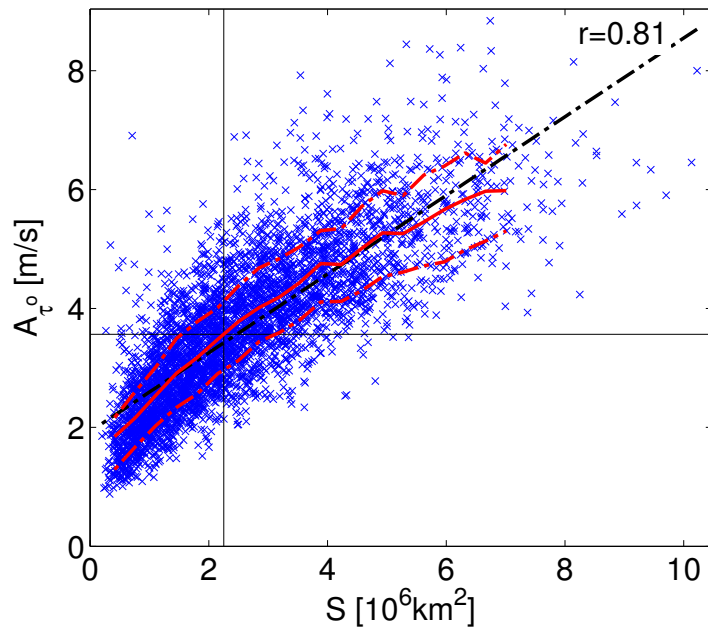


Abbildung 7.4: Ausführliche Beschreibung der im Folgenden häufiger verwendeten Streudiagramme. Streudiagramm bei Verwendung der Fläche und mittleren Amplitude der Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen, gemittelt über die gesamte Lebenszeit des Rossbywellenzugs. Die rote Linie gibt den Verlauf des mittleren Wertes der Verteilung der auf der Ordinate aufgetragenen Größe (hier die mittlere Amplitude A_{τ^0}) wieder. Der jeweilige mittlere Wert der Verteilung wird über die Datenpunkte in einem Intervall entlang der Abszisse (Klasse) mit fester Klassenbreite bestimmt. Die beiden rot gestrichelten Kurven geben das 20. Perzentil und 80. Perzentil in der jeweiligen Klasse an, im Abszissenbereich vom 1. Perzentil bis 99. Perzentil der Abszisseneigenschaft. Die schwarzen Linien geben die Mediane aller Datenpunkte der beiden Eigenschaften an. Die schwarz gestrichelte Linie gibt die lineare Regressionsgerade an, der Korrelationskoeffizient r der beiden Eigenschaften (Berechnung nach Gleichung (7.1)) ist in der oberen rechten Ecke dargestellt.

Die Wahl der Klassenbreite Δ_S in Abbildung 7.4 zur Erzeugung des mittleren Verlaufs (rote Linie) wird nach der Regel nach Scott (1979) über die Formel

$$\Delta_S = \frac{3.49 \sigma_S}{\sqrt[3]{N}}$$

berechnet, wobei σ_S die Standardabweichung in der Fläche (Größe aufgetragen an der Abszisse) aller N Punkte im Streudiagramm darstellt. Die genaue Wahl der Klassenbreite ist hier nicht ausschlaggebend, sollte jedoch auch nicht willkürlich gewählt werden. Die Definition der Klassenbreite nach Scott (1979) ist eigentlich auch nur bedingt sinnvoll, da diese für normalverteilte Daten bestimmt ist, die Verteilung der Fläche jedoch eine gewisse Schiefe aufweist.

Der Korrelationskoeffizient der Eigenschaften X_1 und X_2

$$r(X_1, X_2) = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} (X_{(1,i)} - \overline{X_{(1,i)}}) (X_{(2,i)} - \overline{X_{(2,i)}})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n_i} (X_{(1,i)} - \overline{X_{(1,i)}})^2 \sum_{i=1}^{n_i} (X_{(2,i)} - \overline{X_{(2,i)}})^2}} \quad (7.1)$$

mit n_i der Anzahl an Datenpunkten gibt an, wie stark die Datenpunkte linear korreliert sind. Im Fall $r = 1$ sind alle Punkte entlang einer Gerade ausgerichtet, für $r = 0$ sind die Datenpunkte unkorreliert.

Bei dieser Art der Darstellung muss mit den redundanten Trajektoriendaten etwas anders als im Fall der Start- und Endregionen vorgegangen werden. Hier wird nach einem Auseinanderbrechen der Trajektorie nur die Trajektorie fortgesetzt, welche nach dem Auseinanderbrechen die größte Fläche besitzt. Für die anderen Anteile wird eine neue Trajektorie gestartet und der vorhergehende Teil der Trajektorie gelöscht. Im Fall von Trajektorien mit identischem Endpunkt wird nur die zeitlich am längsten bestehende Trajektorie verwendet. Bei den blauen Kreuzen in Abbildung 7.4 handelt es sich um über den gesamten Lebenszyklus des Rossbywellenzugs gemittelte Größen: Ein blaues Kreuz steht demnach für die gemittelten Rossbywellenzug-Eigenschaften entlang einer Trajektorie. Anstelle der gemittelten Eigenschaften werde ich zum Teil auch nur die maximalen Werte der betrachteten Eigenschaft über den gesamten Lebenszyklus eines Rossbywellenzugs verwenden. Um den Zusammenhang zwischen den Eigenschaften der Rossbywellenzüge für alle Lebensabschnitte darstellen und untersuchen zu können, werde ich darüber hinaus in manchen Abbildungen die Eigenschaften der Rossbywellenzüge zu allen Zeitpunkten einer Trajektorie verwenden: Ein blaues Kreuz steht in diesen Abbildungen dann für einen einzelnen Zeitpunkt einer Trajektorie, wodurch alle Phasen der Rossbywellenzug-Lebenszyklen vertreten sind.

Rossbywellenzug-Eigenschaften als Funktion der Lebenszeit

Die Darstellung der Rossbywellenzug-Eigenschaft als Funktion der Lebenszeit des Rossbywellenzugs kann sehr aufschlussreich sein, da die Eigenschaften im Bezug zum Entwicklungsstadium des Rossbywellenzugs untersucht werden können. Da die Rossbywellenzüge sehr unterschiedliche Lebenszeiten aufweisen, werde ich alle auf eine einheitliche Länge normieren und die Eigenschaften zwischen den einzelnen Zeitpunkten linear interpolieren.

Für die Flächen aller Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von drei Tagen ist diese Form der Darstellung in Abbildung 7.5 dargestellt. Diese Art der Darstellung ist neu. Im Verlauf dieser Arbeit werde ich diese Darstellungsform noch häufiger verwenden und dabei die zusätzlichen nützlichen Informationen, welche man aus dieser Darstellungsform gewinnen kann, aufzeigen. In Abbildung (a) erkennt man die zu Beginn des Lebenszyklusses (<20%) geringe Fläche im Rossbywellenzug, die rasch zunimmt und bei etwa 60% der Lebenszeit ein Maximum aufweist. Anschließend nimmt die Fläche wieder stark ab bis sie am Ende der Lebenszeit (100%) Werte leicht niedriger als zu Beginn des Rossbywellenzugs (0%) aufweist. Ein ähnliches Bild zeigt sich in Abbildung (b) bei der Darstellung der Fläche als Funktion der normierten Trajektorienstanz und nicht entlang der normierten Lebenszeit. Auf die Unterschiede der beiden Darstellungsformen werde ich später eingehen.

Besonders bei dieser Darstellungsform ist die genaue Trajektorienwahl sehr entscheidend, da hier eine Anordnung der Eigenschaften als Funktion der Lebenszeit erfolgt. Dies betrifft besonders die Entscheidung wie mit den Rossbywellenzügen umgegangen werden soll, die sich im Verlauf ihrer Lebenszeit von der Haupttrajektorie abgespalten haben. Nach einem Auseinanderbrechen werden die Trajektorien des größten Rossbywellenzug-Anteils fortgesetzt (die Haupttrajektorie), die anderen Anteile definieren den Startwert einer neuen Trajektorie. Bei Trajektorien mit

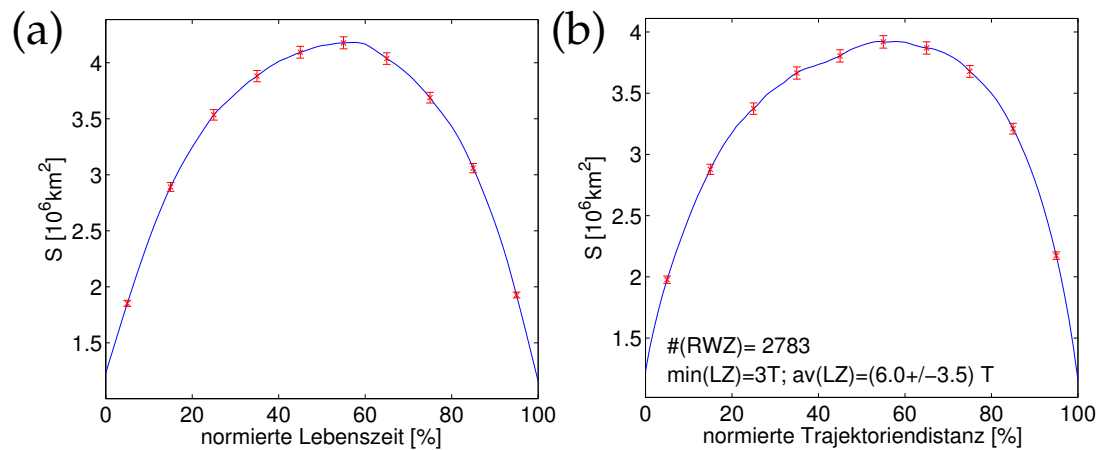


Abbildung 7.5: Ausführliche Beschreibung der im Folgenden häufiger verwendeten Lebenszyklusabbildungen. Die Kurve in Abbildung (a) gibt den gemittelten Rossbywellenzug-Verlauf der Fläche als Funktion der normierten Lebenszeit und in Abbildung (b) als Funktion der normierten Trajektorienstrecke wieder. Für die normierten Lebenszeiten/Trajektorienstrecken von $\{5, 15, 25, \dots, 95\}$ % sind die mittleren Fehler der gemittelten Größen als rote Balken dargestellt. In den unteren beiden Zeilen, gibt # die Anzahl an Rossbywellenzügen an, $\min(LZ)$ gibt die vorgegebene minimale Lebenszeit in Tagen an, $\text{av}(LZ)$ die mittlere Lebenszeit mitsamt der Standardabweichung, ebenfalls in Tagen.

übereinstimmenden Trajektorienabschnitten (nach einer Verschmelzung, wie in der Schemazeichnung in Abbildung 7.2), wird stets die zeitlich längste Trajektorie ausgewählt und die anderen gelöscht.

Über den Prozentsatz der auseinandergebrochenen Rossbywellenzüge zu allen Rossbywellenzügen lässt sich ableiten, wie stark die Gesamtheit aller Rossbywellenzüge durch auseinanderbrechende Rossbywellenzüge beeinflusst werden. Die absoluten Werte wie auch der Prozentsatz, aufgespalten in alle Jahreszeiten, sind in Tabelle 7.1 dargestellt. Der Prozentsatz zeigt zudem die Jahreszeit an, in dem die Trajektorienmethode am stärksten von den Schwellenwerteneinstellungen abhängt. Die Rossbywellenzüge im Herbst (SON-Spalte in der Tabelle 7.1) weisen den mit Abstand höchsten Prozentsatz auf. In dieser Jahreszeit treten also die meisten Abspaltvorgänge bei Rossbywellenzügen auf. Für mich ist diese stärkere Abweichung des Prozentsatzes im Herbst etwas überraschend gewesen. Die Parameter des Schwel-

Jahreszeit (Monate)	MAM	JJA	SON	DJF	alle
#1	737	782	737	705	2783
#2	696	734	660	663	2593
100 (#1 – #2)/#1 [%]	5.6	6.1	10.4	6.0	6.8

Tabelle 7.1: Anteil der auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge an der Gesamtanzahl aller Rossbywellenzüge, unterteilt in die verschiedenen Jahreszeiten. #1 entspricht der Anzahl aller mindestens drei Tage bestehenden Rossbywellenzügen die mindestens zu einem Zeitpunkt im angegebenen Zeitraum (den verschiedenen Jahreszeiten) existierten. MAM steht dabei für März, April, Mai, JJA für Juni, Juli, August und SON und DJF analog für die anderen Monate. #2 gibt die Anzahl der Haupttrajektorien aus der zugehörigen Klasse #1 an, also solche Rossbywellenzüge die sich zu keinem Zeitpunkt vom Haupt-Rossbywellenzug abgespalten haben.

lenwertkonzeptes habe ich vor allem durch die Jahreszeiten Winter und Sommer festgelegt. Der Grund dafür lag in den größten Unterschieden der Hintergrundströmung zwischen diesen Jahreszeiten. Der hohe Prozentsatz auseinanderbrechender Wellenzüge im Herbst (Tabelle 7.1) lässt vermuten, dass das Schwellenwertkonzept vielmehr an den Jahreszeiten Sommer und Herbst hätte ausgerichtet werden sollen. Dieser Vermutung liegt die Annahme zu Grunde, dass der Prozentsatz an Abspaltvorgängen als Maß für die Sensitivität des Trajektorienprogramms vom Schwellenwert interpretiert werden kann. Die zunächst vielleicht unerwartete Tatsache, dass der Sommer den zweithöchsten Prozentsatz aufweist, ist nicht wirklich überraschend. Die Erklärung liegt wahrscheinlich in dem stark hinabgesetzten Schwellenwert für den Sommer (trotz vorgegebener Sättigung). Der Schwellenwert muss im Sommer stark abgesenkt werden, um ziehende Rossbywellenzüge noch als durchgängig zu erkennen. Da die Werte der mittleren Amplitude im Sommer deutlich geringer sind, und gleichzeitig die maximalen Werte der mittleren Amplituden sich nicht so stark vom Schwellenwert unterscheiden wie in den anderen Jahreszeiten, überschreiten im Sommer leichter größere Flächen den Schwellenwert. Da diese Bereiche in großen Teilen sich nicht so stark vom Schwellenwert abheben, kommt es leichter zum Auseinanderbrechen der Rossbywellenzüge, der in Tabelle 7.1 angegebene Prozentsatz erreicht also relativ hohe Werte. Da dieser Prozentsatz jedoch nicht wesentlich von den Jahreszeiten Winter und Frühling abweicht, erscheint die Verwendung des Schwellenwertes für den Sommer nicht besonders problematisch zu sein.

7.2.2 Testen auf Robustheit der Ergebnisse bereits bestehender Klimatologien

In diesem Unterabschnitt werde ich zunächst die wesentlichen Ergebnisse der Klimatologien von Glatt und Wirth (2014) und Souders u. a. (2014) versuchen zu reproduzieren. Bei guter Übereinstimmung unterstützt dies die Ergebnisse der erwähnten Klimatologien und zeigt eine gewisse Robustheit der Ergebnisse auf. Dass es zu einer Übereinstimmung kommt, ist aber keineswegs klar. Unterschiede müssen jedoch auch nicht unbedingt als negativ aufgefasst werden, sondern lässt sich aus diesen ebenfalls einiges über das Verhalten von Rossbywellenzügen oder der Aussagekraft der unterschiedlichen Methoden/Klimatologien lernen.

Eine wichtige Eigenschaft von Rossbywellenzügen ist deren Lebenszeit. Die Häufigkeit von Rossbywellenzügen als Funktion der Lebenszeit für die verschiedenen Jahreszeiten ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Bei einem Vergleich dieser Ergebnisse mit denen aus Glatt und Wirth (2014) muss man die Schwellenwertdefinition mit berücksichtigen. Bei der Lebenszeitverteilung in Glatt und Wirth (2014) sind für einen relativen Schwellenwert die meisten langlebige Rossbywellenzüge im Sommer und Herbst erkennbar, und die wenigsten für den Winter. Für einen absoluten Schwellenwert sind hingegen die wenigsten langlebigen Rossbywellenzüge im Sommer erkennbar, die anderen Jahreszeiten weisen einen annähernd gleichen Verlauf auf. Berücksichtigt man, dass es sich bei den hier verwendeten Schwellenwert um eine Kombination aus relativen und absoluten Schwellenwert handelt, ist die Verteilung in Abbildung 7.6 mit den Verteilungen in Glatt und Wirth (2014) gut erklärbar. Die meisten Rossbywellenzüge treten im Herbst auf, der sowohl beim absoluten als auch beim relativen Schwellenwert in Glatt und Wirth (2014) hohe Werte aufweist. Der Sommer weist relativ hohe Werte auf, da generell die Bedeutung des absoluten Schwellenwertes für diese Jahreszeit durch niedrige Sättigungswerte des

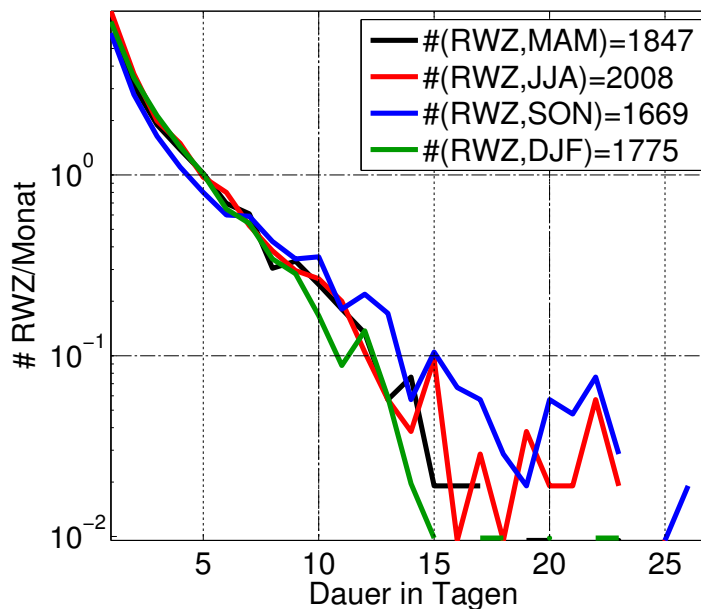


Abbildung 7.6: Häufigkeitsverteilung von Rossbywellenzug-Lebenszeiten für alle vier Jahreszeiten. Aufgetragen ist die Anzahl an Rossbywellenzügen (Ordinate) als Funktion der minimalen Lebenszeit (Abszisse). Die Anzahl aller Trajektorien mit der Mindestlänge von einem Tag sind, für die verschiedenen Jahreszeiten, in der Legende mit angegeben.

Schwellenwertes herabgesetzt wird. Die Auswirkung des relativen Schwellenwertes, mit sehr hohen Werten für den Sommer, ist durch die eingeführte Sättigung im Schwellenwert hier reduziert. Dadurch werden im Sommer weniger langlebige Rossbywellenzüge als in Glatt und Wirth (2014) beobachtet. Die Kurven von Frühling und Winter separieren sich hier so, wie man es auf Grund der geringen Werte im Winter bei Verwendung eines absoluten Schwellenwertes in Glatt und Wirth (2014) erwarten würde. Der Abbildung 7.6 kann man zusätzlich entnehmen, dass extrem langlebige Rossbywellenzüge vor allem im Sommer und Herbst auftreten. Die kürzeren Lebenszeiten im Winter könnten zwei Gründe haben. Zum einen ist die planetare Welle mit den starken Rücken (im klimatologischen Mittel) über Nordamerika und Europa im Winter am stärksten ausgeprägt. Dies kann auf Grund der starken meridionalen Auslenkung der Hintergrundströmung zu einer leichteren Beendigung des Rossbywellenzugs durch Wellenbrechen führen als im Falle einer eher zonal ausgerichteten Hintergrundströmung. Zum anderen folgen die Rossbywellenzüge besonders im Winter dem Subtropenstrahlstrom über Asien. Hier werden die Rossbywellenzug-Trajektorien häufig nicht als durchgehend erkannt. Ich denke der Grund liegt daran, dass die Rossbywellenzüge im Bereich des Subtropenstrahlstrom ihr Maximum in höheren Druckniveaus bei 200 hPa bis 250 hPa haben (im Vergleich zu 300 hPa des nördlichen Strahlstroms) (Chang, 2005). Ich vermute darin den Grund, warum die Anzahl der Rossbywellenzug-Trajektorien entlang des Subtropenstrahlstrom so gering ausfällt. Als Lösung für dieses Problem könnte man entweder noch höhere Drucklevel berücksichtigen oder den Schwellenwert minimal regionenabhängig wählen. Die Regionenabhängigkeit des Schwellenwertes könnte über die unterschiedliche klimatologische Stärke der Rossbywellenzüge in den verschiedenen Regionen erfolgen.

Werden die Rossbywellenzüge nach einer Abspaltung nicht als neu entstandene Rossbywellenzüge definiert, sondern verwendet man im Fall einer Abspaltung den

Rosbywellenzug der am längsten lebt als den durchgängigen Rossbywellenzug, so ergeben sich in der Darstellungsform von Abbildung 7.6 für alle Jahreszeiten längerlebige Rossbywellenzüge bei gleichzeitig reduzierter Gesamtanzahl (hier nicht gezeigt).

Neben dem vorgestellten Schwellenwert habe ich die Verteilung aus Abbildung 7.6 auch für einen absoluten doppelten Schwellenwert von $32 \text{ m s}^{-1} / 27 \text{ m s}^{-1}$ untersucht (hier nicht gezeigt). Die Aufteilung der Jahreszeiten entspricht sehr ähnlich der Aufteilung nach Glatt und Wirth (2014) unter Verwendung des absoluten Schwellenwertes: Der Sommer weist geringere Häufigkeiten auf während sich die Kurven der anderen Jahreszeiten kaum voneinander unterscheiden lassen. Im Sommer sind durchweg niedrigere Häufigkeiten zu beobachten. In Glatt und Wirth (2014) weist hingegen der Sommer, im Vergleich zu den anderen Jahreszeiten, bei geringen minimalen Lebenszeiten höhere Häufigkeiten auf.

Als nächstes soll die saisonale Abhängigkeit der Start und Endregionen der Rossbywellenzüge in Abbildung 7.7 dargestellt werden. Die minimale Lebenszeit der darin dargestellten Rossbywellenzüge beträgt vier Tage, wie im Fall der Abbildung 14 und 15 in Glatt und Wirth (2014). In Abbildung 3 in Souders u. a. (2014) sind ebenfalls die Entstehungs- und Zerfallsregionen dargestellt, allerdings nicht in die einzelnen Jahreszeiten aufgespaltet. Neben den Zerfalls- und Entstehungsregionen ist in Abbildung 7.7 noch zusätzlich als Farbschattierung die Zugbahnverteilung der Rossbywellenzüge dargestellt. Ich werde hier die Abbildung 7.3 und 7.7 beschreiben und die Unterschiede und Gemeinsamkeiten zu den beiden anderen Veröffentlichungen erwähnen, ohne die Abbildungen hier mit aufzunehmen.

In Souders u. a. (2014) werden die Entstehungs- und Zerfallsorte über den Schwerpunkt des Rossbywellenzugs bestimmt. Vergleicht man deshalb Abbildung 7.3 (b) (Ergebnisse bei der Schwerpunktsbetrachtung) mit der Abbildung 3 in Souders u. a. (2014) zeigt sich eine weitestgehend gute Übereinstimmung. Die Entstehungsregionen befinden sich bei beiden Abbildungen im West- bis Mittelpazifik und über den Nordosten der USA, Quebec und Neufundland. Deutlich erhöhte Entstehungsregionen erkennt man in Abbildung 7.3 (b) noch über dem Atlantik, während in Souders u. a. (2014) nur im Westatlantik noch hohe Werte zu erkennen sind. Das Maximum im Westpazifik ist in Souders u. a. (2014) auch noch ein Stück weiter westlich gelegen. Ein zusätzliches Maximum in der Entstehung von Rossbywellenzügen ist in Souders u. a. (2014) über Westrussland zu erkennen. Meine erste Vermutung zur Erklärung dieses überraschenden Entstehungsgebiets lag in dem Brechen von Rossbywellenzügen über dem Atlantik, da in Souders u. a. (2014) die Orte von sich abgespaltenen Trajektorien nach einem Wellenbrechen als Entstehungsregionen interpretiert werden. Wenn ich diese Definition übernehme und damit die Entstehungsregionen berechne, erhalte ich dennoch dort kein zusätzliches Entstehungsmaximum. Die Ursache liegt demnach vielleicht in dem verwendeten Wellenzahlbereich. Durch die niedrigere kleinste Wellenzahl in Souders u. a. (2014) (Wellenzahlfenster darin 3 – 11) werden dort eventuell Blockadehochs teilweise als Wellenzug erkannt. Demnach wäre interessant zu sehen, ob die dort entstehenden Rossbywellenzüge weiter propagieren oder nahezu stationär bleiben. Da in der gleichen Region auch ein Maximum in den Zerfallshäufigkeiten auftaucht, könnte dies ein Indiz dafür sein, dass diese Rossbywellenzüge an Ort und Stelle entstehen und auch zerfallen. Dies ist jedoch nur eine Vermutung. Bei den Zerfallsregionen gibt es wie in Abbildung 7.3 (b) auch in der Abbildung 3 in Souders u. a. (2014) zwei bevorzugte Regionen: Den Ostpazifik/Westen von Nordamerika sowie den Ostatlantik bis nach

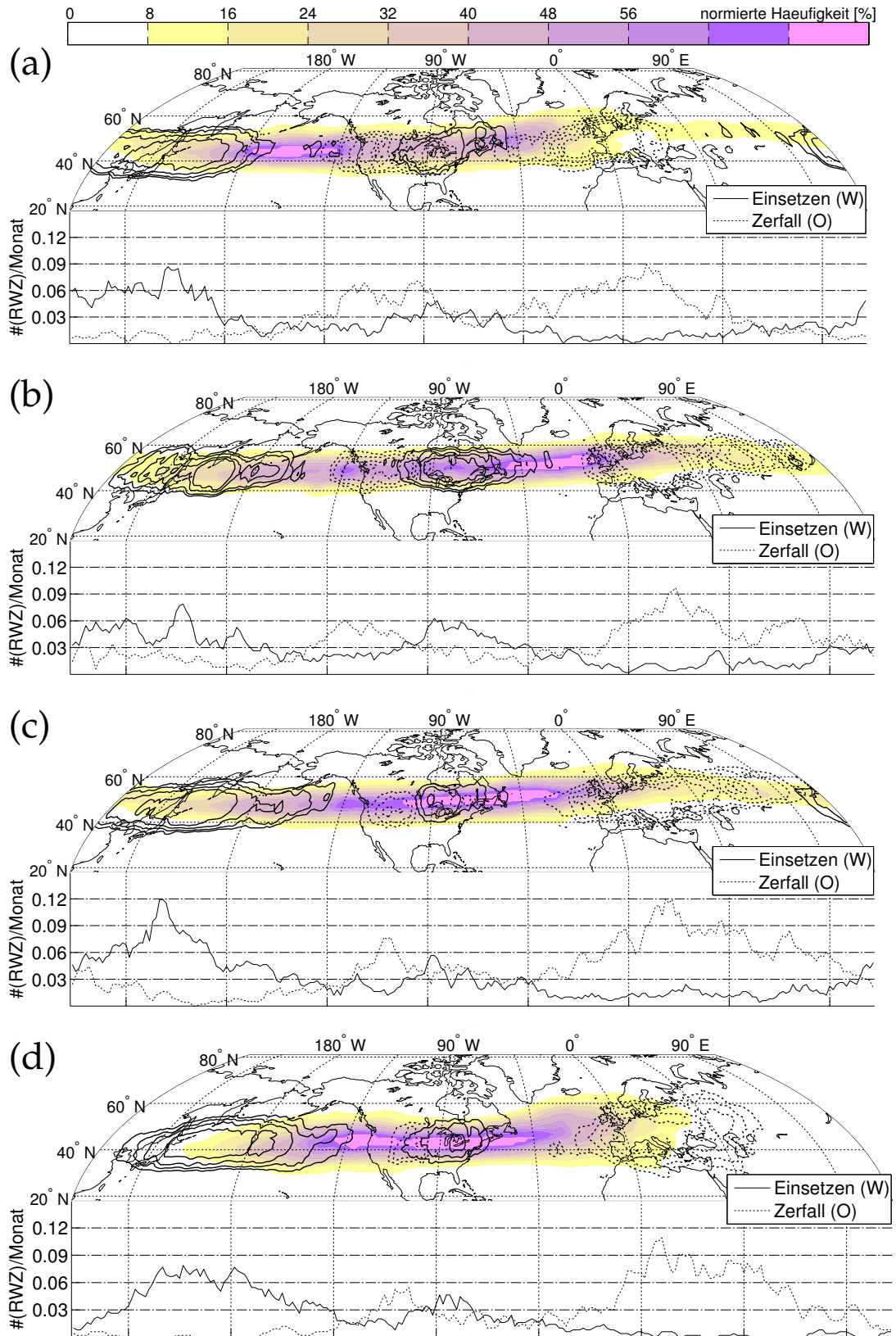


Abbildung 7.7: Saisonale Abhängigkeit der Auftrittshäufigkeit von Rossbywellenzug-Trajektorien sowie deren Entstehungs- und Zerfallsregionen. Beschreibung wie in Abbildung 7.3, nur dass hier die Trajektorien in die einzelnen Jahreszeiten unterteilt sind und eine minimale Lebenszeit von 4 Tagen aufweisen. In Abbildung (a) sind die Frühlingsmonate MAM, in Abbildung (b) die Sommermonate JJA, in Abbildung (c) die Herbstmonate SON und in Abbildung (d) die Wintermonate DJF dargestellt.

Europa. In Souders u. a. (2014) überwiegt das atlantische Zerfallsmaximum, welches auch gleichzeitig deutlich weiter westlich als bei meinen Ergebnissen gelegen ist.

Bei den Jahreszeitenunterschieden vergleichen wir die Abbildung 14 und 15 in Glatt und Wirth (2014) mit der Abbildung 7.7. Für alle Jahreszeiten erkennt man in Abbildung 7.7 ein starkes Maximum der Entstehungsregionen westlich der Datums-grenze und ein weiteres Maximum im Osten von Nordamerika bei etwa 90°W . Im Sommer (Abbildung (b)) erreicht das Maximum im Osten von Nordamerika Werte vergleichbar zur Entstehungsregion im Westpazifik. Das pazifische Entstehungsmaximum liegt im Winter (Abbildung (d)) im Vergleich zu den anderen Jahreszeiten weiter östlich. Diese Punkte lassen sich auch der Abbildung 14 in Glatt und Wirth (2014) entnehmen. Ein deutlicher Unterschied zwischen den Ergebnissen in Glatt und Wirth (2014) und denen in Abbildung 7.7, ist in der Bedeutung der Entstehungsregionen im Frühling und Sommer zu erkennen. In Glatt und Wirth (2014) ist die Entstehungsregion bei 90°W stärker ausgeprägt. Die Ursache dafür liegt anscheinend in der Wahl der Methode nach Zimin u. a. (2003). Um diese Schlussfolgerung zu erhalten, habe ich mittels des Trajektorienprogramms vier zusätzliche Klimatologien miteinander verglichen. Für die anschließenden Einstellungen der Klimatologien werden folgende Abkürzungen verwendet: mod. Zo6 für die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006), Zo3 für die Methode nach Zimin u. a. (2003), τ gibt den doppelten Schwellenwert an, wie er in Abschnitt 6.2 beschrieben wurde⁴, $\tau_{\text{abs}} = [\tau_{\text{abs}}^u, \tau_{\text{abs}}^o]$ gibt einen doppelten absoluten Schwellenwert mit den Werten von $[\tau_{\text{abs}}^u, \tau_{\text{abs}}^o]$ in m s^{-1} an und sgKT steht für eine Verwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation.

- (i) Einstellung aus Abbildung 7.7: mod. Zo6, τ , sgKT
- (ii) mod. Zo6, $\tau_{\text{abs}} = [27, 32]$
- (iii) mod. Zo6, $\tau_{\text{abs}} = [27, 32]$, sgKT
- (iv) Zo3, τ
- (v) Zo3, τ , sgKT

Die stärkste Zunahme bei der Entstehungsregion bei 90°W im Frühling und Sommer ist unter Verwendung der Klimatologie (iv) erkennbar. Nur bei dieser weist das Entstehungsmaximum im Sommer im Ostatlantik höhere Werte auf als im Ostpazifik. Im Fall der Klimatologie (ii) erreicht das Entstehungsmaximum im Sommer im Atlantik fast so hohe Werte wie im Pazifik. Demnach sorgt auch der absolute Schwellenwert für eine stärkere Entstehungsregion im Atlantik. Da bei Verwendung eines absoluten Schwellenwertes dieser für den Sommer zu hoch ist, können weniger Rossbywellenzüge vom Pazifik in den Atlantik oder nach Europa als durchgehend erkannt werden. Was die semigeostrophische Koordinatentransformation angeht, so nehmen nicht nur die Maxima der Entstehungsregion im Atlantik zu, sondern auch die Zerfallsregion über Nordamerika. Dies könnte andeuten, dass ohne der Koordinatentransformation einfach weniger Rossbywellenzüge als durchgängig (vom Pazifik in den Atlantik) erkannt werden können, da an derselben Stelle sowohl die Entstehungsregion als auch die Zerfallsregion an Stärke zunimmt. Dadurch kann die Bedeutung der atlantischen Entstehungsregion im Sommer als stärkste Quelle

⁴ In Kombination mit der Methode nach Zimin u. a. (2003) wird jedoch ein $\tau^* = 2.7$ gewählt und einem mittleren Wert der jeweiligen Arcustangensfunktion (für τ^o und τ^u) von 35 m s^{-1} und 30 m s^{-1} bei gleicher Schwankungsbreite.

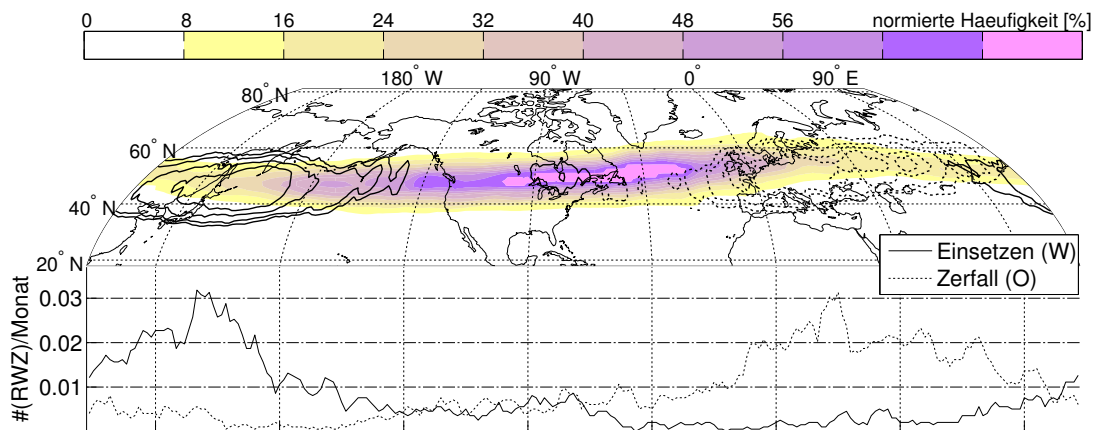


Abbildung 7.8: Darstellung sehr langlebiger Rossbywellenzüge. Beschreibung wie in Abbildung 7.3. Dargestellt sind hier die Rossbywellenzüge aller Jahreszeiten mit einer minimalen Lebenszeit von 9 Tagen.

für Rossbywellenzüge, wie in Glatt und Wirth (2014) angegeben, etwas in Frage gestellt werden. Wie in Souders u. a. (2014) erwähnt, sorgt jedoch anscheinend vor allem die verwendete Methode nach Zimin u. a. (2003) (Klimatologie (iv) und (v)) bei den Ergebnissen von Glatt und Wirth (2014) für diese Unterschiede. Allerdings ist die Begründung dafür in Souders u. a. (2014) meiner Meinung nach nicht ganz korrekt. Dort wird gesagt, dass das in Glatt und Wirth (2014) erwähnte Auseinanderbrechen der Rossbywellenzüge in den Rückenbereichen des Rossbywellenzugs durch die Methode nach Zimin u. a. (2006) behoben werden kann. Das ist eigentlich nicht richtig wenn man beide Methoden so wählt, dass die gleichen Wellenzahlen untersucht werden. Was die Methode nach Zimin u. a. (2006) besser macht, ist die Darstellung von Rossbywellenzügen, die entlang eines starken Rückens im Hintergrund propagieren. Dies habe ich anhand eines Beispiels bereits in Abbildung 2.9 veranschaulicht. Die zugehörige Abbildung des gleichen Zeitpunktes mit der Methode nach Zimin u. a. (2003) ist in Abbildung 2.4 zu finden. Die Erklärung für die stärkere Bedeutung der Entstehungsregion bei 90°W in Glatt und Wirth (2014) würde ich demnach darin sehen, dass mittels der Methode nach Zimin u. a. (2003), Rossbywellenzüge mit einer meridionalen Ausrichtung auf Grund der Transformation entlang eines Breitengrades nicht als durchgängig erkannt werden können. Das betrifft wahrscheinlich vor allem solche Rossbywellenzüge, die den planetaren Rücken über dem Ostpazifik/Westen von Nordamerika über eine nördliche oder südliche Auslenkung umrunden. Solche Rossbywellenzüge werden häufig mittels der Methode nach Zimin u. a. (2003) nicht als durchgängig erkannt. Vielmehr werden bei dieser Methode in einem solchen Fall (Umrundung eines planetaren Rückens) Rossbywellenzüge erkannt, die scheinbar westlich des planetaren Rückens enden und zusätzliche die scheinbar östlich davon entstehen. Bei den Zerfallsregionen ist zwischen Abbildung 7.7 und den Ergebnissen aus Glatt und Wirth (2014) in Abbildung 15 ein sehr ähnliches Bild zu erkennen. Die dominanteste Zerfallsregion ist über dem Ostatlantik/Europa, wobei die Zerfallsregion im Frühling weiter westlich über dem Atlantik liegt.

Eine wichtige Aussage in Glatt und Wirth (2014) bestand darin, dass sehr langlebige Rossbywellenzüge (Lebenszeit größer als 9 Tage) hauptsächlich im Westpazifik entstehen und über Europa zerfallen. Die Ergebnisse mittels des Trajektorienprogramms für Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 9 Tagen sind

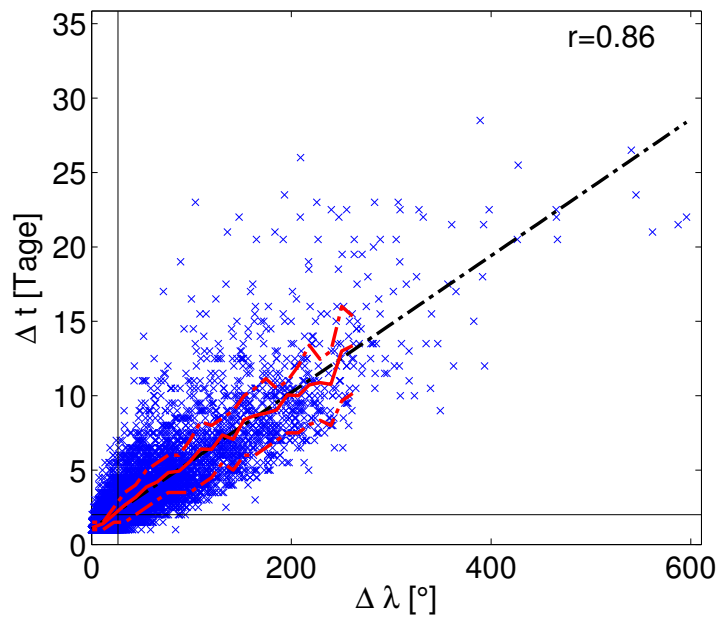


Abbildung 7.9: Zusammenhang zwischen Lebenszeit und zurückgelegter Trajektoriendistanz. Beschreibung wie in Abbildung 7.4, allerdings für Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von einem Tag. Dargestellt sind hier die Rossbywellenzug-Lebenszeiten als Funktion der zurückgelegten zonalen Distanz des Rossbywellenzugs im Verlauf von derer gesamter Lebenszeit.

in Abbildung 7.8 dargestellt. Man erkennt, dass die Aussage auch mit dem hier verwendeten Programm bestätigt werden konnte.

Neben den allgemeinen Eigenschaften der Lebenszeit und den Entstehungs- und Zerfallsregionen von Rossbywellenzügen wurde in Glatt und Wirth (2014) und Souders u. a. (2014) auch der Zusammenhang zwischen verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften mittels Streudiagrammen untersucht. Dabei konnte bei beiden ein klarer linearer Zusammenhang zwischen der Lebenszeit Δt und der zurückgelegten zonalen Distanz $\Delta \lambda$ festgestellt werden. Der lineare Zusammenhang an sich beinhaltet keine aufschlussreiche Erkenntnis, da ein linearer Zusammenhang in erster Ordnung physikalisch zu erwarten ist. Nur ein langlebiger Rossbywellenzug kann große Distanzen zurücklegen. Das zugehörige Streudiagramm für das hier verwendete Trajektorienprogramm ist in Abbildung 7.9 zu erkennen. Natürlich ist der Zusammenhang nicht völlig uninteressant, denn zum einen lässt sich damit die Funktionsweise des Programms testen, zum anderen kann die leichte Abweichung von dem linearen Zusammenhang einen Einblick in das Verhalten der Rossbywellenzüge geben. So erkennt man bei allen Abbildungen (Abbildung 7.9, Abbildung 9b in Souders u. a. (2014) und 13a in Glatt und Wirth (2014)) die qualitativ gleiche Abweichung vom linearen Zusammenhang. Die Punktwolke in diesen Abbildungen weist zur Achse der zurückgelegten Distanz $\Delta \lambda$ eine schärfere Abgrenzung als im Vergleich zur Achse der Lebenszeit Δt auf. Dies bedeutet, dass die meisten Ausreißer vom linearen Zusammenhang zwischen diesen beiden Eigenschaften oberhalb der linearen Regressionsgeraden liegen. Große Distanzen werden demnach von langlebigen Rossbywellenzügen zurückgelegt, aber langlebige Rossbywellenzüge legen nicht unbedingt große Distanzen zurück. Diese Asymmetrie zwischen Lebenszeit und zurückgelegter Distanz ist aber auch zu erwarten, da es teilweise zur Ausbildung von quasistationären Wellen kommt, die über eine längere Zeit bestehen können, dabei aber kaum merkbare Distanzen zurücklegen.

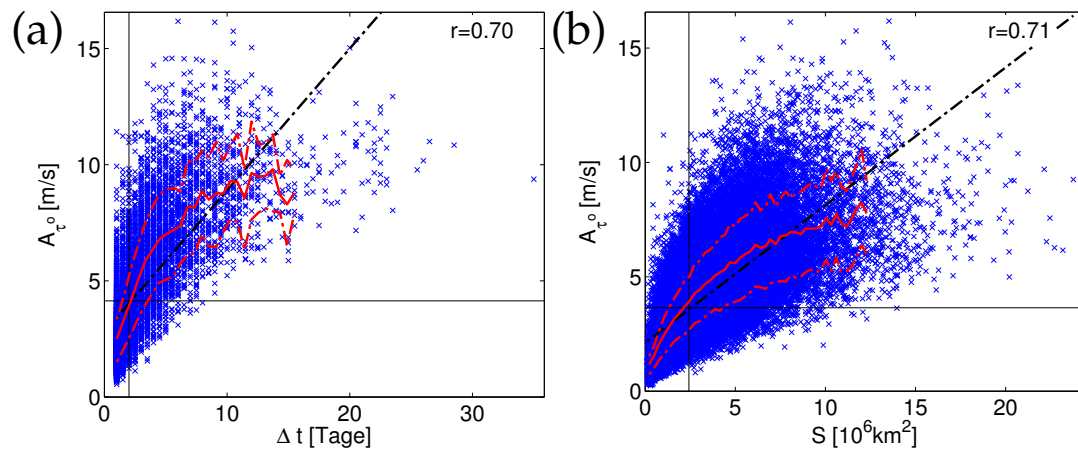


Abbildung 7.10: Mögliches Anzeichen für stromabwärtsgerichtete Entwicklung. Beschreibung wie in Abbildung 7.4, allerdings sind hier in Abbildung (a) die maximale mittlere Amplitude im Verlauf der Rossbywellenzug-Lebenszeit als Funktion der Rossbywellenzug-Lebenszeit und in Abbildung (b) die mittlere Amplitude als Funktion der Fläche für alle Trajektorienpunkte dargestellt. Die minimale Lebenszeit der Rossbywellenzüge in Abbildung (a) beträgt einen Tag und in Abbildung (b) zwei Tage.

Neben dem Zusammenhang zwischen zurückgelegter zonaler Distanz und Lebenszeit wurden aber auch noch Eigenschaften mit weniger trivialen Zusammenhängen untersucht, wie zum Beispiel der mittleren Amplitude $A_{\tau 0}$ und der Lebenszeit Δt . Anstelle der mittleren Amplitude ist in Abbildung 7.10 (a) die maximale Amplitude während der Rossbywellenzug-Trajektorie dargestellt ($\max(A_{\tau 0}(t))$). Das qualitative Aussehen des Streudiagramms der mittleren Amplitude sieht sehr ähnlich aus, die maximale mittlere Amplitude ist meines Erachtens aber besser geeignet um auf die Interpretationen von Glatt und Wirth (2014) einzugehen. Wie in Glatt und Wirth (2014) beschrieben, erkennt man in Abbildung 7.10 (a) zunächst einen linearen Zusammenhang zwischen den beiden Größen, der anschließend in Sättigung übergeht. In Glatt und Wirth (2014) wurde dieses Sättigungsverhalten, wie bereits in Abschnitt 7.1 beschrieben, auf Wellenbrechen zurückgeführt. Ich habe dort argumentiert, dass Wellenbrechen natürlich mit eine Rolle in der Amplitudenentwicklung spielt, das Sättigungsverhalten aber bereits durch das lineare Verhalten der stromabwärtsgerichteten Entwicklung erklärt werden kann. Ein Anhaltspunkt dafür, dass die Sättigung der maximalen mittleren Amplitude bereits durch die stromabwärtsgerichtete Entwicklung vorgegeben wird, kann man der Abbildung 7.10 (b) entnehmen. Dort zeigt sich zwischen der Fläche S und mittleren Amplitude $A_{\tau 0}$ für kleine Flächenwerte ein linearer Zusammenhang. Hin zu größeren Flächen nimmt die mittlere Steigung der roten Kurve zwischen diesen beiden Größen immer weiter ab. Dies deutet an, dass ab einer gewissen mittleren Amplitude hauptsächlich die Fläche weiter anwächst und nicht die Amplitude. Genau dieses Verhalten würde man bei einer stromabwärtsgerichteten Entwicklung auch erwarten. Dieses Verhalten zeigt sich auch in Abbildung 9a in Souders u. a. (2014) beim Zusammenhang zwischen der Fläche und mittleren Amplitude aller Trajektorienpunkte.

Da sich die einsetzende Sättigung der maximalen mittleren Amplitude aus Abbildung 7.10 (a) bereits über das lineare Verhalten der stromabwärtsgerichteten Entwicklung erklären lässt, ist es schwer mittels dieser Abbildung auf Wellenbrechen zu schließen. Der Zusammenhang zwischen mittlerer Amplitude $A_{\tau 0}$ und ein-

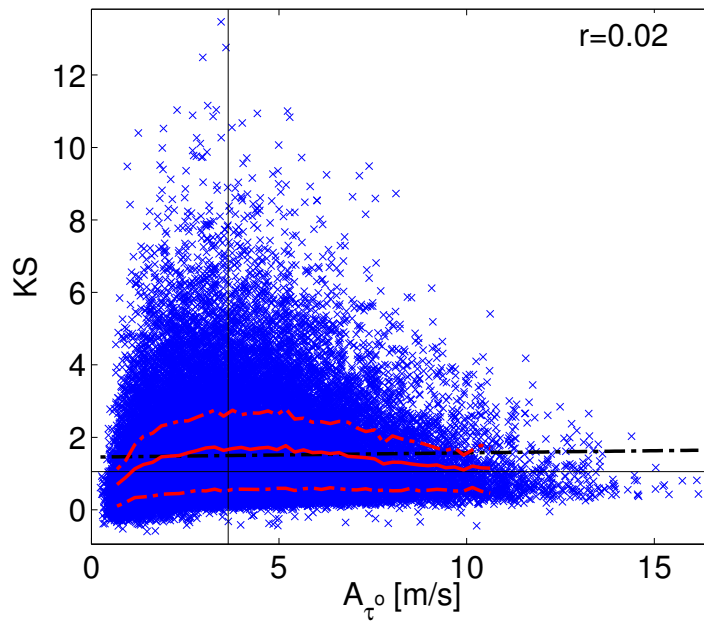


Abbildung 7.11: Zusammenhang zwischen der Konturstruktur und der mittleren Amplitude. Beschreibung wie in Abbildung 7.4, allerdings sind hier alle Datenpunkte aller Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen dargestellt. Aufgetragen ist die Konturstruktur KS (als Maß für die Wahrscheinlichkeit zum Wellenbrechen) als Funktion der mittleren Amplitude A_{τ_0} .

setzendem Wellenbrechen (eigentlich auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen) wird deshalb in Abbildung 7.11 mittels der eingeführten Konturstruktur KS untersucht werden. Der Abbildung 7.11 ist offensichtlich kein linearer Zusammenhang zwischen der mittleren Amplitude A_{τ_0} und der Konturstruktur KS zu entnehmen. Die höchsten Konturstrukturwerte werden bei mittleren Werten der mittleren Amplitude erreicht. Eine hohe mittlere Amplitude A_{τ_0} ist also nicht unbedingt ein guter Indikator für auseinanderbrechende Rossbywellenzug-Trajektorien. Für die gemittelten Werte existiert allerdings schon ein schwächerer linearer Zusammenhang zwischen den beiden Größen (hier nicht gezeigt, $r = 0.22$).

Für die über die Trajektorienlebenszeit gemittelten Flächenwerte S und gemittelten Konturstrukturwerte KS besteht ein noch etwas deutlicherer linearer Zusammenhang (hier nicht gezeigt, $r = 0.47$). Dieser Zusammenhang ist so aber auch zu erwarten, da Rossbywellenzüge längliche, in Zonalrichtung erstreckte Objekte darstellen. Diese können am besten durch Ellipsen dargestellt werden, deren Achsenverhältnis von Haupt- zu Nebenachse mit zunehmender Fläche des Rossbywellenzugs zunimmt. Berechnet man für solche Ellipsen die Konturstruktur, nimmt nach der Gleichung (6.7) mit zunehmender Ellipsenfläche auch die Konturstruktur zu. Der leicht lineare Zusammenhang zwischen Lebenszeit und Konturstruktur des Rossbywellenzugs besagt demnach, dass durch die Größe des Rossbywellenzugs eine höhere Wahrscheinlichkeit besteht, dass der Rossbywellenzug irgendwo auseinanderbricht.

Bisher habe ich stets nur behauptet, dass die Konturstruktur ein sinnvolles Maß zum Anzeigen von Wellenbrechen ist. Um dies auch im statistischen Sinne zu motivieren, vergleichen wir in Abbildung 7.12 (a) die Verteilung aller Konturstrukturwerte (blau) und die Verteilung der Konturstrukturwerte unmittelbar vor einem

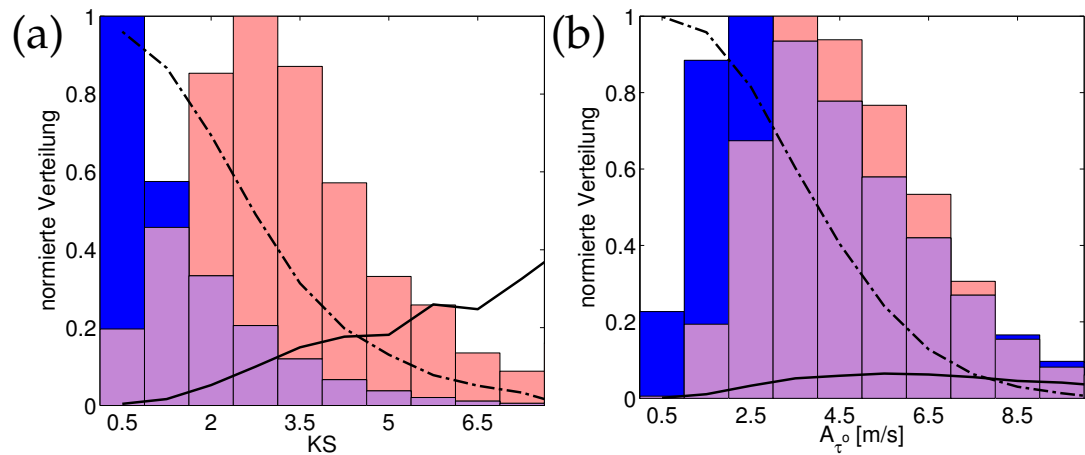


Abbildung 7.12: Darstellung des engen Zusammenhangs zwischen der Konturstruktur KS und auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen. Verteilungsfunktion aller Trajektorienpunkte (blau) und nur der Trajektorienpunkte unmittelbar vor einem Wellenbrechereignis (rot) als Funktion der Konturstrukturwerte (Abbildung (a)) und der mittleren Amplitude (Abbildung (b)). Die Verteilungen sind auf ihren maximalen Wert normiert, da die Anzahl mit 1679 Wellenbrechereignissen und 45872 Gesamtdatenpunkte sehr unterschiedlich ausfällt. Die gestrichelte Linie gibt den Prozentsatz der Wellenbrechereignisse an, die einen höheren Wert als den der zugehörigen Histogrammbox entspricht. Die durchgezogene Linie gibt an, welchen Prozentsatz die Wellenbrechereignisse in der jeweiligen Histogrammbox zu der Gesamtanzahl aller Datenpunkte der zugehörigen Box ausmachen.

Wellenbrechereignis⁵ (rot). In Abbildung 7.12 ist zu erkennen, dass sich die beiden Verteilungen stark unterscheiden. Im Falle der Werte unmittelbar vor einem Wellenbrechereignis ist die Verteilungsfunktion zu deutlich höheren Werten in der Konturstruktur verschoben. Die kräftige durchgezogene Linie weist ab dem sechsten Balken ($KS = 4.25$) Werte über 15% auf, was den Anteil der Wellenbrechereignisse zu den Gesamtdatenpunkten in dem jeweiligen Bereich angibt. Es sei dabei darauf hingewiesen, dass die Ereignisse des Auseinanderbrechens von Wellenzügen gerade einmal 3.7% der Gesamtdatenpunkte ausmachen. Zusätzlich nimmt mit der Zunahme von KS auch der Anteil der brechenden Rossbywellenzüge zu, was andeutet, dass die Konturstruktur als lineares Maß zur Wahrscheinlichkeit eines Auseinanderbrechens von Rossbywellenzügen geeignet ist.

Vergleichen wir hingegen die Verteilungen der mittleren Amplitude $A_{\tau 0}$ bei Wellenbrechereignissen zu der Gesamtverteilung aller mittleren Amplituden (Abbildung 7.12 (b)), so zeigt sich eine deutlich geringere Unterscheidung zwischen den Verteilungen. Auch für hohe mittlere Amplituden erreicht die schwarze Linie für kein Intervall einen Wert oberhalb von 6%. Die mittlere Amplitude scheint also kein guter Indikator zum Einsetzen von Wellenbrechen zu sein, auch wenn statistisch gesehen vor einem Wellenbrechereignis die Werte der mittleren Amplitude leicht erhöht sind. Deutlich besser, aber schlechter als beim Wert der Konturstruktur, ist dafür die Fläche des Rossbywellenzugs geeignet. Dies ist aber insofern auch plausibel, da für sehr große Objekte die Wahrscheinlichkeit höher ist, dass sich ir-

⁵ Wie in Unterabschnitt 6.4.4 beschrieben und gerechtfertigt, wird bei den Untersuchungen des Trajektorienprogramms der Begriff des Wellenbrechens für auseinanderbrechende Rossbywellenzüge im Trajektorienprogramm verwendet. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass diese Begriffe in einigen Fällen korrekterweise eigentlich nicht gleichzusetzen sind.

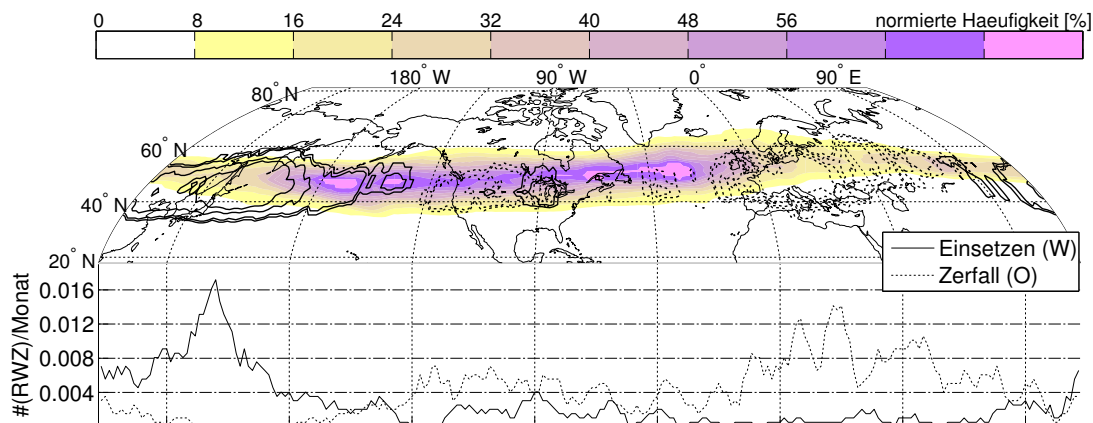


Abbildung 7.13: Entstehungs-, Zerfalls- und Auftrittsregionen von Rossbywellenzügen mit extrem hohen mittleren Amplituden. Beschreibung wie in Abbildung 7.3. Dargestellt sind hier die Rossbywellenzüge aller Jahreszeiten mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen, die im Verlauf ihrer Trajektorie mindestens einen Wert von 11 m s^{-1} in der mittleren Amplitude erreicht haben.

gendwo ein Teil des Rossbywellenzugs vom Hauptwellenzug abspaltet. Im Fall kleiner Rossbywellenzüge kann es sein, dass der gesamte Rossbywellenzug unter den Schwellenwert fällt und somit ein Wellenbrechen nicht identifiziert wird, was bei einem kleineren Schwellenwert als solches interpretiert worden wäre.

In Souders u. a. (2014) wurde gesagt, dass die stärksten Rossbywellenzüge im Atlantik vorkommen und diese im Pazifik entstehen. Die Entstehungs- und Zerfallsregionen der Rossbywellenzüge, welche einen extremen Wert in der mittleren Amplitude A_{τ_0} von 11 m s^{-1} erreichen, sind in Abbildung 7.13 dargestellt. Darin erkennt man, dass die sehr starken Rossbywellenzüge auch in dem hier verwendeten Trajektorienprogramm hauptsächlich im Westpazifik entstehen und über Europa enden.

Bezüglich des Auftretens der stärksten Rossbywellenzüge angeht, zeigt Abbildung 7.14, dass auch mittels dem hier verwendeten Trajektorienprogramms die stärksten Rossbywellenzüge (mit einer mittleren Amplitude von mindestens 11 m s^{-1}) am häufigsten im Atlantik auftreten. Die Häufigkeitsverteilung ist durch die schwarzen Konturlinien in der Längengrad-Breitengrad-Abbildung angegeben. Das Häufigkeitsmaximum liegt hier im Atlantikbereich. Für geringere maximale Werte in der mittleren Amplitude gleichen sich die maximalen Häufigkeiten zwischen Pazifik und Atlantik an. In beiden Bereichen wird unterhalb von 11 m s^{-1} dann die maximale Konturlinie von 80% erreicht. Bei meinen Ergebnissen scheinen ebenfalls die stärksten Rossbywellenzüge im Atlantik aufzutreten. Allerdings ist diese Aussage bei leichter Absenkung des Kriteriums eines starken Rossbywellenzugs kaum noch zutreffend. In Bezug zu meinen Untersuchungen, würde ich dieses Ergebnis deshalb als nicht robust bezeichnen.

Ein weiterer wichtiger Punkt in der Veröffentlichung von Souders u. a. (2014) besteht in der jahreszeitlichen Verteilung der signifikanten und starken Rossbywellenzügen. Ich definiere diese hier als Rossbywellenzüge, welche während ihrer Lebenszeit mindestens einmal eine mittlere Amplitude von 7 m s^{-1} (signifikanter Rossbywellenzug) und 11 m s^{-1} (starker Rossbywellenzug) erreicht haben. Die Verteilung ist in Abbildung 7.15 (a) dargestellt. Bei mehrfach auftretenden identischen Trajektorienanteilen (gleicher Endpunkt im Falle verschmolzener Rossbywellenzüge) wird

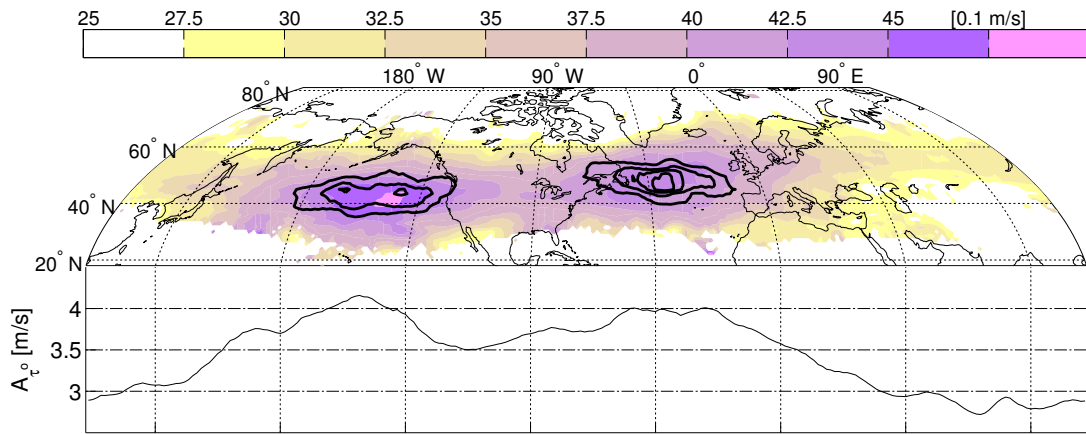


Abbildung 7.14: Über den ERA Interim Zeitraum gemittelten Intensitäten (A_{τ^0}) von extrem amplitudenstarken Rossbywellenzügen. Farbschattierung gibt die über den ERA Interim Zeitraum gemittelten, über die Rossbywellenzug-Trajektorien bestimmten gitterpunkt-basierten Werte der mittleren Amplitude A_{τ^0} an. Über die Trajektorien bestimmt und gitterpunkt-basiert meint dabei, dass die Eigenschaft A_{τ^0} zu jedem Zeitpunkt entlang einer Trajektorie dem nächstgelegenen Gitterpunkt zugeordnet wird und anschließend über alle Werte an den jeweiligen Gitterpunkten gemittelt wird. Die schwarzen Konturlinien beschreiben die Häufigkeitsverteilung extrem intensiver Rossbywellenzüge. Die Häufigkeit wird über die Anzahl an Trajektorien in nächster Umgebung um den Gitterpunkt bestimmt, normiert über die Anzahl des Gitterpunktes mit der höchsten Trajektorienanzahl und über 5 Längen- und 5 Breitengrade gemittelt. Die gezeigten schwarzen Konturlinien entsprechen 20 % bis 80 % (in 20 %-Schritten) der maximalen Häufigkeit für das Auftreten von Rossbywellenzügen mit einer mittleren Amplitude oberhalb von 11 m s^{-1} . Die Linie im unteren Teil der Abbildung gibt den meridional gemittelten Wert der mittleren Amplitude an.

stets die zeitlich längste Trajektorie verwendet. Im Vergleich zu den Ergebnissen in Souders u. a. (2014) (Abbildung 4 a) ist die Anzahl der Rossbywellenzüge in Abbildung 7.15 (a) sehr viel geringer. Das liegt daran, dass der Begriff signifikant in Souders u. a. (2014) alle Rossbywellenzüge umfasst, hier aber eine weitere minimale Stärke vorausgesetzt wird. Ohne vorgegebene minimale Stärke erhält man pro Monat etwa 300 bis 350 Rossbywellenzüge. Der Jahresgang ist dabei weniger stark ausgeprägt als in Souders u. a. (2014). Der Grund dafür ist der relative Charakter des Schwellenwertes. In Souders u. a. (2014) wird ein absoluter Schwellenwert verwendet, dadurch entsteht ein sehr klares Minimum im Sommer mit zunehmenden Werten zum Winter. Wird hier ein doppelter absoluter Schwellenwert von 32 m s^{-1} und 27 m s^{-1} verwendet, so ergibt sich die in Abbildung 7.15 (b) dargestellte Verteilung für alle Rossbywellenzüge (blau) und diejenigen die mindestens eine mittlere Amplitude von 9 m s^{-1} erreicht haben.

Im Vergleich zu den Ergebnissen von Souders u. a. (2014) ist bei dieser Klimatologie anstelle des Winters, der Herbst die Jahreszeit mit den meisten signifikanten und den meisten starken Rossbywellenzügen. Die Frage ist also, woher dieser Unterschied kommen könnte. Der Unterschied sollte durch die unterschiedlichen Methoden verursacht sein. Auch ohne semigeostrophischen Koordinatentransformation ändert sich an dieser Tatsache nichts. Bei Verwendung eines absoluten Schwellenwertes zeigt sich, dass der Winter vergleichbare Anzahlen an signifikanten und starken Rossbywellenzügen wie der Herbst aufweist (Abbildung 7.15 (b)). Ein weiterer

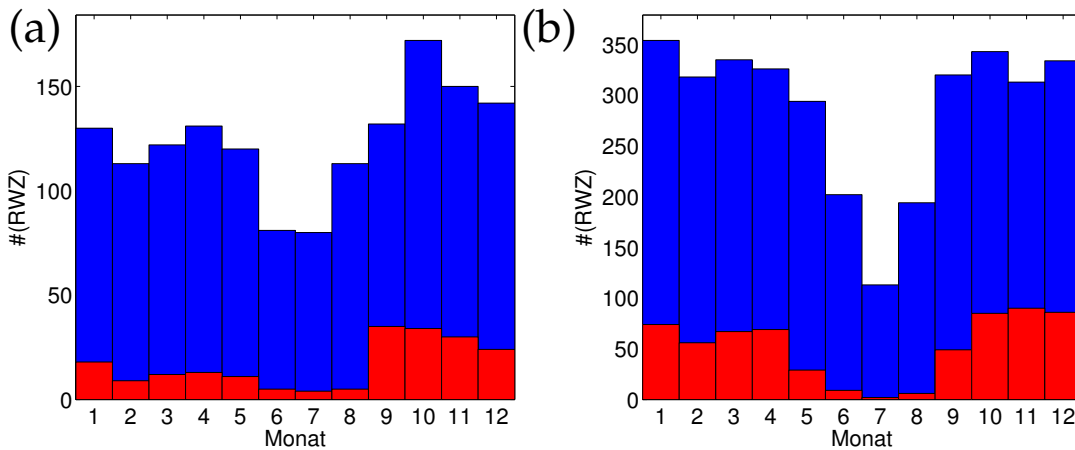


Abbildung 7.15: Jahreszeitliche Häufigkeitsverteilung von signifikanten und starken Rossbywellenzügen. Jahreszeitliche Häufigkeitsverteilung von signifikanten (blau) und starken Rossbywellenzügen (rot). In Abbildung (a) unter Verwendung des üblichen doppelten Schwellenwertes, in Abbildung (b) unter Verwendung eines doppelten absoluten Schwellenwertes mit 27 m s^{-1} und 32 m s^{-1} . Ein signifikanter Rossbywellenzug (blaue Verteilung) ist in Abbildung (a) über eine maximale mittlere Amplitude von mindestens 7 m s^{-1} definiert und ein starker (rote Verteilung) ist über eine maximale mittlere Amplitude von mindestens 11 m s^{-1} definiert. In Abbildung (b) ist ein signifikanter Rossbywellenzug (blaue Verteilung) über alle Rossbywellenzüge (mindestens 0 m s^{-1}) definiert und ein starker Rossbywellenzug (rote Verteilung) ist über eine maximale mittlere Amplitude von mindestens 9 m s^{-1} definiert.

möglicher Grund neben dem relativen Charakter des Schwellenwertes könnte auch im verwendeten Windfeld liegen, was bei der Methode in dieser Arbeit als der senkrechte Anteil zur Hintergrundsströmung gewählt wurde. Der senkrechte Anteil des Windfeldes macht sich in den Ergebnissen umso bemerkbarer, je mehr der Trajektorienverlauf von einem rein zonalen Verlauf abweicht. Rossbywellenzüge welche am Rand eines größerskaligen Rückens oder Trogos auftreten könnten bei Verwendung des gesamten Windfeldes oder der Abweichung vom Hintergrundwindfeld mit einer stärkeren Amplitude dargestellt werden. Tritt ein solcher Fall häufiger im Winter auf, könnte dies erklären warum der Winter bei der in dieser Arbeit verwendeten Methode nicht eine dominante Rolle einnimmt. Diese Hypothese ist recht spekulativ und wurde nicht weiter verfolgt.

Ein weiteres Ergebnis in Souders u. a. (2014) war die Unabhängigkeit zwischen mittlerer Amplitude A_{τ^0} und zonaler Gruppengeschwindigkeit $c_g^{(x)}$. Die Mittelwerte dieser Eigenschaften über den Zeitraum der Rossbywellenzug-Trajektorien, habe ich in Abbildung 7.16 eingefügt. Die Unabhängigkeit zwischen Gruppengeschwindigkeit und mittlerer Amplitude kann man der Abbildung 7.16 (a) entnehmen. Bei Verwendung aller Datenpunkte fällt der Korrelationskoeffizient mit $r = 0.07$ noch geringer aus. Die mittlere Amplitude A_{τ^0} und die zonale Gruppengeschwindigkeit $c_g^{(x)}$ scheinen statistisch gesehen demnach in keinem funktionalen Zusammenhang miteinander zu stehen. Mittels der roten Linie kann man einen minimalen linearen Trend erkennen, allerdings kommt dieser vor allem durch die weniger häufigen negativen Gruppengeschwindigkeiten bei höheren mittleren Amplituden zustande. Die Linie des 80. Perzentils ist hingegen weitestgehend unabhängig von der mittleren Amplitude. Der Grund dafür liegt im Zusammenhang der mittleren Amplitude

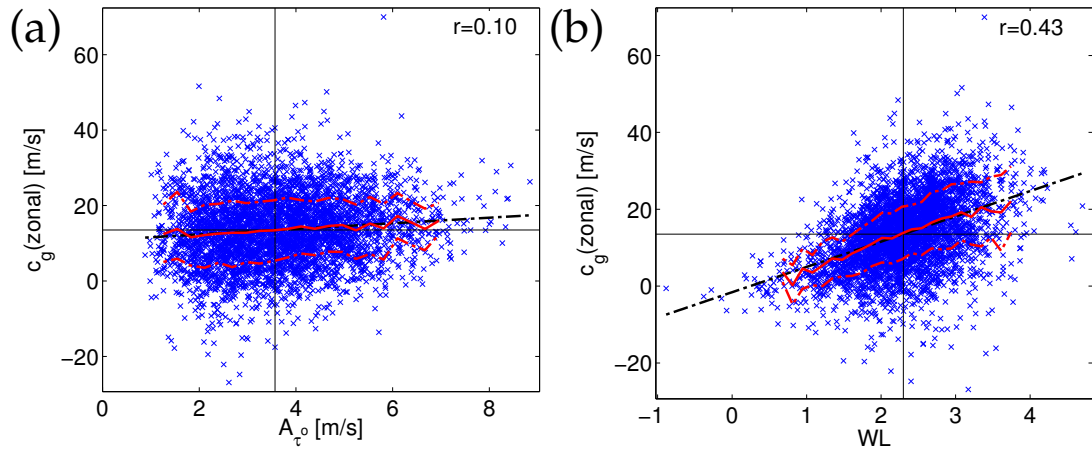


Abbildung 7.16: Abhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit von der mittleren Amplitude A_{τ^o} (Welle) und der Wellenleitermaßzahl WL (Hintergrund). Beschreibung wie in Abbildung 7.4, allerdings sind hier alle Datenpunkte aller Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen dargestellt. In Abbildung (a) ist die über die Trajektorienlebenszeit gemittelte Gruppengeschwindigkeit als Funktion der mittleren Amplitude A_{τ^o} und in Abbildung (b) als Funktion des Wellenleiters WL aufgetragen.

zur Lebenszeit, längerlebige Rossbywellenzüge weisen höhere mittlere Amplituden auf. Rossbywellenzüge breiten sich üblicherweise nach Osten aus. Kurzfristig breiten sich manche Rossbywellenzüge aber auch nach Westen aus (also negative zonale Gruppengeschwindigkeiten). Je längerlebig der Rossbywellenzug ist, desto wahrscheinlicher ist es, dass er sich nicht nur nach Westen, sondern über einen gewissen Zeitraum seiner Lebenszeit nach Osten ausbreitet. Dadurch kommt es seltener zu negativen, über die Trajektorien gemittelte zonalen Gruppengeschwindigkeiten. Dies könnte sich durch den linearen Anstieg des 20. Perzentil in Abbildung 7.16 manifestieren. Ohne diesen Effekt sind die beiden Größen jedoch annähernd unabhängig voneinander. Hauptsächlich sorgt jedoch der Effekt des Auseinanderbrechens oder der Verschmelzung von Rossbywellenzügen für die negativen zonalen Gruppengeschwindigkeiten. Dieser Effekt verursacht vermutlich auch die starken negativen Gruppengeschwindigkeiten in Souders u. a. (2014).

Von der hergeleiteten Formel der Gruppengeschwindigkeit in Unterabschnitt 1.1.6 ist zu erwarten, dass zwischen der Gruppengeschwindigkeit und der Stärke der Hintergrundströmung ein Zusammenhang besteht. Die Stärke der Hintergrundströmung ist über die Wellenleitermaßzahl WL in den Trajektorien abgespeichert. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 7.16 (b) zu sehen. Wie zu erwarten, besteht zwischen der Wellenleitermaßzahl WL und der zonalen Gruppengeschwindigkeit $c_g^{(x)}$ ein, im statistischen Sinne, linearer Zusammenhang. Abgesehen von der zurückgelegten zonalen Distanz kommt es bei den anderen Eigenschaften zu keinem erkennbaren Zusammenhang mit der Gruppengeschwindigkeit.

In Souders u. a. (2014) wurde darüber hinaus noch die Längengrad-Breitengrad-Verteilung der Gruppengeschwindigkeit gezeigt. Die Maxima in den gemittelten Gruppengeschwindigkeiten treten in den Eingangsregionen der Strahlströme auf. Der Gradient im Hintergrundgeopotential, und damit die Wellenleitermaßzahl WL, weist in diesen Regionen hohe Werte auf. Wie bereits in Abbildung 7.16 (b) gezeigt, existiert ein linearer Zusammenhang zwischen der Wellenleitermaßzahl WL und der zonalen Gruppengeschwindigkeit $c_g^{(x)}$. Demnach entspricht die räumliche Übereinstimmung zwischen den hohen Werten in der Gruppengeschwindigkeit

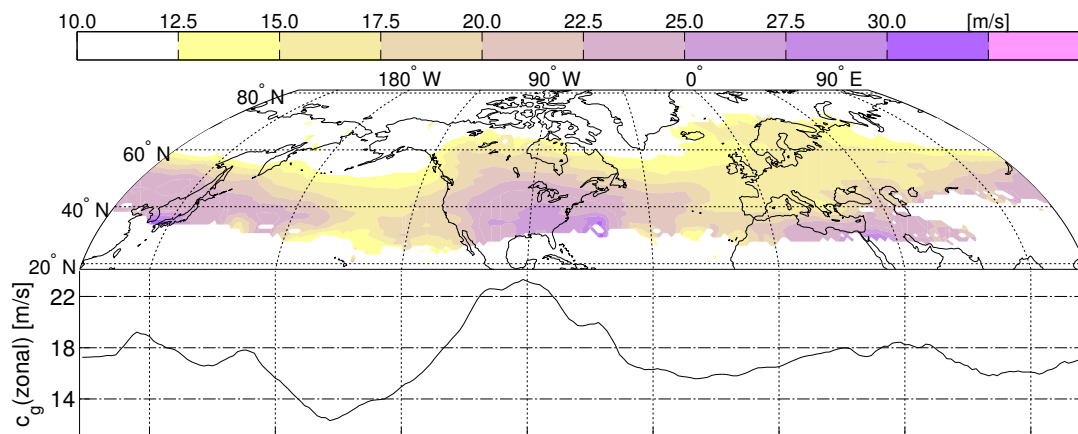


Abbildung 7.17: Über den ERA Interim Zeitraum gemittelten zonalen Gruppengeschwindigkeiten. Farbschattierung gibt die über den ERA Interim Zeitraum gemittelten, über die Rossbywellenzug-Trajektorien bestimmten gitterpunkt-basierten Werte der zonalen Gruppengeschwindigkeit an. Über die Trajektorien bestimmt und gitterpunkt-basiert meint dabei, dass die Eigenschaft der zonalen Gruppengeschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt entlang einer Trajektorie dem nächstgelegenen Gitterpunkt zugeordnet wird und anschließend über alle Werte an den jeweiligen Gitterpunkten gemittelt wird. Die Linie im unteren Teil der Abbildung gibt das den meridional gemittelten Wert der Gruppengeschwindigkeit an.

keit und den Strahlstromeingängen unseren Erwartungen. Die Längengrad-Breitengrad-Verteilung der Gruppengeschwindigkeit ist in Abbildung 7.17 dargestellt. Man erkennt auch hier, wie in Souders u. a. (2014), die hohen Werte im Bereich der Strahlstromeingänge. Teilweise kommt dies auch daher, dass im Bereich des diffluenten Ausstömens im Osten der Weltmeere die Rossbywellenzüge teilweise stationär werden oder langsam an Ort und Stelle vergehen, wodurch die gemittelte Gruppengeschwindigkeit recht niedrig ausfällt. Von der Struktur her ähneln die Werte und die Verteilung der gemittelten Gruppengeschwindigkeiten den Ergebnissen von Souders u. a. (2014) (Abbildung 8a darin), nur ist das pazifische Maximum darin deutlich ausgeprägter als das atlantische.

Des Weiteren wurde in Souders u. a. (2014) noch versucht eine Aussage über die zeitlichen Trends der Rossbywellenzug-Eigenschaften im Zeitraum des ERA-Interim Datensatzes zu treffen. Für die Nordhemisphäre wurden keine klaren Trends gefunden. Auch für die hier untersuchten Rossbywellenzug-Amplituden in der Nordhemisphäre habe ich keine klaren Trends erkennen können. Allerdings habe ich bei den anderen Eigenschaften teilweise deutlichere Trends gefunden. Der stärkste Trend tritt bei der Lebenszeit von Rossbywellenzügen auf. Eine lineare Regression von Rossbywellenzügen mit einer minimalen Lebenszeit von 4 Tagen ergibt eine Zunahme von 11 % in der Lebenszeit der Rossbywellenzüge (von 1980 bis 2012). Durch eine detaillierte Untersuchung der anderen Rossbywellenzug-Eigenschaften kam mir der Verdacht, dass die Ursache in allen Trends auch durch einen negativen Trend in der Stärke des mittleren Einhüllendenfeldes auf der Nordhemisphäre erklärt werden könnte. Dies hat sich für die ERA-Interim Daten in der Tat bestätigt (hier nicht gezeigt). Da die verwendete Einhüllendenberechnung eine Dämpfungsfunktion beinhaltet, habe ich darüber hinaus noch die zeitliche Entwicklung des über ein Jahr und zwischen 15°N und 85.5°N gemittelten Betragsfeldes des Meridionalwindes untersucht. Auch die Stärke des Meridionalwindes weist einen negativen

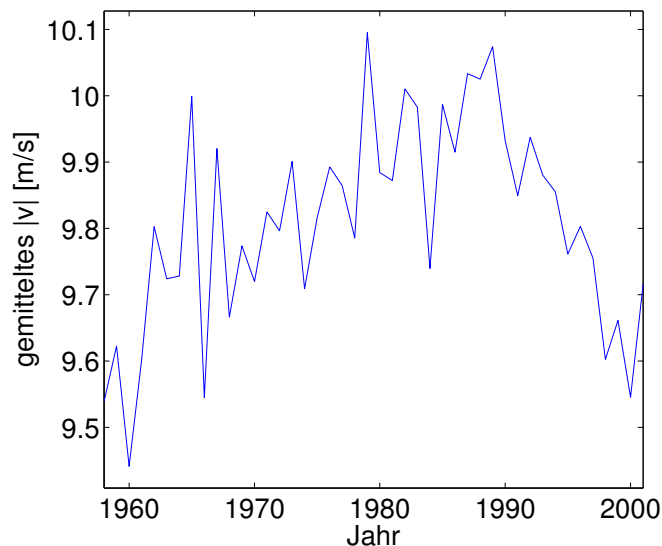


Abbildung 7.18: Zeitlicher Trend in der Stärke des Meridionalwindes. Entwicklung des jeweils über ein Jahr gemittelten Betrags des Meridionalwindes (gewichtet über $\cos(\varphi)$) zwischen 15°N und 85°N des ERA40 Datensatzes.

Trend auf (hier nicht gezeigt). Um zu testen, ob dieser Trend nur in den ERA-Interim Daten vorliegt habe ich diese Untersuchung auch für den ERA40 Datensatz durchgeführt. Die zugehörige zeitliche Entwicklung des über alle Längengrade und zwischen 15°N und 85°N gemittelten Betrags des Meridionalwindes ist in Abbildung 7.18 zu sehen. Darin zeigt sich, dass dieser negative Trend für den Zeitraum der ERA-Interim Daten (1980-2012) auch im ERA40 Datensatz vorhanden ist. Bis in die Mitte der 80er Jahre war jedoch ein entgegengesetzter positiver Trend zu erkennen. Es scheinen also längerfristige Trends in dem zugrundeliegendem meridionalen Windfeld vorhanden zu sein. Es ist nicht verwunderlich, wenn dies auch einen Einfluss auf die Rossbywellenzüge hat. Inwieweit diese direkte Kopplung existiert oder inwieweit der verwendete Schwellenwert durch seinen relativen Charakter geeignet ist, um klimatologische Trends zu untersuchen, ist mir nicht ganz klar. Die Ergebnisse scheinen jedoch anzudeuten, dass der verwendete Schwellenwert dafür nicht geeignet ist. Verwendet man einen absoluten doppelten Schwellenwert, so zeigen sich deutlich geringe, wahrscheinlich nichtsignifikante Trends (nicht getestet). Da es sich aber um keinen eigentlichen Bestandteil meiner Arbeit handelt, werde ich hier nicht weiter darauf eingehen. Dieser Aspekt kann aber wichtig sein, wenn man den, wie in dieser Arbeit angegebenen, doppelten Schwellenwert für klimatologische Trends verwenden möchte. Die Abbildung 7.18 soll auf diese Problematik hinweisen. Existierenden langzeitlichen Trends in den zugrundeliegenden Winddaten sind nämlich keineswegs offensichtlich.

7.2.3 Weitere Ergebnisse

Im letzten Unterabschnitt habe ich die klimatologischen Ergebnisse aus Glatt und Wirth (2014) und Souders u. a. (2014) mit den in dieser Arbeit erzeugten Ergebnissen verglichen. Einige Punkte konnten bestätigt werden, was die Robustheit dieser Aussagen zeigt. Bezüglich einiger Ergebnisse habe ich bereits neue Erkenntnisse gezeigt, insbesondere bei den Aussagen zum Wellenbrechen. Im Vergleich zu den anderen Klimatologien habe ich bereits die besondere Rolle des Herbstes in dem

hier verwendeten Trajektorienprogramm hervorgehoben. Dies betrifft besonders die Langlebigkeit und Stärke der Rossbywellenzüge im Herbst.

Im Folgenden möchte ich auf ein paar weitere Punkte im Speziellen eingehen, darunter

- der Lebenszyklusdarstellung der Rossbywellenzüge mit Aufteilung in verschiedene Jahreszeiten
- der Lebenszyklusdarstellung für Rossbywellenzüge mit und ohne Wellenbrechen
- der Abhängigkeit verschiedener Rossbywellenzug-Eigenschaften
- der Regionenabhängigkeit der Rossbywellenzüge
- dem Zusammenhang zwischen Rossbywellenzügen und globalen Strukturindizes

In Abbildung 7.19 sind zunächst einmal die Eigenschaften S , A_{τ^0} , KS und WL für alle Rossbywellenzüge des ERA Interim Zeitraums mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen dargestellt. Diese Art der Darstellung von Rossbywellenzügen ist neu und erlaubt wichtige Einblicke in die verschiedenen Lebensabschnitte von Rossbywellenzügen. Je nach Untersuchungsschwerpunkt lassen sich diese Lebenszyklusdarstellungen in verschiedene Eigenschaften, wie zum Beispiel in minimale Lebenszeiten, in unterschiedliche Regionen, in verschiedene Jahreszeiten oder in vieles mehr aufteilen, wodurch man einiges über die Entwicklung von Rossbywellenzügen lernen kann. Im Folgenden werde ich explizit auf ein paar Besonderheiten eingehen.

Aus der Abbildung 7.19 lassen sich bereits einige wichtige Erkenntnisse gewinnen. In erster Ordnung handelt es sich bei den Eigenschaften S , A_{τ^0} und KS um symmetrische Verläufe um die mittlere zurückgelegte Distanz des Rossbywellenzugs. Damit ist gemeint, dass sich nach einem anfänglichen Anstieg des Rossbywellenzugs bis etwa zur Mitte der zurückgelegten Trajektorienstrecke eine Abnahme bis zum Ende des Rossbywellenzug-Lebenszyklusses anschließt. Im Gegensatz dazu ist die Eigenschaft der Wellenleitermaßzahl WL streng asymmetrisch⁶ (Abbildung 7.19 (d)). Die Rossbywellenzüge beginnen in Regionen mit hohen Werten in WL mit anschließender kontinuierlicher Abnahme. Gegen Ende der zurückgelegten Trajektorienstrecke ist ein starker Abfall in WL zu beobachten. Dies bekräftigt die Behauptung in Souders u. a. (2014), dass die Rossbywellenzüge vornehmlich in den diffluenten Gebieten in den Ostbereichen der Weltmeere enden. Diese sind durch stark abnehmende Werte in WL an den Ausgangspunkten der Strahlströme gekennzeichnet, wie hier durch den Trajektorienverlauf von WL angedeutet (Abbildung (d)).

Ein Vergleich der Fläche S und der mittleren Amplitude A_{τ^0} (Abbildung 7.19 (a) und (c)) scheint auch eine vorherige Behauptung zu bestätigen, nämlich, dass die mittlere Amplitude der Rossbywellenzüge schneller in Sättigung übergeht als deren Fläche. Nach schnell einsetzender Sättigung (zumindest stark reduzierte Zunahme) in der mittleren Amplitude kann der Rossbywellenzüge sich stromabwärts oder stromaufwärts flächenmäßig weiter ausbreiten, was die mittlere Amplitude

⁶ Bei Symmetrie ist hier stets Achsensymmetrie gemeint mit der Vertikalen Linie in der Mitte der Abszisse als Symmetrieebene. Der Wellenleiter WL könnte andernfalls vielmehr als punktsymmetrisch anstelle von nicht symmetrisch bezeichnet werden.

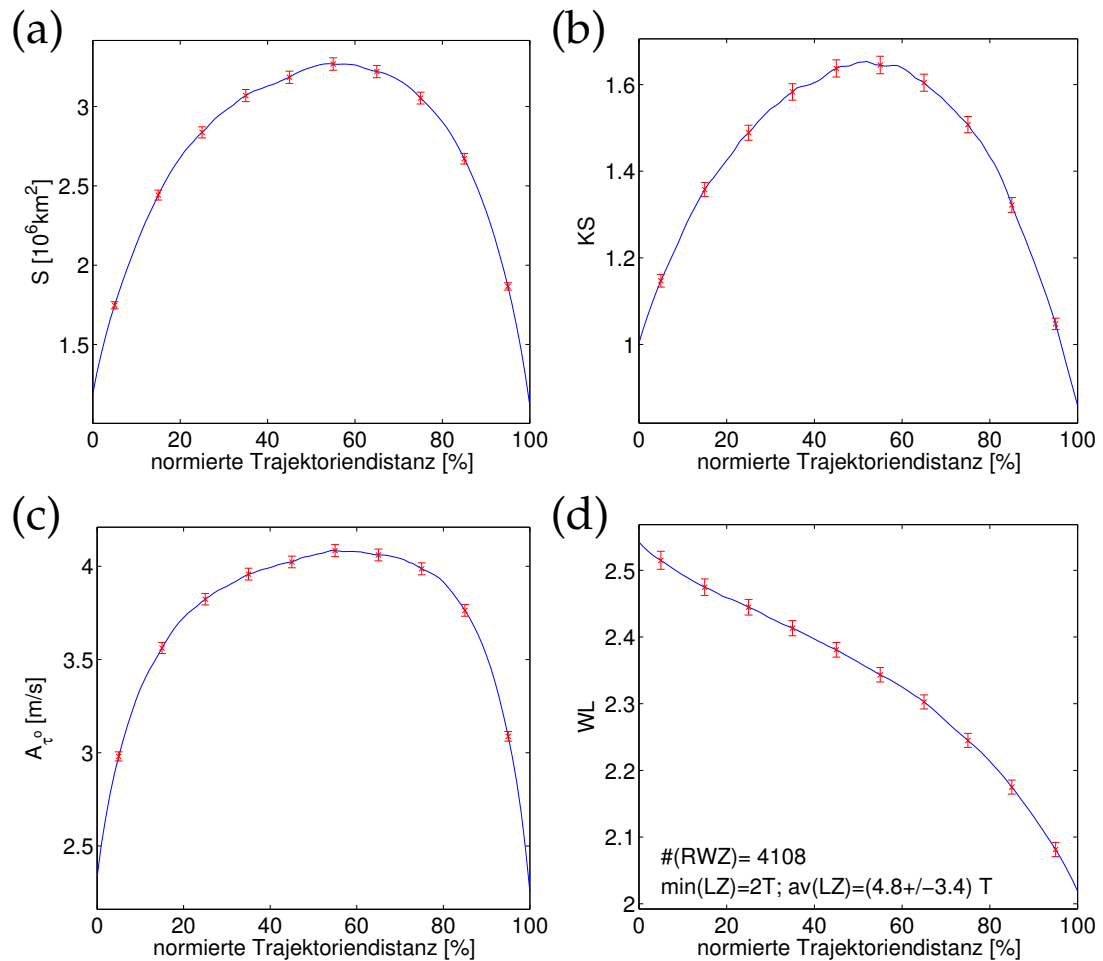


Abbildung 7.19: Darstellung verschiedener gemittelter Rossbywellenzug-Eigenschaften als Funktion des normierten Rossbywellenzug-Lebenszyklus. Die Abbildungen geben den gemittelten Rossbywellenzug-Verlauf verschiedener Eigenschaften als Funktion der normierten Trajektoriendistanz wieder. Für die normierten Trajektoriendistanzen von $\{5, 15, 25, \dots, 95\}$ % sind die mittleren Fehlerbereiche der gemittelten Größen als rote Balken dargestellt. In Abbildung (a) ist die Fläche, in Abbildung (b) die Konturstruktur, in Abbildung (c) die mittlere Amplitude und in Abbildung (d) die Wellenleitermaßzahl dargestellt. In Abbildung (d) ist in den unteren beiden Zeilen mit $\#$ die Anzahl an Rossbywellenzügen, $\text{min}(\text{LZ})$ die vorgegebene minimale Lebenszeit in Tagen, $\text{av}(\text{LZ})$ die mittlere Lebenszeit mitsamt der Standardabweichung in Tagen angegeben.

aber nicht notwendigerweise verändert. Eine Erhöhung der vorgegebenen minimalen Lebenszeit verkürzt in der gewählten normierten Darstellung die anfängliche Verstärkungsphase und die zum Ende einsetzende Abschwächungsphase. Dadurch werden die Unterschiede in der Fläche und der mittleren Amplitude noch deutlicher. Für eine minimale Lebenszeit von 6 Tagen ist dies in Abbildung 7.20 dargestellt. Im Mittel erreicht der Rossbywellenzug also schneller hohe Werte in der mittleren Amplitude, während zur Ausbildung großer Flächen mehr Zeit notwendig ist.

Die Konturstruktur weist in der Lebenszyklusdarstellung, wie in Abbildung 7.19 (b) dargestellt, ein ähnliches Verhalten wie die Fläche auf. Im Streudiagramm zwischen Fläche und Konturstruktur (hier nicht gezeigt) ist deshalb auch ein linearer Zusammenhang zu erkennen, jedoch scheinen andere Effekte diesen linearen Zusammenhang zu überlagern und weniger klar erscheinen zu lassen. In der Abbildung 7.11

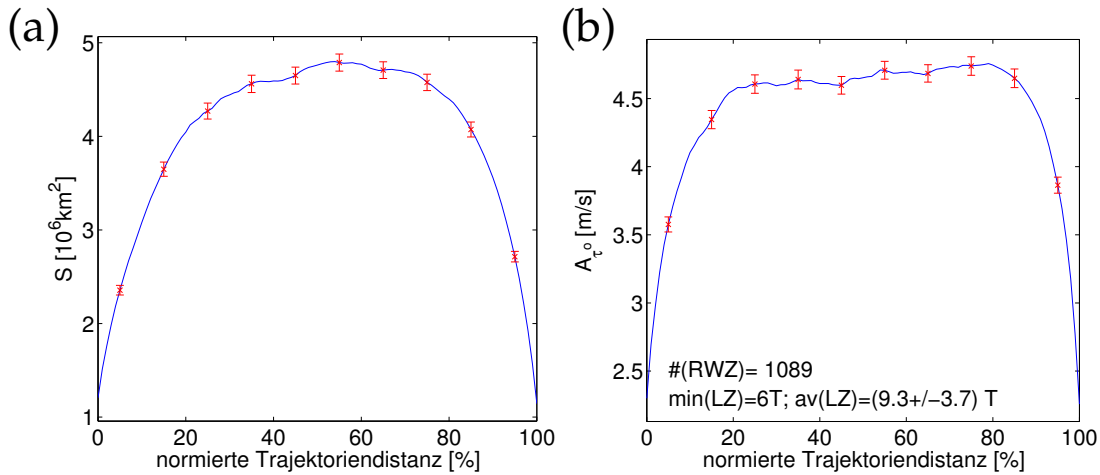


Abbildung 7.20: Gemittelter Rossbywellenzug-Verlauf für Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 6 Tagen. Ansonsten Beschreibung wie in Abbildung 7.19 für den Verlauf der Fläche (Abbildung (a)) und der mittleren Amplitude (Abbildung (b)) des Rossbywellenzugs.

wurde der Zusammenhang der mittleren Amplitude und der Konturstruktur in der Streudiagrammdarstellung untersucht. Darin war kein linearer Zusammenhang zu erkennen. Dies zeigt, dass die Konturstruktureigenschaft mit den anderen Eigenschaften keine so einfachen Zusammenhänge aufweist. An und für sich ist das allerdings auch zu erwarten, da die Konturstruktur Wellenbrechen anzeigen soll, was nicht so einfach von anderen Eigenschaften abzuleiten ist. Auf das Wellenbrechen werden wir gleich nach der Darstellung der Lebenszyklen in Abhängigkeit der Jahreszeit zurückkommen. Ich ziehe die Aufspaltung der Lebenszyklendarstellung der Jahreszeiten vor, da diese Aufspaltung dann auch für die auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge in Verbindung mit der weiteren Untersuchung der Konturstruktur erfolgen soll.

Eine Unterteilung der Rossbywellenzug-Lebenszyklen aus Abbildung 7.19 in die einzelnen Jahreszeiten, so erhält man die in Abbildung 7.21 gezeigte Darstellung. Die Aufteilung beim Wellenleiter in Abbildung 7.21 (d) entspricht der unterschiedlichen Stärke der Hintergrundströmung in den verschiedenen Jahreszeiten. Es ist bekannt, dass der Strahlstrom in den mittleren Breiten im Winter am stärksten und im Sommer am schwächsten ausgebildet ist. Darüber hinaus erkennt man, dass die Werte im Wellenleiter (Gradient des Hintergrundgeopotentials) in den Übergangsjahreszeiten im Herbst höher sind als im Frühling.

Ein Vergleich der Abbildungen 7.21 (a), (b) und (c) gibt weitere interessante Einblicke der Jahreszeitenabhängigkeit in den Rossbywellenzug-Eigenschaften. Zum einen erkennt man in der mittleren Amplitude (Abbildung (c)) die herausragende Rolle des Herbstes, während bezüglich der Flächen (Abbildung (a)) der Herbst und der Winter ähnlich hohe Werte aufweisen. Es sei hier noch einmal darauf verwiesen, dass diese herausragende Rolle relativ zum Schwellenwert, nicht zu den absoluten Werten gemeint ist. Bei den absoluten Schwellenwerten weist der Winter nämlich größere Flächen und größere mittlere Amplituden als der Herbst auf. Die höheren absoluten Werte im Winter gehen aber vermutlich, wie bereits erwähnt, auf die generell stärkere Strömung durch die höheren Geopotentialgradienten im Hintergrund zurück. Trotz des relativen Charakters des doppelten Schwellenwertes weist der Frühling und insbesondere der Sommer deutlich geringere Werte in den Flächen und mittleren Amplituden der Rossbywellenzüge auf (Abbildung 7.21 (a))

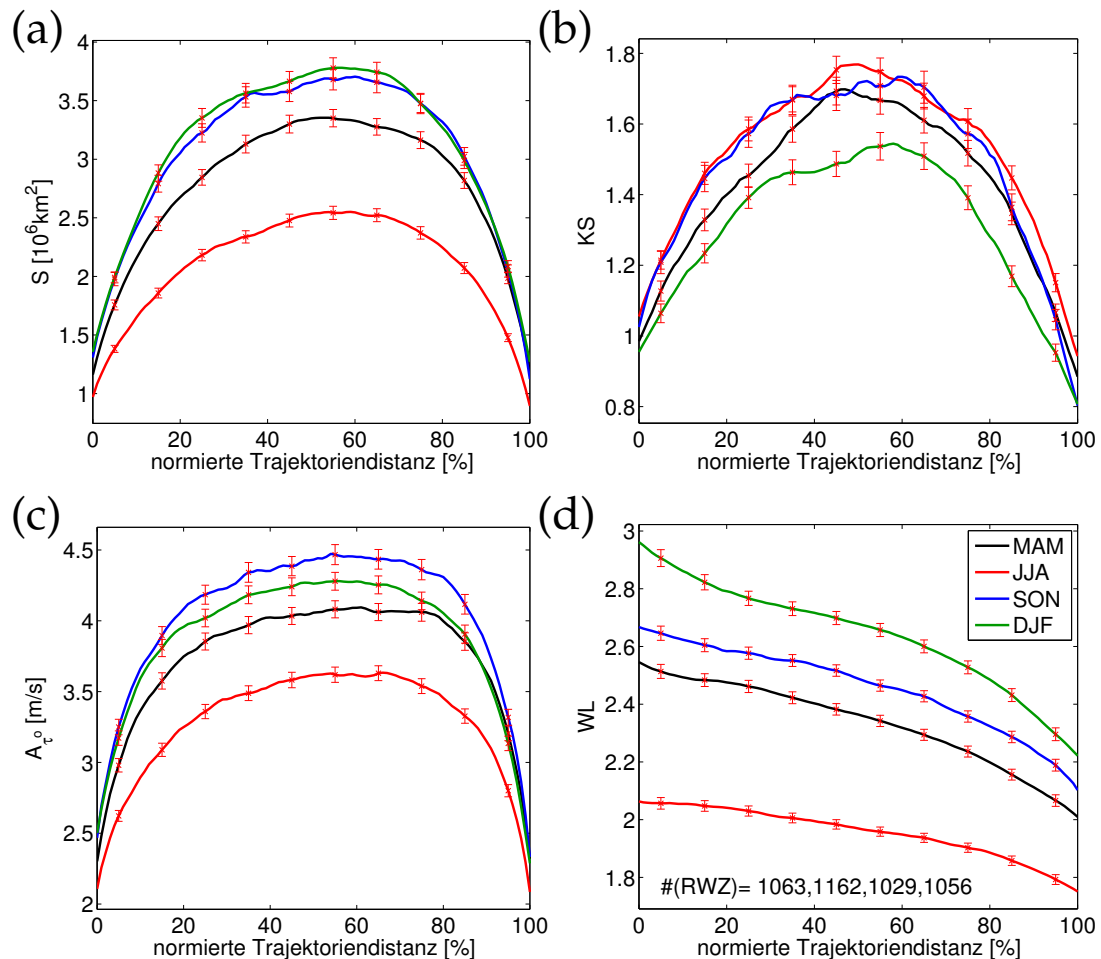


Abbildung 7.21: Darstellung der in die verschiedenen Jahreszeiten unterteilter gemittelter Rossbywellenzug-Verlauf. Beschreibung wie in Abbildung 7.19 für Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen, hier aber noch zusätzlich in die verschiedenen Jahreszeiten unterteilt (zugehörige Legende in Abbildung ((d)). In Abbildung (a) ist die Fläche, in Abbildung (b) die Konturstruktur, in Abbildung (c) die mittlere Amplitude und in Abbildung (d) der Wellenleiter als Funktion der normierten Trajektoriendistanz dargestellt.

und (c)). Anders verhält es sich für die Jahreszeiteaufteilung bei der Konturstruktur (Abbildung 7.21 (c)). Hier weist der Winter die niedrigsten Werte auf, obwohl in dieser Jahreszeit die größten Rossbywellenzug-Flächen erreicht werden. Dies deutet an, dass anscheinend im Winter die Rossbywellenzüge deutlich kompaktere Strukturen als in den anderen Jahreszeiten aufweisen. Dieser Zusammenhang könnte auch erklären, warum der mittels der Abbildung 7.20 beschriebene Unterschied in der Entwicklung der Fläche und mittleren Amplitude der Rossbywellenzüge im Winter stärker als im Herbst ausgeprägt ist. Im Fall eines sehr kompakten ungestörten Rossbywellenzugs ist das Konzept der stromabwärtsgerichteten Entwicklung mit schnell einsetzender Sättigung in der Amplitude am einfachsten zu erreichen. Damit ist ein Erkennungsalgorithmus der Rossbywellenzug-Trajektorien einfacher als im Fall von Rossbywellenzügen, die bei üblicherweise höheren Konturstrukturwerten auftreten. Wie bereits erwähnt, war das Vorgehen, die Feinabstimmung des Trajektorienprogramms über den Sommer und Winter als die beiden extremen Jahreszeiten durchzuführen, womöglich nicht optimal. Vielmehr hätte ich dies über den Herbst und den Sommer, den Jahreszeiten mit den höchsten Konturstrukturwerten vornehmen

sollen. Die hohen Konturstrukturwerte im Sommer kommen vermutlich dadurch zustande, dass sich die Rossbywellenzüge im Sommer durch die sehr geringen mittleren Amplituden (siehe Abbildung 7.21 (c)) weniger stark vom Einhüllendenfeld des Hintergrunds absetzen. Durch die geringeren Unterschiede des unteren Schwellenwertes zu dem mittleren Wert des Einhüllendenfeldes des Hintergrunds, ist es einfacher unkompakte Strukturen und Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen zu erhalten.

Wie bereits weiter oben erwähnt, möchte ich noch einmal auf brechende Rossbywellenzüge eingehen. Tatsächlich betrachte ich auch hier wieder eigentlich nur in der Trajektorienbetrachtung auseinanderbrechende Rossbywellenzüge und nehme an, dass diese mit tatsächlich brechenden Rossbywellenzügen eine große gemeinsame Schnittmenge aufweisen. Deren Lebenszyklus wird jetzt von Anfang ihrer Entstehung bis zu dem Zeitpunkt, an dem sie sich vom Haupt-Rossbywellenzug abspalten, dargestellt. Der Anteil nach dem Wellenbrechen wird nicht betrachtet. Die Rossbywellenzug-Lebenszyklen bis zum Zeitpunkt des Auseinanderbrechens, aufgeteilt in die verschiedenen Jahreszeiten, sind in der linken Spalte der Abbildung 7.22 dargestellt. Der Wert von 100 % der normierten Trajektoriendistanz beschreibt also den Zeitpunkt der Trajektorie an dem es zum Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs kommt. Sollte es bei einem Rossbywellenzug zwei oder mehrmals zu einem Auseinanderbrechen kommen, so wird immer vom Zeitpunkt des letzten Wellenbrechereignis bis zum nächsten Wellenbrechereignis der Wellenzug dargestellt.

Die Lebenszyklen der auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge werden mit den nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen (rechte Spalte in Abbildung 7.22) verglichen. Da die Werte der Eigenschaften der Rossbywellenzüge stark von deren Lebenszeit abhängig sind, müssen für einen Vergleich für die nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge noch ein paar Vorgaben getroffen werden. Da das Wellenbrechen im Allgemeinen bei großen Flächen auftritt werden die nichtbrechenden Rossbywellenzüge nur bis etwa ihrem Maximum in der mittleren Amplitude und Fläche dargestellt. Hier wurden die ersten 55 % der Lebenszeit der Rossbywellenzüge gewählt, um die Rossbywellenzüge in einer vergleichbaren Entwicklung zu zeigen (große Flächen und große mittlere Amplituden). Die mittlere Lebenszeit der auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen beträgt 5.6 Tage. Auf Grund der Abhängigkeit der Werte in den verschiedenen Eigenschaften von der Lebenszeit des Rossbywellenzugs, sollen die nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge eine vergleichbare mittlere Lebenszeit aufweisen. Aus diesem Grund wird für die nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge eine minimale Lebenszeit von 7 Tagen vorgegeben. Damit ergeben sich mittlere Lebenszeiten der nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge von 5.4 Tagen (der auf 55 % gekürzten Lebenszeit). Die gemittelten und auf 55 % der Lebenszeit gekürzten Lebenszyklen der nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge sind in der rechten Spalte der Abbildung 7.22 zu erkennen. Für eine bessere Vergleichbarkeit ist die Skala der Achsen der Eigenschaften der auseinanderbrechenden und nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge identisch gewählt.

In der Fläche S (Abbildung 7.22 (a) und (d)), der mittleren Amplitude A_{τ^0} (Abbildung 7.22 (c) und (f)) sowie in der Wellenleitermaßzahl WL (hier nicht dargestellt), zeigt sich qualitativ ein ähnliches Bild zwischen den auseinanderbrechenden und den nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen. Bei der mittleren Amplitude und dem Wellenleiter kommt es auch zu recht ähnlichen Werten. Bei der Fläche weisen die auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge vor allem zum Ende hin für

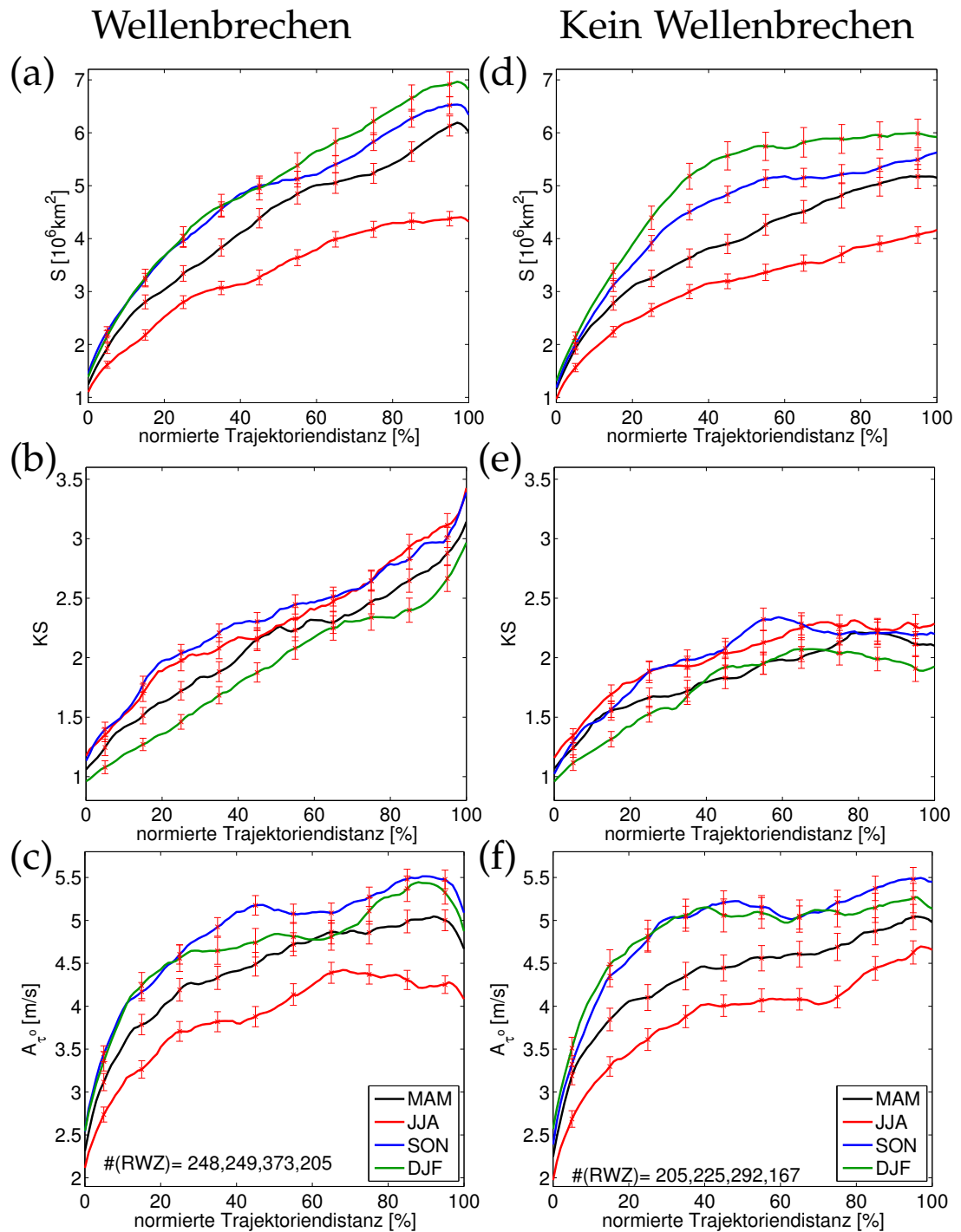


Abbildung 7.22: Vergleich der Rossbywellenzug-Lebenszyklen von auseinanderbrechenden und nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen. Beschreibung wie in Abbildung 7.19 für die Fläche, der Konturstruktur und der mittleren Amplitude der Rossbywellenzüge, jedoch zusätzlich unterteilt in die verschiedenen Jahreszeiten (zugehörige Legende in Abbildung (c) und (f)). Die linke Spalte zeigt die Rossbywellenzug-Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen bei denen es bei 100% zum Wellenbrechen kommt. In der rechten Spalte sind die ersten 55% der Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 7 Tagen dargestellt, bei denen es zu keinem Wellenbrechereignis gekommen ist. Die Anzahl der Rossbywellenzüge im unteren Teil der Abbildungen entspricht der Reihenfolge in der Legende.

den Winter, Frühling und Herbst einen kräftigeren Anstieg mit höheren Werten auf. Qualitativ sehr unterschiedlich ist der Verlauf der Konturstruktur zwischen auseinanderbrechenden und nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzüge, mit deutlich höheren Werten bei den auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen. Man erkennt auch das fast sprunghafte Ansteigen der Konturstrukturwerte kurz vor dem Zeitpunkt des Wellenbrechens.

Hingegen ist der Verlauf zwischen den brechenden und nichtbrechenden Rossbywellenzüge in der mittleren Amplitude gar nicht so verschieden. Es kommt zum Anstieg mit leichter Sättigung und anschließendem weiteren Anstieg. Das scheint die Aussage von Edmund Chang zu bekräftigen, dass die längerlebigen Wellenzüge keine stetigen Entwicklungen aufweisen, sondern eher pulsierende Entwicklungen haben. Der Verlauf der mittleren Amplitude deutet wie zuvor auch hier an, dass diese Größe eher nicht hauptausschlaggebend für das Wellenbrechen ist wie in Glatt und Wirth (2014) vermutet. Die Abbildung 7.22 zeigt also nochmal im statistischen Sinne den engen Zusammenhang zwischen hohen Werten in der Konturstruktur und einem Auseinanderbrechen der Rossbywellenzüge. Die anderen Eigenschaften zeigen kein derartig unterschiedliches Verhalten zwischen den auseinanderbrechenden und nicht auseinanderbrechen Rossbywellenzügen.

Im Folgenden werde ich auf die Abhängigkeit verschiedener Rossbywellenzug-Eigenschaften eingehen. In Unterabschnitt 7.2.2 wurde bereits auf ein paar Zusammenhänge, wie etwa zwischen der mittleren Amplitude und der Fläche, eingegangen. Diese wurden aber einfach wie in den Veröffentlichungen von Glatt und Wirth (2014) und Souders u. a. (2014) ausgewählt, um eine zusätzliche Aussage zu bekräftigen. Deswegen soll nun ganz systematisch der Zusammenhang aller Eigenschaften mit allen untersucht werden und die Information soweit reduziert werden, dass nur noch nützliche Information herausgelesen werden können. Dazu werde ich wie folgt vorgehen: Ich werde eine Eigenschaft, zum Beispiel die mittlere Amplitude A_{τ^0} , in einem Streudiagramm als Funktion der anderen Eigenschaften auftragen. Das heißt die mittlere Amplitude wird im Streudiagramm auf der Ordinate aufgetragen und die anderen Eigenschaften auf der Abszisse. Ergibt sich wie in Abbildung 7.10 (b) für die Fläche S ein funktionaler Zusammenhang (linearer Anstieg, dann Übergang in Sättigung) notiere ich dies als $A_{\tau^0}(S)$. Dadurch wird angezeigt, dass die mittlere Amplitude im statistischen Sinne eine Funktion der Fläche darstellt. Gleichzeitig betrachte ich auch den umgekehrten Zusammenhang zwischen der Fläche S (auf der Ordinate aufgetragen) und der mittleren Amplitude A_{τ^0} (nun auf der Abszisse aufgetragen). Ergibt sich für diese Darstellung ebenfalls ein funktionaler Zusammenhang, kennzeichne ich dies bei der mittleren Amplitude durch $A_{\tau^0}(S(A_{\tau^0}))$. Dies bezeichne ich als doppelte Abhängigkeit, andernfalls als einfache Abhängigkeit. Ist der funktionale Zusammenhang bei einer doppelten Abhängigkeit der gleiche (zum Beispiel beide Male ein linearer Anstieg) wird die doppelte Abhängigkeit mit einer Tilde versehen. Um tatsächlich die statistischen Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Eigenschaften zu erhalten, werden in den Streudiagrammen alle Zeitpunkte aller Trajektorien dargestellt; Zuvor hatte ein blaues x die über die gesamte Trajektorie gemittelten Eigenschaften dargestellt. Bei dieser Betrachtungsweise ergeben sich für die Eigenschaften A_{τ^0} , S , KS , WL , $c_g^{(x)}$ folgende Abhängigkeiten:

Dabei handelt es sich um mögliche Abhängigkeiten. Für die Tilde-Abhängigkeiten (in grau) Bedarf es eigentlich keiner Interpretation, da es sich dabei um eine lineare intrinsische Abhängigkeiten handelt. Intrinsisch meint dabei, dass die Abhängigkeit von der Definition oder der Formel der Eigenschaften abhängt, der Zu-

$$\begin{aligned}
c_g^{(x)} &= c_g^{(x)}(WL) \\
WL &= WL(A_{\tau^0}(WL), S(WL)) \\
KS &= KS(A_{\tau^0}, \tilde{S}, WL) \\
A_{\tau^0} &= A_{\tau^0}(S(A_{\tau^0}), WL(A_{\tau^0})) \\
S &= S(A_{\tau^0}(S), \tilde{KS}, WL(S))
\end{aligned}$$

sammenhang demnach vorgegeben ist. Eine solche intrinsische Abhängigkeit ist bei der Konturstruktur KS und der Fläche S der Rossbywellenzüge gegeben. Die Konturstruktur KS hängt annähernd linear von der Fläche S ab und die Fläche S hängt annähernd linear von der Konturstruktur KS ab (hier nicht gezeigt). Dieser beidseitige lineare Zusammenhang ergibt sich aus der Gleichung (6.7) für die Konturstruktur. Da dieser Zusammenhang bereits durch die Definition von KS gegeben ist, lässt sich aus diesem Zusammenhang keine hilfreiche Information ableiten. Dieser intrinsische Zusammenhang zwischen KS und S könnte wahrscheinlich eliminiert werden, wenn man in der Formel von KS die Rossbywellenzugfläche nicht mit der über die Konturlänge bestimmte Fläche eines Kreises, sondern der Fläche einer Ellipse vergleicht. Dadurch könnte die Konturstruktur noch besser das Einsetzen von Wellenbrechen wiedergeben.

Daran anschließend kann die Frage gestellt werden, warum ich die lineare intrinsische Abhängigkeit nicht versucht habe zu eliminieren. Eventuell ist es deshalb sinnvoll, die intrinsische Abhängigkeit für das Maß zum Anzeigen von Wellenbrechen zu eliminieren. Dies könnte erreicht werden, indem man in der Formel der Konturstruktur die Flächen nicht im Vergleich zu der Form eines Kreises vergleicht, sondern zu der Form einer Ellipse bei vorgegebener meridionaler Breite. Diese Vermutung liegt darin begründet, dass Rossbywellenzüge in Zonalrichtung langgestreckte Objekte darstellen, die eher durch eine Ellipse als durch einen Kreis beschrieben werden können. Allerdings nimmt die Wahrscheinlichkeit des Wellenbrechens mit der zonalen Ausdehnung des Rossbywellenzugs zu, was im Fall eines Vergleichs der Fläche zu der einer Ellipse nicht wiedergegeben würde. Zusätzlich ist nicht klar, welche meridionale Breite zur Bestimmung der Halbachsen der Ellipsen angenommen werden soll. Aus diesem Grund habe ich die Konturstruktur über den Flächenvergleich mit einem Kreis definiert.

Mit Vernachlässigung der Tilde-Abhängigkeiten erhält man letztendlich eine stark reduzierte Liste von statistischen Zusammenhängen zwischen den verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften. Im Folgenden werde ich für alle übriggebliebenen Abhängigkeiten eine Begründung liefern. Ein einfacher funktionaler Zusammenhang (einfach im Sinne der Abhängigkeit) ist mit der zonalen Gruppengeschwindigkeit als Funktion des Wellenleiters gegeben ($c_g^{(x)} = c_g^{(x)}(WL)$, Abbildung 7.16 (b)). Diesen haben wir bereits über den mathematischen Zusammenhang der Gruppengeschwindigkeit mit der Hintergrundströmung (hier mittels der Wellenleitermaßzahl WL gegeben) erklärt. Eine weitere schwache Abhängigkeit besteht zwischen der zonalen Gruppengeschwindigkeit und der Fläche und der mittleren Amplitude. Diese Abhängigkeit ist jedoch sehr schwach (deshalb bei den Abhängigkeiten oben nicht mit aufgeführt) und kann eventuell durch den Zusammenhang von der Fläche und der mittleren Amplitude mit der Wellenleitermaßzahl WL erklärt werden, wodurch wiederum WL die entscheidende Größe ist.

Der Zusammenhang zwischen der Fläche S und der mittleren Amplitude A_{τ^0} wurde bereits thematisiert und über den Effekt der stromabwärtsgerichteten Entwicklung erklärt. Die zugehörigen Streudiagramme sind in Abbildung 7.23 zu se-

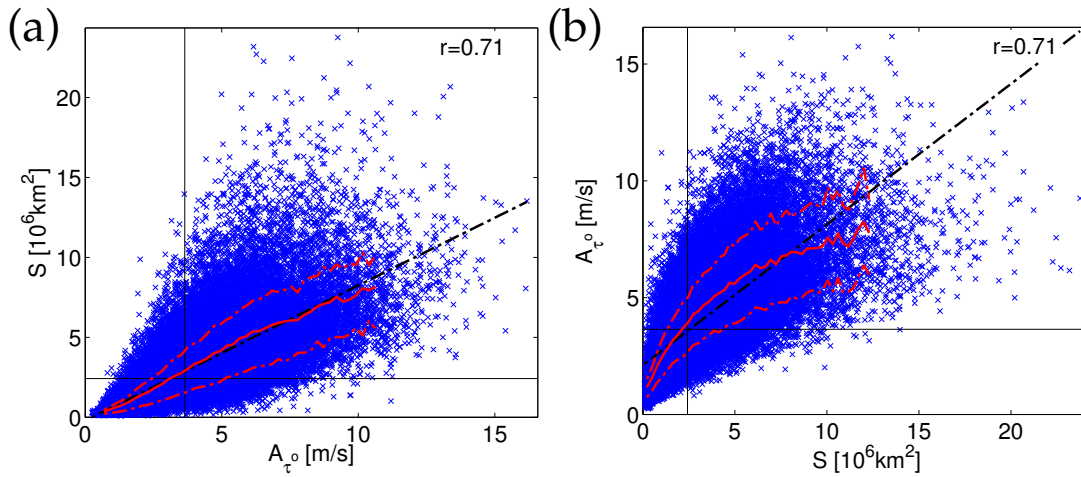


Abbildung 7.23: Abhängigkeiten zwischen der Fläche S und der mittleren Amplitude A_{τ^0} durch stromabwärtsgerichtete Entwicklung erklärbar. Beschreibung wie in Abbildung 7.4, hier jedoch für die Fläche als Funktion der mittleren Amplitude A_{τ^0} (Abbildung (a)) und die mittlere Amplitude A_{τ^0} als Funktion der Fläche S (Abbildung (b)). In dieser Abbildung beschreibt jedes blaue x einen Zeitpunkt. Es wurden alle Zeitpunkte aller Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen verwendet.

hen. Größere mittlere Amplituden A_{τ^0} bedeuten, statistisch gesehen, größere Flächen S beim Rossbywellenzug (linearer Zusammenhang, Abbildung 7.23 (a)). Umgekehrt jedoch, tritt bei zunehmend großen Flächen S in der mittleren Amplitude A_{τ^0} allmählich eine Sättigung ein (logarithmischer Zusammenhang, Abbildung 7.23 (b)). Die einsetzende Sättigung in der mittleren Amplitude kann vermutlich, wie bereits erwähnt, durch die Ausbildung neuer Anomalien innerhalb des Rossbywellenzugs (stromabwärtsgerichtete Entwicklung) erklärt werden.

Des Weiteren ist die mittlere Amplitude A_{τ^0} und Fläche S als Funktion der Wellenleitermaßzahl WL gegeben, bzw. die Wellenleitermaßzahl WL eine Funktion der mittleren Amplitude A_{τ^0} und Fläche S . Der leicht lineare Zusammenhang zwischen der Wellenleitermaßzahl WL und der mittleren Amplitude A_{τ^0} , bzw. der Fläche S ($WL = WL(A_{\tau^0}(WL), S(WL))$), lässt sich über die Jahreszeitenabhängigkeit in diesen Eigenschaften erklären. Dargestellt ist dies in Abbildung 7.24. Wie bereits vorher gezeigt wurde (Abbildung 7.21), treten im Winter und Herbst größere (S) und stärkere (A_{τ^0}) Rossbywellenzüge auf als im Frühling und Sommer. Derselben Abbildung kann man entnehmen, dass die Wellenleitermaßzahl WL vor allem im Winter und Herbst hohe Werte aufweist, während im Frühling und insbesondere im Sommer nur geringe Werte erreicht werden. Die Jahreszeitenabhängigkeit kann demnach auch durch die Abhängigkeit von der Wellenleitermaßzahl ersetzt werden. Statistisch gesehen bedeutet das, dass hohe Werte in der mittleren Amplitude A_{τ^0} und der Fläche S bei hohen Wellenleitermaßzahlen WL beobachtet werden, während niedrige Werte in A_{τ^0} und S tendenziell bei niedrigen Werten in WL auftreten.

Umgekehrt existiert jedoch auch ein statistischer Zusammenhang zwischen der Fläche S und der Wellenleitermaßzahl WL ($S = S(A_{\tau^0}(S), WL(S))$) sowie zwischen der mittleren Amplitude A_{τ^0} und der Wellenleitermaßzahl WL ($A_{\tau^0} = A_{\tau^0}(S(A_{\tau^0}), WL(A_{\tau^0}))$). Diese Zusammenhänge sind in Abbildung 7.25 dargestellt. Dieser Zusammenhang beschreibt die Aufteilung der Eigenschaften S und A_{τ^0} in die verschiedenen Lebensphasen (Einsetzen, Ausbreitung, Zerfall) eines Rossbywellenzugs. Durch die Auftrittshäufigkeiten der Rossbywellenzug-Trajektorien wurde bereits ge-

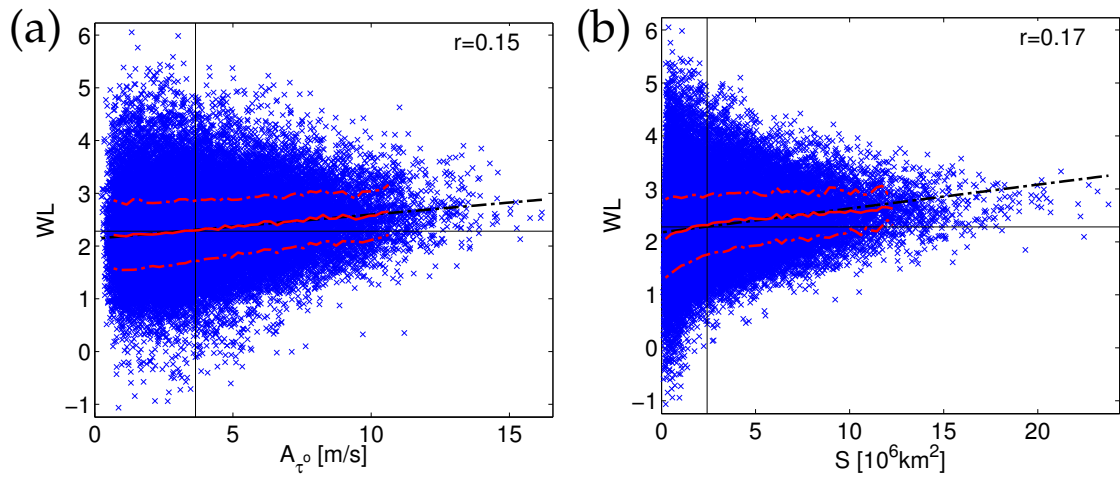


Abbildung 7.24: Schwache Abhängigkeit der Wellenleitermaßzahl WL durch die Jahreszeitenabhängigkeit in den dargestellten Eigenschaften. Beschreibung wie in Abbildung 7.4, hier jedoch für die Wellenleitermaßzahl WL als Funktion der mittleren Amplitude A_{τ° (Abbildung (a)) und als Funktion der Fläche S (Abbildung (b)). In dieser Abbildung beschreibt jedes blaue x einen Zeitpunkt. Es wurden alle Zeitpunkte aller Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen verwendet.

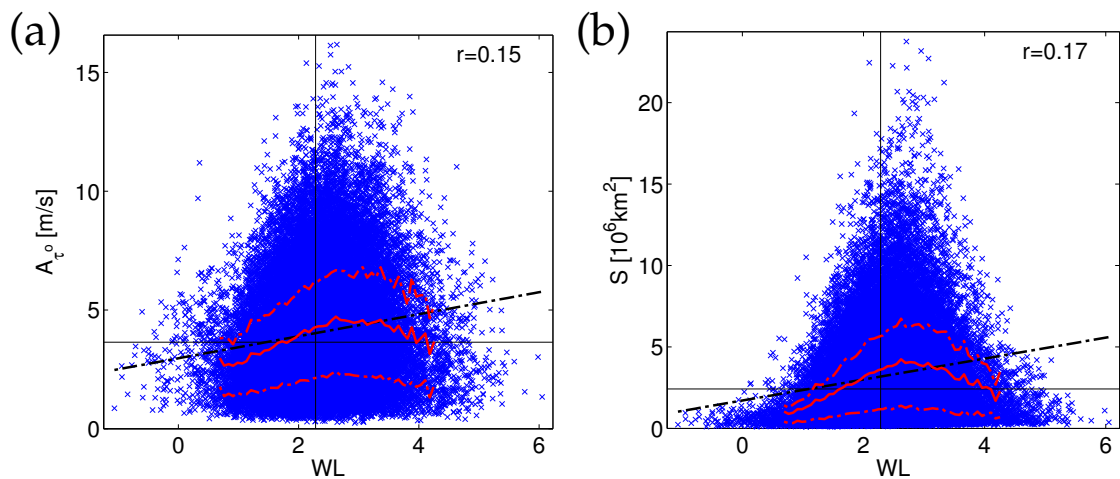


Abbildung 7.25: Wellenleitermaßzahl WL zur Charakterisierung des Rossbywellenzug-Lebensabschnitts (Einsetzen, Ausbreitung, Zerfall). Beschreibung wie in Abbildung 7.4, hier jedoch für die mittlere Amplitude A_{τ° als Funktion der Wellenleitermaßzahl WL (Abbildung (a)) und der Fläche S als Funktion der Wellenleitermaßzahl WL (Abbildung (b)). In dieser Abbildung beschreibt jedes blaue x einen Zeitpunkt. Es wurden alle Zeitpunkte aller Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen verwendet.

zeigt, dass die Rossbywellenzüge in den Strahlstromeingangsregionen bei hohen Wellenleitermaßzahlen beginnen und in den diffluenten Ausströmbereichen zerfallen. Demnach werden bei kleinen und großen Werten in der Wellenleitermaßzahl WL niedrige Werte in der mittleren Amplitude A_{τ° und der Fläche S erreicht. Bei mittleren Werten in der Wellenleitermaßzahl WL befindet man sich statistisch gesehen in der Ausbreitungsphase der Rossbywellenzug-Trajektorien, in der sehr hohe Werte in der Fläche S und der mittleren Amplitude A_{τ° erreicht werden können.

Der letzte noch nicht interpretierte statistische Zusammenhang ist bei der Konturstruktur als Funktion der mittleren Amplitude A_{τ° und als Funktion der Wellenlei-

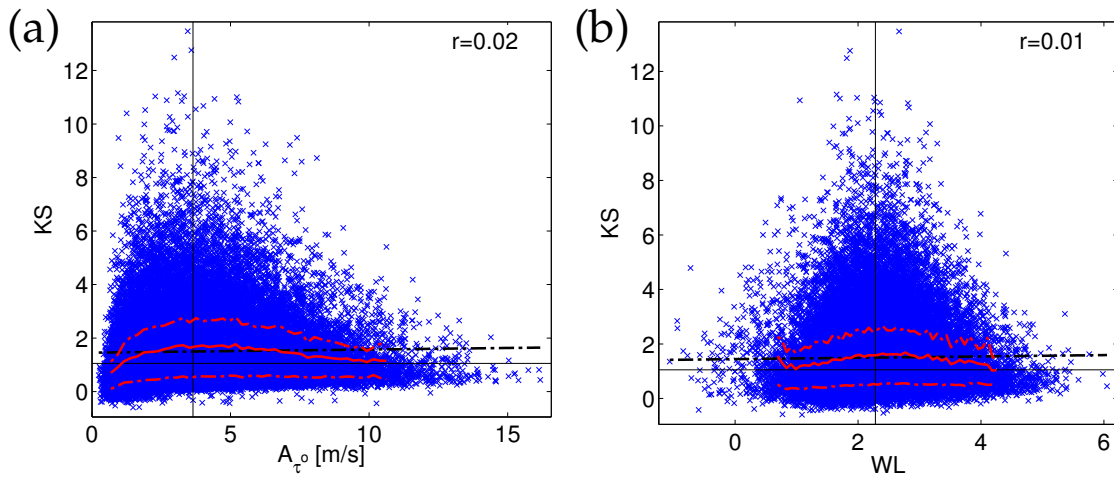


Abbildung 7.26: . Beschreibung wie in Abbildung 7.4, hier jedoch für die Konturstruktur KS als Funktion der mittleren Amplitude A_{τ^0} (Abbildung (a)) und als Funktion der Wellenleitermaßzahl WL (Abbildung (b)). In dieser Abbildung beschreibt jedes blaue x einen Zeitpunkt. Es wurden alle Zeitpunkte aller Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen verwendet.

termaßzahl WL zu finden ($KS = KS(A_{\tau^0}, WL)$). Dieser Zusammenhang scheint anzudeuten, dass Wellenbrechen nicht nur von der Konturstruktur KS , sondern auch in gewissen Maßen von der mittleren Amplitude A_{τ^0} und der Wellenleitermaßzahl WL abhängt. Die beiden zugehörigen Streudiagramme sind in Abbildung 7.26 dargestellt. Wie in Abbildung 7.26 (a) zu erkennen, sind die Werte in der Konturstruktur KS statistisch nicht völlig unabhängig von der mittleren Amplitude A_{τ^0} . Das bedeutet, dass die mittlere Amplitude A_{τ^0} eben doch einen gewissen Einfluss auf die Konturstruktur KS liefert und damit in Verbindung zum Wellenbrechen steht. Allerdings wird das Wellenbrechen nicht durch hohe Werte in der mittleren Amplitude A_{τ^0} unterstützt, wie in Glatt und Wirth (2014) vermutet, sondern vielmehr, wie in Abbildung 7.26 (a) zu erkennen, bei mittleren Werten der mittleren Amplitude ($A_{\tau^0} \approx 4 \text{ m s}^{-1}$). Hier muss jedoch wieder explizit hervorgehoben werden, dass die Konturstruktur eigentlich nicht Wellenbrechen, sondern das Auseinanderbrechen von Rossbywellenzügen anzeigt, was ich als direkten Indikator von Wellenbrechen verwende.

Neben der mittleren Amplitude ist die Konturstruktur aber auch noch leicht vom Wellenleiter abhängig. Dies ist in Abbildung 7.26 (b) dargestellt. Dieses Verhalten ist über die bevorzugten Regionen mit Wellenbrechen erklärbar. In den Entstehungsregionen bei hohen Werten im Wellenleiter kommt es zur Ausbildung von Rossbywellenzügen. In ihrer Entstehungsphase sind die Rossbywellenzüge noch relativ klein und meist sehr kompakt, weisen demnach kleine Werte in der Konturstruktur KS auf. Beim Übergang der Rossbywellenzüge vom Strahlstrom in den Bereich des Strahlstromausgangs, also dem Bereich diffluenten Ausströmens, kommt es bevorzugt zum Wellenbrechen. Das sind dann die Bereiche mit moderaten und etwas niedrigeren Werten in der Wellenleitermaßzahl. Bei diesen Wellenleitermaßzahlen werden, wie in Abbildung 7.26 (b) zu erkennen, die höchsten Werte in der Konturstruktur KS erreicht. Ist aber nahezu der gesamte Rossbywellenzug bereits in Bereichen ungünstiger Wellenausbreitung, also niedrigen Werten in der Wellenleitermaßzahl WL , so wird der Rossbywellenzug wahrscheinlich rasch zerfallen, was sehr niedrigen Werten in der Konturstruktur entspricht. Der rasche Zerfall der Rossbywellenzüge (Flächen und Amplitudenabnahme) im Bereich geringer Werte in der

Wellenleitermaßzahl WL , wurde bereits in der Lebenszyklusdarstellung der Rossbywellenzüge in Abbildung 7.21 gezeigt.

Als letzter Untersuchungspunkt soll noch die Auswirkung der Regionenabhängigkeit auf die Rossbywellenzüge angeschnitten werden. Wie in Abbildung 7.14 für die mittleren Amplituden sehr starker Rossbywellenzüge oder wie in Abbildung 7.17 für die Gruppengeschwindigkeit, lassen sich die gemittelten Eigenschaften in Längengrad-Breitengrad-Abbildungen darstellen. Über solche Abbildungen kann man zum Beispiel noch die hohen Konturstrukturen KS auseinanderbrechender Rossbywellenzüge auf die Regionen von Nordamerika und Europa bis Asien zurückführen (hier nicht dargestellt), oder für vom Pazifik bis nach Europa ziehende Rossbywellenzüge zeigen, dass diese durch einen markanten Rückgang in der mittleren Amplitude A_{τ^0} , nicht jedoch in der Fläche S gekennzeichnet sind (hier nicht dargestellt). Mit dieser Art von Abbildung lassen sich noch zahlreiche andere Details zu Rossbywellenzugverhalten herausfinden. Ich möchte hier erneut die Lebenszyklusdarstellung aufgreifen. Diesmal werde ich die Aufspaltung jedoch nicht nach Jahreszeit oder auseinanderbrechenden gegenüber nichtauseinanderbrechenden Rossbywellenzügen vornehmen, sondern bezüglich der unterschiedlichen Auftrittsregionen der Rossbywellenzüge. Die Rossbywellenzüge sollen in solche mit atlantischer, pazifischer und europäischer Herkunft unterteilt werden. Diese Aufspaltung ist in Abbildung 7.27 mittels der Lebenszyklusdarstellung gezeigt. Man erkennt, dass die pazifischen Rossbywellenzüge im Mittel deutlich größer und stärker sind als die atlantischen Rossbywellenzüge. Beim Wellenleiter ist auch der Verlauf der Kurve qualitativ anders. Das kommt daher, dass die pazifischen Rossbywellenzüge im Westpazifik in einem Gebiet sehr starken Wellenleiters entstehen. Danach nimmt dieser im Bereich der Rossbywellenzüge mit niedrigen Werten im Ostpazifik ab. Im Westatlantik kommt es allerdings erneut zu erhöhten Werten im Wellenleiter. Dies erklärt die sehr reduzierte Abnahme des Wellenleiters für die pazifischen Rossbywellenzüge im mittleren Bereich ihrer normierten Trajektorienstrecke. Die atlantischen Rossbywellenzüge entstehen hingegen im Westatlantik bei hohen Werten in WL , propagieren dann in Regionen, die kontinuierlich niedrigere Werte in WL aufweisen (abgesehen von den wenigen, die über Asien hinaus erneut in den Pazifik propagieren können). Die über Europa entstehenden Rossbywellenzüge sind wie zu erwarten noch kleiner in der Fläche und schwächer, weisen aber dennoch recht hohe Konturstrukturwerte auf. Diese groben Zusammenhänge hätte man auch so erwartet. Ein wenig verwunderlich erscheint eventuell der Verlauf der Wellenleitermaßzahl WL . Es ist zu erwarten, dass WL niedrigere Werte als in den anderen Regionen aufweist. Die Werte kleiner als 2.2 fallen jedoch in der Tat sehr gering aus und im Gegensatz zu sonst allen anderen betrachteten Rossbywellenzug-Klassen (Jahreszeiten, Regionen, minimalen Lebenszeiten, etc) kommt es bei diesen zu einem Anstieg der Wellenleitermaßzahl bis zu einer normierten Trajektorienstrecke von etwa 50%. Diese Zunahme ist erklärbar wenn man sich die Zerfallsregionen betrachtet (hier nicht gezeigt). Diese erstrecken sich von Asien bis über Nordamerika nach Europa. Ein Großteil der Rossbywellenzüge gelangt also früher oder später wieder in den Pazifik, wodurch die Werte in dem WL zunächst wieder ansteigen. Auch kann das erklären, warum die Fläche und mittlere Amplitude doch relativ hohe Werte erreichen und über einen sehr großen prozentualen Anteil ihrer normierten Trajektorienstrecke kontinuierlich ansteigen. Die mittleren Lebenszeiten für die Rossbywellenzüge, die über dem Pazifik entstanden sind, betragen $(6.3 \pm 3.8) \text{ m s}^{-1}$, die über dem Atlantik entstanden betragen $(4.4 \pm 3.0) \text{ m s}^{-1}$ und die über Europa

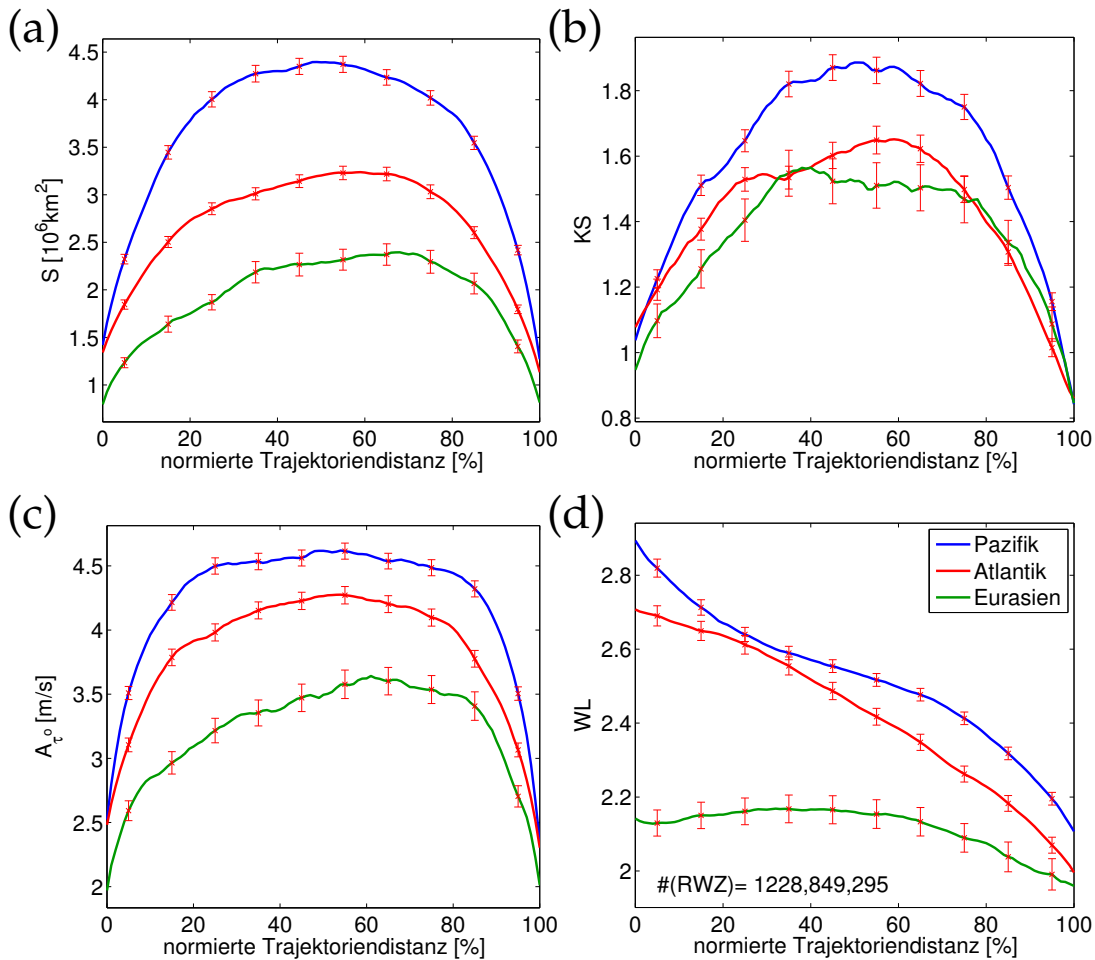


Abbildung 7.27: Vergleich der Lebenszyklen von Rossbywellenzügen mit atlantischer, pazifischer und europäischer Herkunft. Beschreibung wie in Abbildung 7.19, hier sind jedoch die Fläche (Abbildung (a)), die Konturstruktur (Abbildung (b)), die mittlere Amplitude (Abbildung (c)) und die Wellenleitermaßzahl (Abbildung (d)) dargestellt. Die Aufteilung der Rossbywellenzüge in Pazifik (blau), Atlantik (rot) und Europa (grün) ist über die Entstehungsregion definiert. Die pazifischen Rossbywellenzüge sind dadurch definiert, dass sie zwischen 120°O und 140°W entstanden sein müssen und sich ihre Schwerpunktskoordinate mindestens zu einem Zeitpunkt zwischen 140°W und 90°W befunden haben muss. Die atlantischen Rossbywellenzüge sind zwischen 110°W und 45°W entstanden und müssen sich zu mindestens einem Zeitpunkt zwischen 45°W bis 0°W befunden haben. Die europäischen Rossbywellenzüge sind zwischen 0°O und 90°O entstanden und müssen sich zu mindestens einem Zeitpunkt zwischen 90°O bis 120°O befunden haben.

entstanden betragen $(5.2 \pm 3.9) \text{ m s}^{-1}$. Die über Europa entstehenden Rossbywellenzüge weisen relativ hohe mittlere Lebenszeiten auf. Der Grund dafür ist, dass wenn es ein Rossbywellenzug bis in den Westpazifik geschafft hat, dann kann er, auf Grund der dort günstigen Bedingungen (hohe Werte in WL), problemlos noch einige Tage weiter bestehen.

7.2.4 Bedeutung der globalen Strukturindizes

Es ist zu vermuten, dass die globale großräumige Strömung auch die Dynamik von Rossbywellenzügen beeinflusst. Davon ausgehend könnte man hoffen, dass bei Kenntnis des globalen Strömungsregimes auch eine Aussage über das zu erwartende Verhalten der Rossbywellenzüge möglich ist. Das globale Strömungsregime kann stark vereinfacht durch verschiedene globale Strukturindizes untersucht werden. Folgende Strukturindizes habe ich untersucht:

- NAO („North Atlantic Oscillation“)
- AO („Arctic Oscillation“)
- PNA („Pacific/North American Pattern“)

Ich werde mich in diesem Unterabschnitt jedoch auf die Hauptergebnisse beschränken.

Beschreibung der globalen Strukturindizes und der nach diesen vorgenommenen Rossbywellenzug-Aufteilung

Der NAO-Index wird über die Druckunterschiede im Nordatlantik (Azoren und bei Island) beschrieben. Dieser ist im positiven Modus wenn die Druckunterschiede hoch sind und im negativen wenn die Druckunterschiede gering sind. Im positiven Modus wird demnach ein stärker ausgebildeten Strahlstrom vorzufinden sein als im negativen Modus.

Der AO-Index charakterisiert die Stärke des polaren Vortex. Im positiven AO-Modus ist dieser stärker ausgeprägt, wodurch es zu niedrigen Geopotentialwerten in der arktischen Region und einer generell stärkeren Westwindströmung kommt. Im umgekehrten Fall (negativer AO-Modus) ist der polare Vortex schwächer ausgeprägt, und damit auch die mit diesem in Verbindung stehenden Westwinde. Durch die schwächeren Westwinde kann es häufiger zu Kaltluftvorstößen nach Süden kommen. Im positiven AO-Modus ist der Polarfrontstrahlstrom etwas weiter nach Norden verlagert.

Der positive Modus der PNA ist durch einen stärkeren Wellenleiter über dem Pazifik und einem stärkeren planetaren Wellensignal über Nordamerika gekennzeichnet. Das stärkere Wellensignal zeichnet sich durch einen überdurchschnittlich stark ausgeprägten Rücken über der Westhälfte von Nordamerika und einem stärkeren Trog über der Osthälfte aus. Das anomale Wellensignal setzt sich auch über dem Atlantik (anomal starker Rücken) bis nach Asien (anomal starker Trog über Europa und Rücken über Nordsibirien) fort. Beim starken Hintergrundrücken über Nordamerika in der positiven PNA-Klasse ist ein zusätzliches Hindernis für die Ausbreitung von Rossbywellenzügen vorhanden. In dem negativen Modus der PNA sind die Druckverhältnisse nahezu umgekehrt.

Aus den vorangegangenen Untersuchungen wurde ersichtlich, dass eine deutliche Jahreszeitenabhängigkeit in der Fläche S , der mittleren Amplitude A_{τ^0} und vor allem in der Wellenleitermaßzahl WL existiert. Da die globalen Strukturindizes durch Druckunterschiede, und somit zum Teil durch die Wellenleitermaßzahl WL definiert werden, wird im Folgenden nur die erweiterte Wintersaison von Oktober bis einschließlich April betrachtet. Andernfalls besteht die Gefahr, dass bei einer Aufteilung der Rossbywellenzüge nach den maximalen und den minimalen Werten

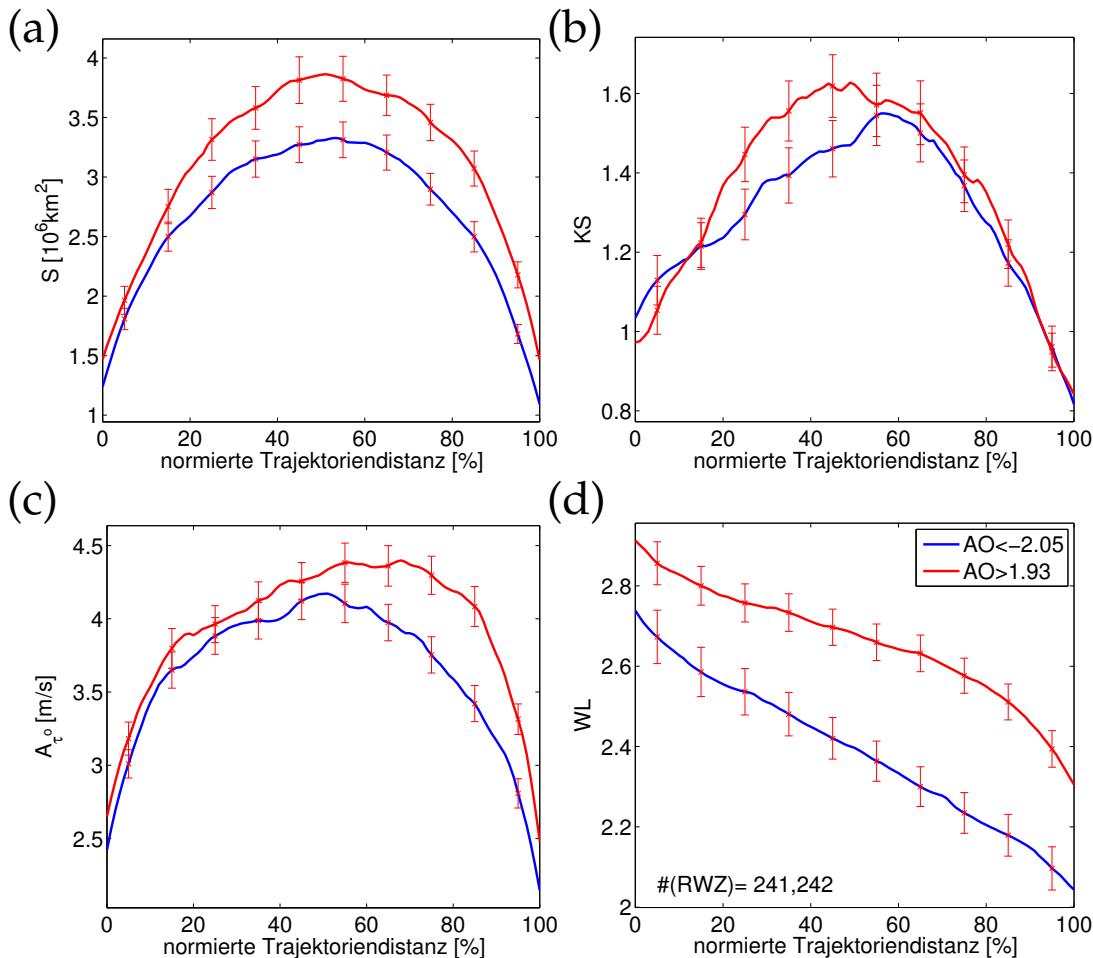


Abbildung 7.28: Vergleich der Lebenszyklen von Rossbywellenzügen mit stark positiven und stark negativen AO-Indizes. Beschreibung wie in Abbildung 7.19 für die Fläche (Abbildung (a)), die Konturstruktur (Abbildung (b)), die mittlere Amplitude (Abbildung (c)) und die Wellenleitermaßzahl (Abbildung (d)) für Rossbywellenzüge mit einer minimaler Lebenszeit von 2 Tagen innerhalb der erweiterten Winterzeit (Oktober bis April). Die Aufteilung der Trajektorien erfolgt in die 10 % niedrigsten AO-Werten (blaue Konturlinie) und 10 % höchsten AO-Werten (rote Konturlinie).

in den globalen Strukturindizes, dies einer Aufteilung in die verschiedenen Jahreszeiten entspricht.

Für die Untersuchungen der Rossbywellenzüge bezüglich der globalen Strukturindizes werden für jeden Strukturindex zwei Rossbywellenzug-Klassen definiert. Die Werte der Strukturindizes stehen für jeden Tag zur Verfügung⁷. Jeder Rossbywellenzug-Trajektorie wird ein Wert des jeweiligen Strukturindex zugeordnet. Dieser Wert berechnet sich über die zeitliche Mittelung des Strukturindex für den Zeitraum in dem die Rossbywellenzug-Trajektorie existierte. Davon ausgehend ergeben sich die beiden Rossbywellenzug-Klassen des AO- und des PNA-Indexes als die Menge der Trajektorien mit den 10 % höchsten (positiver Modus) und 10 % niedrigsten Werten (negativer Modus) des jeweiligen Strukturindex. Für den NAO-Index werden, auf Grund der reduzierten Trajektorienanzahl, die beiden Klassen über die 15 % höchsten und 15 % niedrigsten Werte im NAO-Index definiert.

⁷ Quelle: <http://www.cpc.noaa.gov/products/precip/CWlink/>

Ergebnisse

Die Ergebnisse des NAO-Indexes entsprechen weitestgehend den Ergebnissen des AO-Indexes, eingeschränkt auf die Atlantikregion. Aus diesem Grund werde ich hier nur die Ergebnisse des AO-Indexes vorstellen und die leichten Unterschiede zwischen diesen beiden nur erwähnen. Die Lebenszyklusdarstellung der verschiedenen Eigenschaften ist der Abbildung 7.28 zu entnehmen. Wie zu erwarten, ist die Aufspaltung in die stark positiven und stark negativen AO-Indizes hauptsächlich durch einen stark unterschiedlichen Wert in der Wellenleitermaßzahl WL charakterisiert (Abbildung 7.28 (d)). Dies war zu erwarten, da sowohl die Wellenleitermaßzahl WL als auch der AO-Index über einen meridionalen Druckgradienten bestimmt werden. Diese Vorgabe im Wellenleiter hat, wie man der Abbildung 7.28 entnehmen kann, auch einen Einfluss auf die anderen Eigenschaften. Die Lebenszyklen in der Wellenleitermaßzahl WL , der Fläche S und der mittleren Amplitude A_{τ^0} zeigen ein robustes Verhalten auf. Die Robustheit habe ich mittels einer Variation des Strukturindex getestet. Der dargestellte Lebenszyklus wird als robust angesehen, wenn eine Variation der 10 % extremsten Werte im Strukturindex auf 5 % und 20 % jeweils den gleichen qualitativen Kurvenverlauf zeigt. Bei der Konturstruktur KS liegt im Fall der 20 % extremsten AO-Werte die Kurve der negativen AO-Werte oberhalb der positiven AO-Werte und damit genau umgekehrt wie in Abbildung 7.28 (b). Eine Interpretation eines nicht robusten Lebenszyklus ist dann sehr kritisch zu betrachten. Wie in Abbildung 7.28 (a) und (c) zu erkennen ist, erreichen die Rossbywellenzüge im Fall der positiven AO-Klasse deutlich größere Flächen und deutlich größere mittlere Amplituden. Im Fall der NAO-Klassen ist dieser Unterschied sogar noch stärker ausgeprägt (hier nicht gezeigt). Die Wellenleitermaßzahl und damit die Stärke des Wellenleiters scheint demnach einen deutlichen Effekt auf die Entwicklung der Rossbywellenzüge bezüglich ihrer Größe und ihrer Stärke zu haben.

Neben den markanten Unterschieden der Lebenszyklen in den verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften kommt es noch zu deutlichen Unterschieden in der räumlichen Verteilung der Rossbywellenzug-Trajektorien. Um dies zu veranschaulichen, sind die Auftrittshäufigkeiten der Trajektorien sowie die Entstehungs- und Zerfallsregionen von Rossbywellenzügen in Abbildung 7.29 dargestellt. Für die Atlantikregion kommt es für die unterschiedlichen AO-Klassen zu einer grundlegend unterschiedlichen Verteilung in der Auftrittshäufigkeiten der Trajektorien. In der negativen AO-Klasse (Abbildung 7.29 (a)) treten die meisten Trajektorien deutlich weiter im Süden als im klimatologischen Mittel auf. Die höchsten Auftrittshäufigkeiten über Europa liegen sehr südlich bei etwa 40°N , während über Nordeuropa nur sehr geringe Auftrittshäufigkeiten zu erkennen sind. In der positiven AO-Klasse (Abbildung 7.29 (b)) hingegen liegt das Maximum in den Auftrittshäufigkeiten über Europa bei etwa 55°N . Zudem erstrecken sich die hohen Werte in den Auftrittshäufigkeiten in der positiven AO-Klasse deutlich weiter nach Osten als im Fall der negativen AO-Klasse. Das qualitative Bild in den NAO-Klassen ist sehr ähnlich. Im Westpazifik hingegen ist in der positiven AO-Klasse (Abbildung 7.29 (b)) die einsetzende Auftrittshäufigkeit minimal weiter nach Osten verschoben. Darüber hinaus ist in der negativen AO-Klasse (Abbildung 7.29 (a)) im Prinzip der gesamte Strahlstromverlauf weiter im Süden gelegen als für die positive AO-Klasse.

Die Ursache liegt vermutlich an den weniger stark ausgebildeten Strahlstrom. Ebenso setzt der Zerfall von Rossbywellenzügen über dem Atlantik in der negativen AO-Klasse (Abbildung 7.29 (a)) deutlich weiter westlich ein. Dies könnte unter anderem auch mit den blockierenden Hochdruckgebieten über Nordeuropa zusam-

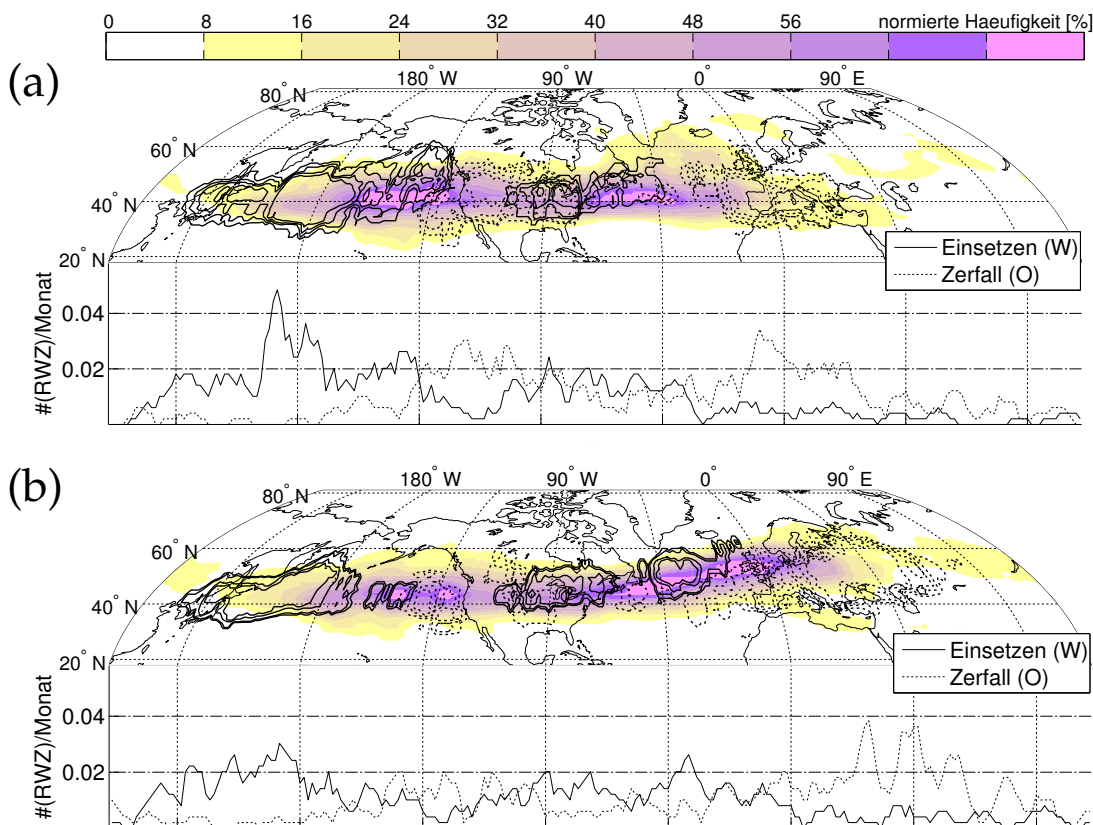


Abbildung 7.29: Räumliche Verteilung der Rossbywellenzug-Trajektorien in Abhängigkeit des AO-Indexes. Beschreibung wie in Abbildung 7.3 für Rossbywellenzüge mit minimaler Lebenszeit von 2 Tagen, hier jedoch für Rossbywellenzüge eingeschränkt auf die erweiterte Winterzeit (Oktober bis April). Die Aufteilung der Trajektorien erfolgt in die 10% niedrigsten AO-Werten (Abbildung (a), $AO < -2.05$) und 10% höchsten AO-Werten (Abbildung (b), $AO > 1.93$). Die mittleren Lebenszeiten betragen für die negativen AO-Indizes 3.9 ± 2.3 Tage und für die positiven AO-Indizes 4.0 ± 2.3 Tage.

menhängen, die für stark negative Werte im NAO-Index und häufig auch im AO-Index verantwortlich sind. In der positiven AO-Klasse (Abbildung 7.29 (b)) sind darüber hinaus die Entstehungsgebiete von Rossbywellenzügen im Pazifik mehr auf den Westen beschränkt, während in der negativen AO-Klasse sich diese bis in den Ostpazifik erstrecken. Die weit im Norden gelegenen Entstehungsgebiete über dem Ostpazifik in der negativen AO-Klasse (Abbildung 7.29 (a)) könnten andeuten, dass diese in Verbindung mit den sich dort befindenden großskaligen Rücken stehen.

Bei der PNA sind die Zusammenhänge etwas komplexer. Dieser Index beschreibt nicht wie im Fall der NAO oder der AO einen meridionalen Druckgradienten, sondern vielmehr ein Wellenmuster über dem Ostpazifik und Nordamerika (bis nach Europa). Allerdings ist auch die PNA durch unterschiedlich starke Wellenleiter im Westpazifik charakterisiert. Im positiven PNA-Modus existiert ein starker meridionaler Druckgradient im Westpazifik. Kombiniert man die Aufteilung der Rossbywellenzüge in die beiden extremen PNA-Klassen mit der Vorgabe, dass die Rossbywellenzüge im Westpazifik entstehen müssen, zeigen sich erneut ähnliche Lebenszyklen wie im Fall der AO-Klassen. In der Entstehungsphase dieser Rossbywellenzüge wird in der positiven PNA-Klasse (starker Wellenleiter im Westpazifik) wieder per Definition ein deutlich höherer Wert in der Wellenleitermaßzahl erreicht (hier nicht

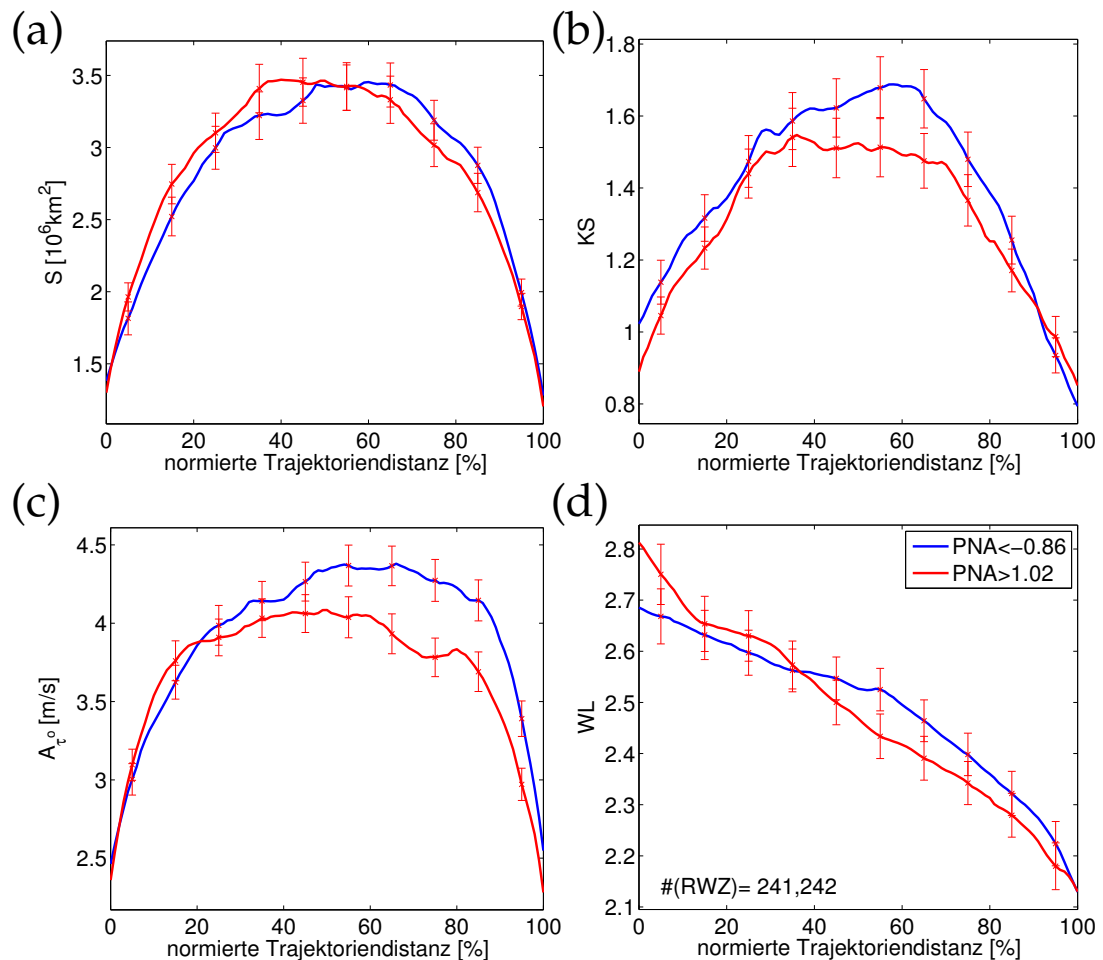


Abbildung 7.30: Vergleich der Lebenszyklen von Rossbywellenzügen mit stark positiven und stark negativen PNA-Indizes. Beschreibung wie in Abbildung 7.19 für die Fläche (Abbildung (a)), die Konturstruktur (Abbildung (b)), die mittlere Amplitude (Abbildung (c)) und die Wellenleitermaßzahl (Abbildung (d)) für Rossbywellenzüge mit einer minimaler Lebenszeit von 2 Tagen innerhalb der erweiterten Winterzeit (Oktober bis April). Die Aufteilung der Trajektorien erfolgt in die 10% niedrigsten PNA-Werten (blaue Konturlinie) und 10% höchsten PNA-Werten (rote Konturlinie).

gezeigt). In der Zerfallsregion hingegen unterscheiden sich die Wellenleitermaßzahlen in den beiden Klassen kaum noch, was durch die den Westpazifik verlassende Rossbywellenzüge erklärt werden kann. Für die Fläche S und mittlere Amplitude A_{τ} ergibt sich auch hier wieder die gleiche Aufteilung wie im Fall der AO-Klassen, nämlich, dass die Rossbywellenzüge mit größeren Wellenleitermaßzahlen auch größere Flächen und höhere mittlere Amplitudenwerte erreichen. Die Lebenszyklen in der mittlere Amplitude und der Wellenleitermaßzahl sind robust im Sinne des bei den AO-Untersuchungen vorgestellten Test zur Robustheit. Bei der Fläche sind die Unterschiede in den beiden PNA-Klassen bei Berücksichtigung der 20% extremsten PNA-Werte zwar nur noch sehr gering, können jedoch noch als robust, oder zumindest schwach robust angesehen werden.

Werden die Rossbywellenzug-Trajektorien nicht auf irgendwelche Entstehungsregionen eingeschränkt, sind die Unterschiede in den beiden PNA-Klassen weniger klar. Die Lebenszyklen in den verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften sind in Abbildung 7.30 dargestellt. Bei den PNA-Klassen sind die Lebenszyklen in der

mittleren Amplitude und der Konturstruktur robust, während auf Grund der geringen Unterschiede zwischen den beiden Klassen keine robuste Aussage über die Fläche und der Wellenleitermaßzahl möglich ist. Der stärkere Wellenleiter im Westpazifik in der positiven PNA-Klasse scheint sich durch erhöhte Werte zu Beginn der Lebenszyklen im Wellenleiter, der Fläche und der mittleren Amplitude anzudeuten. Das stärkere planetare Wellensignal in der positiven PNA-Klasse scheint diesem Effekt jedoch entgegenzuwirken und die Ausbildung starker und großer Wellenzüge zu unterbinden.

Die Untersuchungen zu den globalen Strukturindizes heben die Bedeutung der Hintergrundströmung und damit der Wellenleitermaßzahl WL hervor. Sind die unterschiedlichen Rossbywellenzug-Klassen durch signifikant unterschiedliche Wellenleitermaßzahlen charakterisiert, so hat dies stets direkt die gleichen Auswirkungen auf die Fläche S und die mittlere Amplitude A_{τ^0} der Rossbywellenzüge. Dies scheint die Bedeutung der zugrundeliegenden Strömungsregime auf die Entwicklung der Rossbywellenzüge anzuzeigen. Damit könnten die globalen Strukturindizes unter Umständen eine sinnvolle Charakterisierung und Abschätzung für unterschiedliche Rossbywellenzug-Entwicklungen liefern. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die globalen Strukturindizes und die Rossbywellenzüge Teil derselben Strömungsbeschreibung sind und somit zum Teil nicht vollständig voneinander zu trennen sind.

8

ZUSÄTZLICHER NUTZEN DES WELLENAKTIVITÄTSFLUSSES

8.1 ALLGEMEINE AUSSAGEN ÜBER DEN NUTZEN DES WAF

Die Wellenaktivitätsflussdiagnostik ist konzeptionell sehr vielversprechend. Im Gegensatz zur Wellenenergieformulierung (als Beispiel), basiert der Wellenaktivitätsfluss (WAF) unter konservativen Bedingungen auf einer Erhaltungsgleichung. Bereits die bloße Anwesenheit einer Scherströmung kann zu einer Zu- oder Abnahme in der kinetischen Wellenenergie führen. Dies erweckt irrtümlicherweise den Eindruck zusätzlicher Quellen und Senken von Wellenenergie. Die Konvergenz des Wellenaktivitätsflusses gibt eine Auskunft über die Welle-Grundstrom-Wechselwirkung. Darüber hinaus zeigt der WAF in Richtung der Gruppenausbreitung der Welle, gibt also die Richtung der Wellenausbreitung an. Dies scheint den WAF als äußerst hilfreiche Größe anzudeuten.

Die Ausnutzung der genannten Vorteile der WAF-Diagnostik ist jedoch nicht so einfach. Der WAF basiert auf schwach nichtlinearer Theorie. Diese Annahme wird in Realität häufig verletzt, was den Nutzen des WAF mindert. Dies führt auch dazu, dass, der aus den Reanalysedaten bestimmte WAF, häufig stärker verrauscht ist. Die Nichtlinearitäten sorgen für zusätzliche starke Quellen und Senken. Darüber hinaus sind auch innerhalb eines Rossbywellenzugs häufig abwechselnd Quellen und Senken zu beobachten, was zum Teil durch die semigeostrophische Koordinatentransformation reduziert werden kann (siehe Abbildung 5.6). Ursprünglich sollte der WAF für das, in Kapitel 6 beschriebene Trajektorienprogramm, als zugrundeliegende phasenunabhängige Größe verwendet werden. Der Wechsel von der hovmöllerbasierten Betrachtung zu der Betrachtung von Trajektorien in den Breitengrad-Längengrad-Feldern, sollte die zusätzliche Information des WAF über die meridionale Wellenausbreitung mit berücksichtigen und verifizieren. Auf Grund der oben genannten Aspekte war die raumzeitliche Verfolgung von, auf den WAF basierten Rossbywellenzügen, schwierig und erforderte ein gewisses Maß an Glättung. Die Glättung schränkt allerdings den Nutzen der Richtungsinformation des WAF ein. Deshalb habe ich mich beim Trajektorienprogramm für die auf der Hilberttransformation des Meridionalwindes basierenden Methoden nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) entschieden. Die auf dem WAF basierte Trajektorienklimatologie habe ich nicht verifiziert und deshalb auch nicht in diese Arbeit aufgenommen.

Die Schwierigkeiten, die unter Verwendung des WAF auftreten, bedeuten jedoch nicht, dass diese Größe nutzlos ist. Für die genaue dynamische Betrachtung einzelner Rossbywellenzüge ist der WAF sehr hilfreich und kann zusätzliche Einblicke in das Verhalten von Rossbywellenzügen geben. In diesem Abschnitt werde ich dies für zwei Spezialfälle zeigen. Auch der zeitlich persistente konvergente und divergente WAF kann eine Aussage über den Aufbau oder den Zerfall starker blockierender Hochdruckgebiete geben (Argumentation Nakamura u. a. (1997) folgend). So habe ich den WAF nach Takaya und Nakamura (2001) (F_{TN01}) in Piaget u. a. (2014) verwendet, um zu untersuchen, wie ein starkes blockierendes Hochdruckgebiet über dem Atlantik aufgebaut wurde, welches mitverantwortlich für einen starken Feuchtetransport von Norden her gegen die Alpen war. Dieser Feuchtetransport führte im

Folgenden zu extremen Niederschlägen und starken Überflutungen. Unter anderem konnte mit Hilfe des Flusses F_{TN01} gezeigt werden, dass das starke Hochdruckgebiet als Teil einer quasistationären planetaren Welle ausgebildet wurde und erst danach durch schnellere Wellenanteile amplifiziert wurde. Ähnliche Untersuchungen habe ich bei einer gemeinsamen Studie unter der Federführung von Dieter Peters und Andrea Schneiderei aus Kühlungsborn angestellt. Darin wird untersucht, wie es zu der Ausbildung zweier starker blockierender Hochdruckgebiete in der Troposphäre gekommen ist, welche entscheidend für das starke stratosphärische Erwärmungsereignis im Jahr 2009 waren. Für diese Untersuchungen habe ich die Zentren der Hochdruckgebiete verfolgt und in diesen mitbewegten Systemen, in einem festen Bereich um die räumlich variierenden Zentren, die Nettokonvergenz des WAF berechnet. Dadurch kann die Entwicklung der blockierenden Hochdruckgebiete direkt mit einer Maßzahl der Wellenaktivitätsflusskonvergenz gekoppelt und deren Einfluss somit auf die Hochdruckgebiete untersucht werden. Ich denke, dass der WAF, insbesondere für solche Untersuchungen, sehr hilfreiche Einblicke geben kann. Die Untersuchungen bezüglich der Wechselwirkungen zwischen Wellen und blockierenden Rücken werden in dieser Arbeit nicht mit aufgenommen.

8.2 WAF FÜR SPEZIELLE ROSSBYWELLENZÜGE

In diesem Abschnitt soll der Nutzen der Richtungsinformation des WAF F_{TN01} mittels der folgenden zwei Beispiel-Rossbywellenzüge gezeigt werden:

- (i) Elbeflut-Rossbywellenzug
- (ii) Rossbywellenzug zu Beginn vom Dezember 1990

Für den Elbeflut-Rossbywellenzug ist das zwischen dem 30.07.2002 und 15.08.2002 zeitlich gemittelte Einhüllendenfeld mit der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) (Abbildung 8.1 (a)) und das zeitlich gemittelte F_{TN01} (Abbildung 8.1 (b)) dargestellt. Zusätzlich wurden die, nach den jeweilige Methode berechnete Rossbywellenzug-Trajektorie, mit abgebildet. Die Trajektorien der beiden Teilabbildungen unterscheiden sich wesentlich durch die unterschiedlichen Anfangs- und Endpunkte. Im Fall der Endpunkte kommt dies durch das Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs in zwei Teile, wobei die beiden Methoden diese Anteile dann unterschiedlich stark wiedergeben und somit jeweils nur einer der beiden Anteile erkannt wird. Vergleicht man den Anfangspunkt der Trajektorien, so zeigt sich, dass die Trajektorie, welche man über F_{TN01} erhält, weit im Norden einsetzt (bei etwa 135°W und 80°N). Aber auch die beiden gemittelten Felder zeigen in der Region um 160°W und 70°N wesentliche Unterschiede. Während der WAF F_{TN01} dort Werte deutlich größer als Null aufweist, ist bei der Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2006) dort kaum ein Wellensignal erkennbar. Die beiden Methoden zeigen anscheinend ein deutlich unterschiedliches dynamisches Verhalten der Rossbywellenzüge.

Aus diesem Grund werde ich im Folgenden etwas genauer das Einsetzen dieses Rossbywellenzugs untersuchen. Die Entstehungsphase des Rossbywellenzugs ist in Abbildung 8.2 mittels F_{TN01} und Geopotential dargestellt. Betrachtet man das Geopotential in der zeitlichen Abfolge der Abbildungen 8.2 (a) bis (d), so erkennt man, dass um 155°W und 70°N ein ausgebildeter Rücken über dem Pazifik nach Osten kippt (Neigung der Phasenlinien) und dadurch eine Störung auf den Wellenleiter bei etwa 135°W und 45°N induziert. Diese Entwicklung wird durch den WAF F_{TN01}

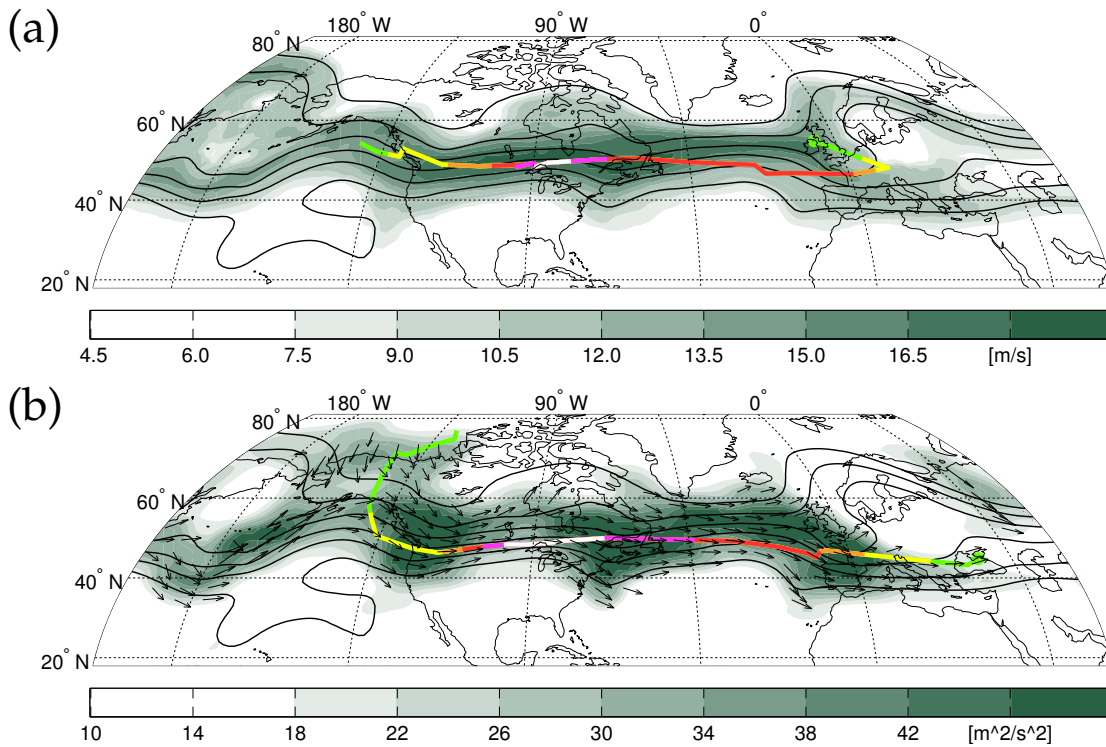


Abbildung 8.1: Unterschiede in der dargestellten Rossbywellenzugentwicklung bei Anwendung der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) und des WAF F_{TN01} . Die Farbschattierung gibt in Abbildung (a) das vom 30.07.2002 00 UTC bis zum 15.08.2002 12 UTC zeitlich gemittelte Einhüllendenfeld nach der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) und in Abbildung (b) das über den gleichen Zeitraum zeitlich gemittelte $|F_{TN01}|$ an. Schwarzen Pfeile geben die Richtung des WAF F_{TN01} an. Die nach der jeweiligen verwendeten Methode berechnete Trajektorie ist als farbige Konturlinie dargestellt. Die Farbe der Trajektorie gibt die Fläche des Rossbywellenzugs zu dem jeweiligen Zeitpunkt an, dabei steht {grün,gelb,orange,rot,magenta,weiß} für bis {2,4,6,8,10 über 10} $\times 10^6$ km². Die schwarzen Konturlinien geben das Geopotential an (Konturlinien alle 0.075×10^4 m²s⁻² von 9.05×10^4 m²s⁻² bis 9.425×10^4 m²s⁻²).

gut wiedergegeben, aber nicht durch die Methode nach Zimin u. a. (2006) (siehe Trajektorie in Abbildung 8.1 (a)). Der Grund dafür liegt in der Wahl der Hintergrundströmung. Mit der Methode nach Zimin u. a. (2006) können nur Rossbywellenzüge entlang der Hintergrundströmung erkannt werden, da die Berechnung entlang der Hintergrundstromlinien erfolgt. In der in Abbildung 8.2 dargestellten Situation war der großskalige Rücken aber nicht langlebig genug, um die Hintergrundströmung wesentlich zu beeinflussen. Aus diesem Grund konnte mittels der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) der Rossbywellenzug erst dann erkannt werden, als die, durch den kippenden Rücken verursachte Störung, auf den Wellenleiter projiziert wurde (siehe Trajektorie in Abbildung 8.1 (a)).

Bei dem zweiten Beispielfall handelt es sich um eine Abfolge von zwei hintereinander auftretenden Rossbywellenzügen im Dezember 1990. Der zugehörige WAF F_{TN01} und der meridionale Wind ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Bei Betrachtung des meridionalen Windfelds für den 06.12.1990 12 UTC (Abbildung 8.3 (c)) ist nicht klar zu erkennen, ob es sich bei diesem Signal um einen Rossbywellenzug handelt, der sich vom Pazifik bis in den Atlantik erstreckt (zwischen 40°N und 80°N, sowie 180°W und 45°O) oder doch um zwei separate Rossbywellenzüge über Nord-

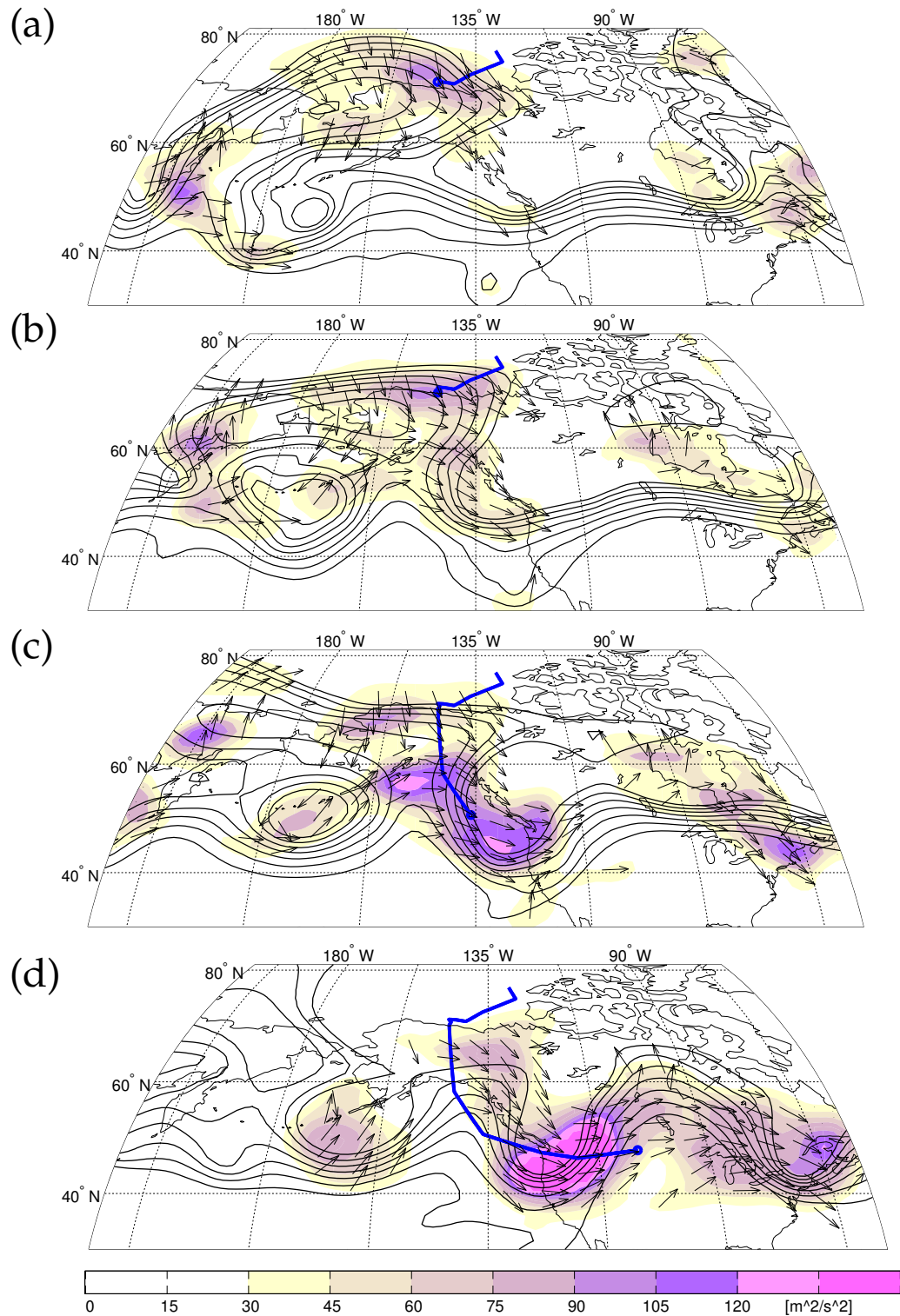


Abbildung 8.2: Detaillierte Darstellung zur Entstehungsphase des Elbeflut-Rossbywellenzugs. Pfeile geben die Richtung und die Farbschattierung den Betrag des WAF $F_{\text{TN}01}$ an. Schwarzen Konturlinien geben das Geopotential zwischen $9.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ und $9.4 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ im Abstand von $0.05 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ an. Blaue Linie gibt die Trajektorie des Elbeflut-Rossbywellenzugs bis zum Zeitpunkt der aktuellen Momentaufnahme an. In Abbildung (a) ist der 02.08.2002 12 UTC, in Abbildung (b) der 03.08.2002 12 UTC, in Abbildung (c) der 04.08.2002 12 UTC und in Abbildung (d) der 06.08.2002 12 UTC dargestellt.

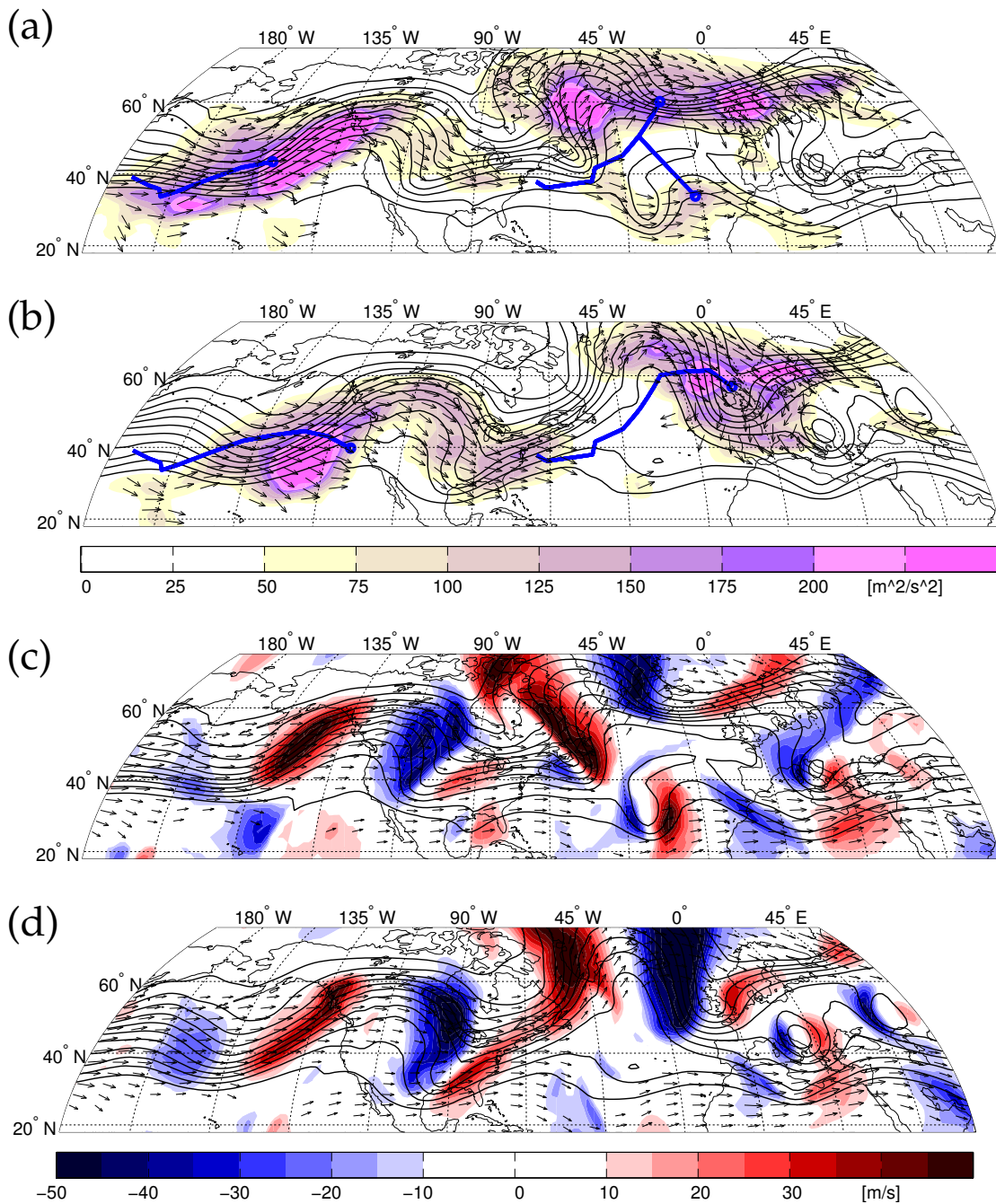


Abbildung 8.3: Verbesserte Darstellung der Dynamik von Rossbywellenzügen bei Anwendung von F_{TN01} . Vergleich zwischen WAF F_{TN01} (Abbildung (a) und (b), Pfeile geben die Richtung und die Farbschattierung den Betrag von F_{TN01} an) und meridionalen Wind (Abbildung (c) und (d), Rot gibt Südwind und Blau Nordwind an, Pfeile geben Richtung der Hintergrundströmung oberhalb von $20 m/s$ an). In Abbildung (a) und (c) ist die Momentaufnahme vom 06.12.1990 12 UTC gezeigt, in Abbildung (b) und (d) vom 08.12.1990 00 UTC. Schwarze Konturlinien geben das Geopotential zwischen $8.3 \times 10^4 m^2/s^2$ und $9.3 \times 10^4 m^2/s^2$ im Abstand von $0.1 \times 10^4 m^2/s^2$ an.

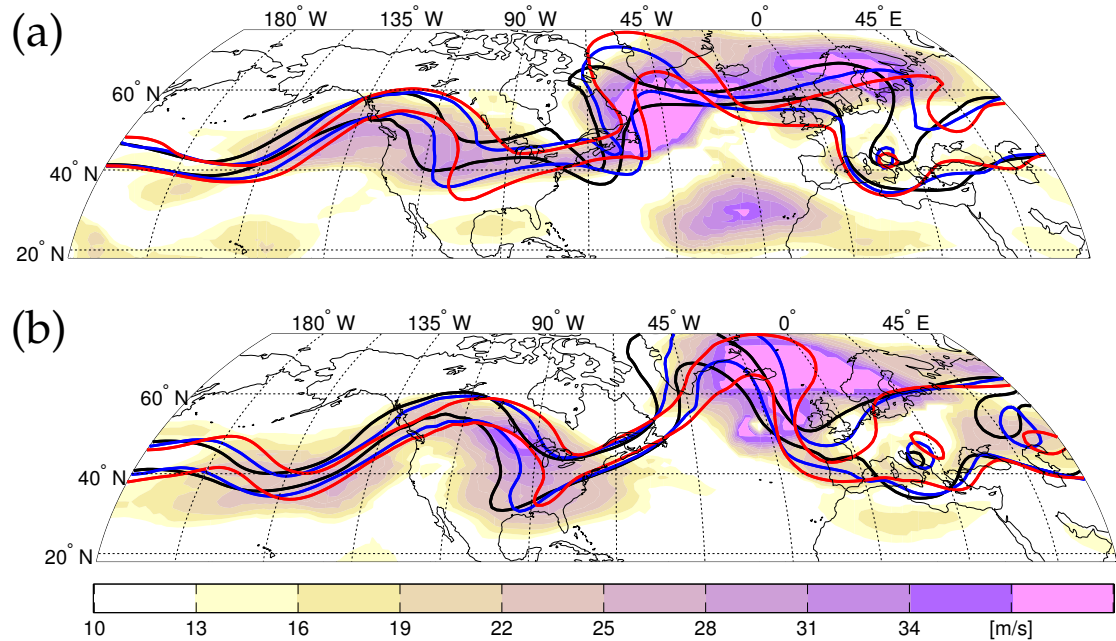


Abbildung 8.4: Fragwürdige Darstellung der Entwicklung zweier Rossbywellenzüge durch die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006). Momentaufnahmen vom 06.12.1990 12 UTC (Abbildung (a)) und 08.12.1990 00 UTC (Abbildung (b)). Die Farbschattierung gibt das Einhüllendenfeld mit der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) an. Die Konturlinien geben das Geopotential im Zeitraum von 12 Stunden vor der Momentaufnahme bis 12 Stunden nach der Momentaufnahme in 12 Stundenintervallen an (von Schwarz über Blau nach Rot vorwärts in der Zeit), für einen Wert von $8.7 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (oberen drei Geopotentiallinien) und $9.0 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (unteren drei Geopotentiallinien).

amerika und dem Atlantik. Der für den gleichen Zeitpunkt, in Abbildung 8.3 (a) dargestellte WAF F_{TN01} , zeigt, dass es sich um zwei getrennte Rossbywellenzüge handelt. Für diese Aussage wurde die zusätzliche Richtungsinformation von F_{TN01} ausgenutzt. Da der Rossbywellenzug über Nordamerika nach Süden propagiert und der Rossbywellenzug über dem Atlantik nach Norden propagiert (angedeutet durch die Richtung von F_{TN01}), handelt es sich offensichtlich um unterschiedliche Rossbywellenzüge. Betrachtet man zusätzlich die Situation eineinhalb Tage später, zeigt sich auch im Meridionalwind (Abbildung 8.3 (d)), dass der Rossbywellenzug über Nordamerika tatsächlich nach Süden propagiert. Der WAF F_{TN01} liefert durch die zusätzliche Richtungsinformation ein schärferes Bild der Rossbywellenzüge und somit einen tieferen Einblick in die zugrundeliegende dynamischen Entwicklungen.

In Abbildung 8.4 ist, für die gleichen Zeitpunkte wie in Abbildung 8.3, das Einhüllendenfeld der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) dargestellt. Im Fall des ersten Zeitpunktes (Abbildung 8.4 (a)) ist keine klare Trennung zwischen den beiden Rossbywellenzügen zu erkennen. Der Grund hierfür ist erneut die zugrundeliegende Hintergrundsströmung. Da Rossbywellenzüge bei dieser Methode nur entlang der Hintergrundsstromlinien berechnet werden können, kann eine Wellenentwicklung abseits des Wellenleiters, wie im Fall des Rossbywellenzugs über Nordamerika, nicht gut wiedergegeben werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Methode nach Zimin u. a. (2006) sehr gut funktioniert, solange sich die Rossbywellenzüge wie üblich entlang des Wellenleiters ausbreiten. Im Fall von Störungen, die auf den Wellenleiter projiziert

werden, oder nah beieinanderliegenden Rossbywellenzügen, kann es bei dieser Methode zu Schwierigkeiten kommen die tatsächlichen Entwicklungen richtig darzustellen. Dieses Kapitel konnte zugleich aufzeigen, dass auch die verbesserte modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) in manchen Fällen Probleme hat, die richtige Rossbywellenzug- Entwicklung zu erfassen. In Spezialfällen lohnt es sich demnach, für eine detaillierte Untersuchung der Dynamik eines Rossbywellenzugs die Diagnostik des Wellenaktivitätsflusses zu verwenden. Für eine klimatologische Betrachtungsweise ist die Methode nach Zimin u. a. (2006) jedoch womöglich besser geeignet. In Einzelfällen zeigt sich der $F_{\text{TN}01}$ sehr hilfreich, da dieser einen besseren Einblick in die Entwicklung eines Rossbywellenzugs liefern kann. Für die Trajektorienberechnung erscheint mir der $F_{\text{TN}01}$ ohne zusätzliche stärkere Glättung zu verrauscht zu sein und somit nicht für diese Betrachtung anwendbar. Im Falle von Kompositstudien kann sich der Fluss jedoch wieder als sehr hilfreich erweisen.

Teil V

VORHERSAGEFEHLER VON ROSSBYWELLENZÜGEN

9

FEHLERDIAGNOSTIK ZU EINZELNEN
ZEITPUNKTEN

Wie bereits in Unterabschnitt 1.2.2 erwähnt, gibt es bisher kaum Informationen über die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen als Objekte. Die üblichen Fehlermaße zur Untersuchung meteorologischer Vorhersagen beziehen sich auf einfache Felder meteorologischer Variablen, wie etwa dem Geopotential. Ein typisches Fehlermaß zur Validierung der Vorhersagequalität ist der Anomalie Korrelationskoeffizient (ACC¹). Bei diesem Fehlermaß ist für die Vorhersagequalität die genaue Phaseninformation entscheidend. Die Verwendung eines solchen Fehlermaßes führt bei Rossbywellenzügen häufig zu großen Fehlern. Der Grund dafür liegt in der starken meridionalen Erstreckung der Anomalien innerhalb des Rossbywellenzugs. Bereits eine kleine zonale Phasenverschiebung zwischen dem tatsächlichen und dem vorhergesagten Rossbywellenzug, kann zu sehr großen Vorhersagefehlern führen. Dies steht im Widerspruch zu der Annahme, dass durch die Präsenz eines langlebigen Rossbywellenzugs, die Vorhersagequalität auf Zeitskalen bis über eine Woche verbessert sein könnte. Wie in Lee und Held (1993) jedoch herausgestellt, kann selbst bei chaotischer Dynamik innerhalb des Rossbywellenzugs, der Wellenzug selber kohärent bleiben. Man würde dadurch erwarten, dass einem solchen Rossbywellenzug eine höhere Vorhersagbarkeit als den einzelnen synoptischen Entwicklungen innerhalb von diesem, zugewiesen werden kann. Die Begründung für den scheinbaren Widerspruch liegt in der Wahl des Fehlermaßes. Um generell abzuschätzen ob, wie gut oder unter welchen Umständen Rossbywellenzüge vorhergesagt werden können, ist ein objektbasiertes Fehlermaß geeigneter. Mit einem objektbasierten Fehlermaß kann ein Verständnis dafür entwickelt werden, inwieweit und unter welchen Umständen Rossbywellenzüge zu einer verbesserten Vorhersage führen können. Die Frage nach der richtigen Phasenlage ist, meiner Meinung nach, der zweite Schritt, um aus der potentiellen längerfristigen Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen eine Aussage über die wetterrelevante, phasenorientierte Vorhersagbarkeit zu machen. Ich werde dazu im Folgenden nun ein anschauliches Beispiel darlegen.

Betrachten wir zunächst einmal den ACC. Eine Form des ACC ergibt sich über

$$\text{ACC} = \frac{\overline{(\chi_{\text{VH}} - \chi_{\text{Klim}})(\chi_{\text{RA}} - \chi_{\text{Klim}})}}{\sqrt{\overline{(\chi_{\text{VH}} - \chi_{\text{Klim}})^2} \overline{(\chi_{\text{RA}} - \chi_{\text{Klim}})^2}}},$$

was die Korrelation zwischen Vorhersagefeld (χ_{VH}) und Reanalysefeld (χ_{RA}) nach Abzug des klimatologische Werts (χ_{Klim}) beschreibt. Der Überstrich steht für die räumliche Mittelung (zonal und meridional) über das betrachtete Gebiet. Üblicherweise wird zur Berechnung des ACC als meteorologische Variable (χ) das Geopotential auf 500 hPa verwendet. Angewendet auf Rossbywellenzüge, ergibt sich dabei ein nicht ganz einfach zu lösendes Problem bezüglich der Frage nach der Vorhersagbarkeit. Wie weiter oben erwähnt, wird durch die großen Skalen eines Rossbywellenzugs (sowohl räumlich als auch zeitlich) ein gewisses Potential zur Verbesserung der Vorhersagbarkeit erwartet. Dies erscheint auf Grund der Langlebigkeit

¹ ACC steht für „Anomaly Correlation Coefficient“.

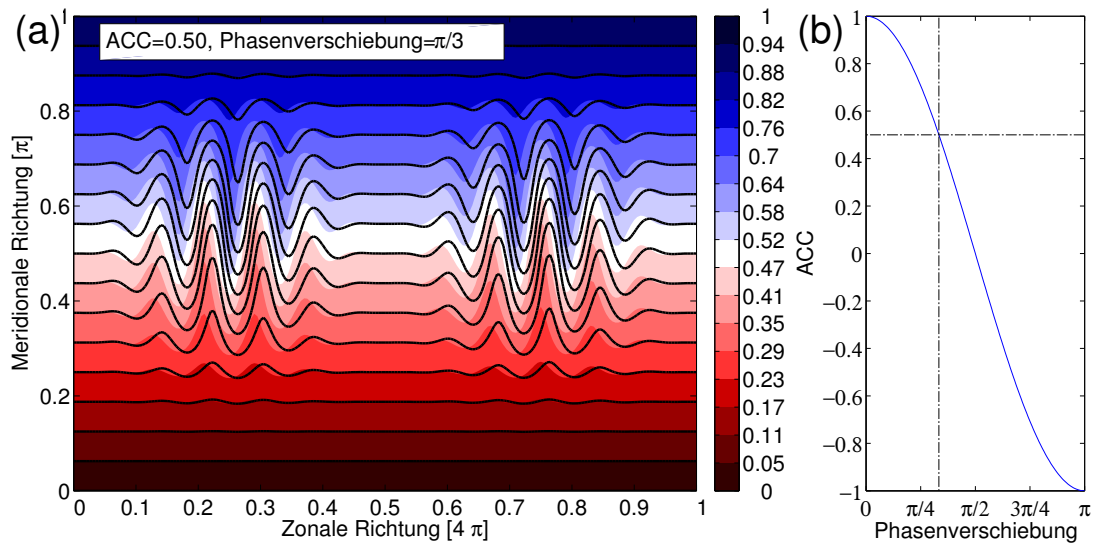


Abbildung 9.1: Veranschaulichung der ACC-Problematik für eine Vorhersageverifikation von Rossbywellenzügen. In Abbildung (a) ist über die Farbflächen ein auf 1 normalisiertes Reanalysefeld dargestellt. Die schwarzen Konturlinien geben das künstlich erzeugte Vorhersagefeld an, welches über das Reanalysefeld mit einer Phasenverschiebung von $\pi/3$ gegeben ist. In Abbildung (b) ist der Verlauf des ACC als Funktion der Phasenverschiebung dargestellt.

von Rossbywellenzügen plausibel. Allerdings sind Rossbywellenzüge bei Fehlermaßen wie dem ACC tendenziell mit hohen Fehlern verbunden. Veranschaulicht ist dies in Abbildung 9.1. Der künstlich erzeugte Rossbywellenzug, der als Reanalyse-Rossbywellenzug definiert wird, ist über das Geopotential

$$\Phi_{\text{RA}} = \Phi_{\text{Klim}} (1 + 0.25 \cos(6x) A(x, y))$$

gegeben. Die amplitudenmodulierende Einhüllendenfunktion ist durch

$$A(x, y) = \sin(y)^4 \sin(0.5x)^3$$

gegeben, wobei $y \in [0, \pi]$ und $x \in [0, 4\pi]$. Das künstlich konstruierte Vorhersagefeld ist über eine Phasenverschiebung Δx mittels

$$\Phi_{\text{VH}} = \Phi_{\text{Klim}} (1 + 0.25 \cos(6x - \Delta x) A(x, y))$$

gegeben. Das Wellensignal der Vorhersage ist mittels der Einhüllendenfunktion wie in der Reanalyse konstruiert, jedoch mit einer zusätzlichen zonalen Phasenverschiebung von $\pi/3$ (schwarze Konturlinien in Abbildung 9.1). Die Rossbywellenzüge in der Vorhersage befinden sich damit am selben Ort wie die Rossbywellenzüge in der Reanalyse und besitzen zudem dieselbe räumlichen Ausdehnung. Ausgehend von einer objektbasierten Analyse der Vorhersagefehler würden die Rossbywellenzüge demnach als perfekt vorhergesagt angesehen werden. Allerdings ergibt sich wie in Abbildung 9.1 angegeben, im Fall einer Phasenverschiebung von $\pi/3$ ein ACC von nur 0.5. Ausgehend vom ACC würden die Rossbywellenzüge demnach als schlecht vorhergesagt gelten.

Was ist aber der eigentliche Nutzen eines objektbasierten Fehlermaßes? Mit der objektbasierten Fehleranalyse von Rossbywellenzügen kann ein grundlegendes Verständnis entwickelt werden, in welchen Situationen die großskalige Strömungsentwicklung gut wiedergegeben werden kann. Darüber hinaus kann durch die objektbasierte Fehleranalyse das Potential zu einer Vorhersageverbesserung angegeben

werden. Mit dem vorhandenen Potential zu einer Vorhersageverbesserung sind die Situationen gemeint, in denen die Rossbywellenzüge an der richtigen Position vorhergesagt werden können, jedoch die Phasenlage innerhalb des Rossbywellenzugs falsch vorhergesagt wird. Durch eine bessere Vorhersage der Phasenlage, kann das Potential zu einer Vorhersageverbesserung durch die Rossbywellenzüge direkt umgesetzt werden. Werden hingegen die Rossbywellenzüge als Objekte falsch vorhergesagt, ist auch eine bessere Vorhersage der Phasenlage innerhalb der Rossbywellenzüge für die Vorhersagequalität bedeutungslos: In diesem Fall existiert kein Potential zu einer Vorhersageverbesserung (zumindest nicht durch die Rossbywellenzüge). Durch solche Untersuchungen können zum Beispiel Strömungsregime identifiziert werden, welche ein Potential zu einer längerfristigen Vorhersagbarkeit besitzen.

An der Universität von Stony Brook (USA) werden ebenfalls Vorhersagefehler in Verbindung mit Rossbywellenzügen untersucht. Im Unterschied zu dem hier verwendeten objektbasierten Ansatz, werden diese jedoch direkt in Verbindung mit dem ACC oder ähnlichen Fehlermaßen untersucht. Dort ist man an der Vorhersage der wetterrelevanten Phaseninformation selbst interessiert. Wie die Ergebnisse dieser unterschiedlichen Ansätze in Zukunft miteinander in Einklang gebracht werden können, bleibt meines Erachtens eine sehr spannende Frage.

9.1 DIAGNOSTIK ZUR BERECHNUNG DER ROSSBYWELLENZUG-VORHERSAGEFEHLER

Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Fehlerdiagnostik werden Vorhersagen mit einheitlicher Vorhersagezeit untersucht. Es wird also nicht untersucht, wie ein Rossbywellenzug im Verlauf einer Vorhersage mit zunehmender Vorhersagezeit wiedergegeben wird. Vielmehr betrachte ich hier Rossbywellenzüge in der Reanalyse und vergleiche diese zu jedem Zeitpunkt mit den Rossbywellenzügen in der Vorhersage mit einheitlicher Vorhersagezeit. Für den gesamten Lebenszyklus eines Rossbywellenzugs in der Reanalyse werden also immer die Vorhersagefehler bei gleicher Vorhersagezeit untersucht. Diese Untersuchung lässt sich anschließend für alle Vorhersagezeiten (immer bei fester Vorhersagezeit) durchführen, um die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen in Abhängigkeit der Vorhersagezeit untersuchen zu können.

Die Fehlerdiagnostik ist unabhängig von der zugrundeliegenden Methode zur Darstellung von Rossbywellenzügen. In Abschnitt 7.2 habe ich zur Darstellung der klimatologischen Eigenschaften von Rossbywellenzügen die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) verwendet. Die Anwendung dieser Methode auf die Vorhersagedaten ist jedoch nicht direkt möglich, da die Hintergrundströmung für die Vorhersagedaten nicht wie zuvor beschrieben, bestimmt werden kann. Dies ist anhand der schematischen Darstellung in Abbildung 9.2 veranschaulicht. Man kann zum Beispiel nicht analog zu den Reanalysedaten die Hintergrundströmung aus den Tagen $X - \Delta t$ bis $X + \Delta t$ der 5-Tagesvorhersagen bestimmen (entlang der Tage im blauen Bereich in Abbildung 9.2), da zwischen den einzelnen Vorhersagetagen Regimewechsel in den Strömungsfeldern auftreten können. Das liegt daran, dass die 5-Tagesvorhersage vom Tag X und die vom Tag $X + 1$ nicht konsistent sein müssen. Der Grund dafür liegt demnach in der einheitlichen Vorhersagezeit: Die Vorhersage vom Tag X und vom Tag $X + 1$ können demnach völlig unterschiedliche Realisierungen der atmosphärischen Strömungen, mit den Anfangsbedingungen von Tag $X - 5$ und $X - 4$ (entlang der roten Pfeile), darstellen. Um dieses Problem zu umgehen,

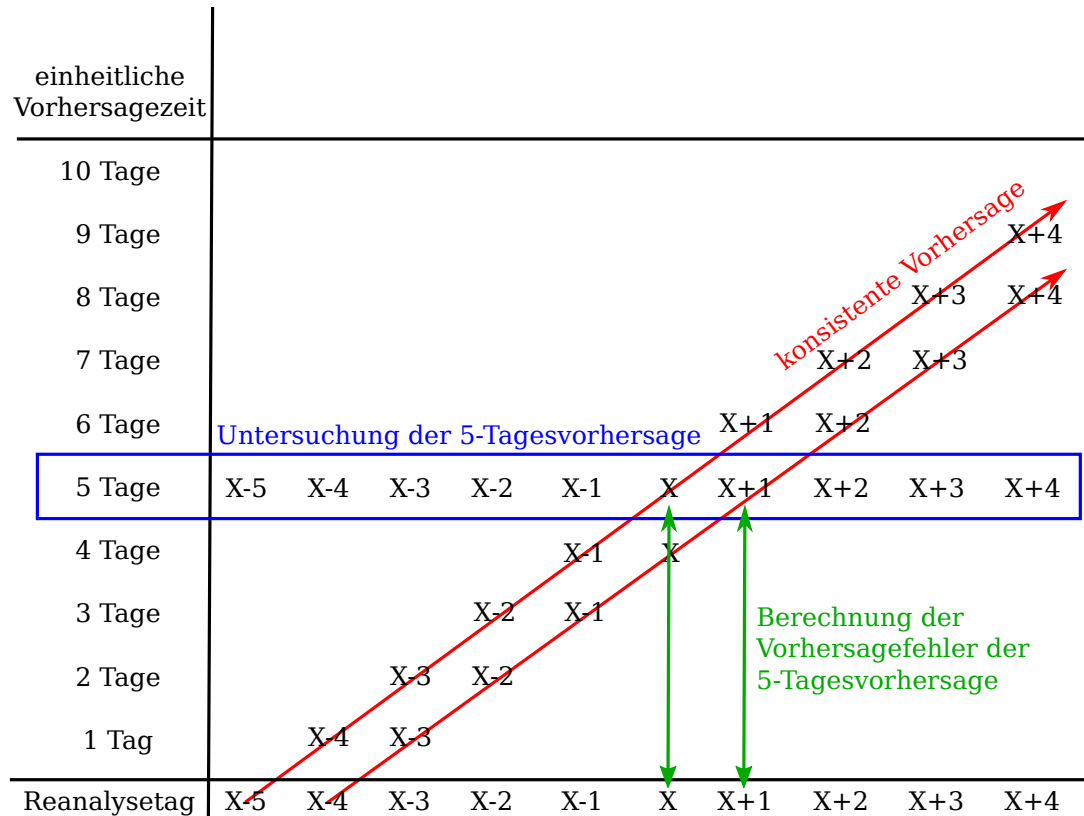


Abbildung 9.2: Veranschaulichung der einheitlichen Vorhersagezeit und der konsistenten Vorhersagen. Vorhersagefehler werden für einheitliche Vorhersagezeiten berechnet, hier beispielhaft für die 5-Tagesvorhersage dargestellt (blauer Bereich). Zur Bestimmung der Vorhersagefehler erfolgt ein Vergleich der Rossbywellenzüge in den 5-Tagesvorhersagen vom Tag X , $X + 1$, ... mit den Rossbywellenzügen in der Reanalyse des gleichen Tages (grüne Pfeile). Die 5-Tagesvorhersage vom Tag X , beziehungsweise vom Tag $X + 1$ sind Realisierungen der Vorhersagen, die zum Tag $X - 5$, beziehungsweise Tag $X - 4$ gestartet wurden (rote Pfeile). Diese Vorhersagen entsprechen konsistenten Realisierungen vom Ausgangspunkt der Vorhersage bis zum Ende der Vorhersage (entlang der roten Pfeile). Untereinander sind diese Vorhersagen für eine feste einheitliche Vorhersagezeit für aufeinanderfolgende Tage nicht notwendigerweise konsistent.

muss die Hintergrundströmung aus einer einzelnen Vorhersage (entlang eines roten Pfeils) in Verbindung mit den Reanalysedaten gewonnen werden. Als Hintergrund kann zum Beispiel ein asymmetrisches gleitendes Mittel über 14 Tage verwendet werden, mit 10 Tagen vor dem Vorhersagezeitpunkt und darauffolgenden 4 Tagen. Bei einer 5-Tagesvorhersage, ausgehend vom Tag $X - 5$ für den Tag X , würde das vorgeschlagene gleitende Mittel demnach den Reanalysezeitraum der Tage $X - 10$ bis $X - 5$ umfassen, und den Vorhersagezeitraum der Tage $X - 4$ bis $X + 4$. Dieser Zeitraum umfasst nur konsistente Tage, da eine Vorhersage eine mögliche Realisierung des zukünftigen Wetters prognostiziert. Dieses Vorgehen, wie es auch an der Universität von Stony Brook verwendet wird, habe ich bereits für eine eigens erstellte Internetseite zur Vorhersage von Rossbywellenzügen erfolgreich angewandt. Für die Vorhersagen wurden die GFS-Daten des amerikanischen Global-Modells verwendet. Diese Daten sind bis zu einem Vorhersagezeitraum von 15 Tagen vorhanden. Das Problem bei anderen Modellen besteht in dem geringeren Vorhersagezeitraum von meist nur 10 Tagen. Damit ist, nach dem oben beschriebenen Vorgehen, maximal die Berechnung einer 6-Tagesvorhersage möglich. Außerdem muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass bei größeren Vorhersagezeiten geringere Modell-auflösungen verwendet werden, was einen Einfluss auf die Hintergrundströmung und damit den berechneten Rossbywellenzügen haben kann.

Auf Grund der beschriebenen Problematik zur Berechnung der Hintergrundströmung bei Verwendung von Vorhersagedaten, werde ich für das gesamte Kapitel 9 die Methode nach Zimin u. a. (2003) verwenden. Die Fehlerbestimmung ist, wie erwähnt, nicht abhängig von der verwendeten Methode zur Berechnung der Rossbywellenzüge. Für die klimatologischen Untersuchungen habe ich bisher nur die Ergebnisse der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) vorgestellt. Eine berechtigte Frage besteht nun darin, ob die andere Methode (Zimin u. a., 2003) vergleichbare klimatologische Ergebnisse erzielt und somit bei den Interpretationen auf die in Abschnitt 7.2 erarbeitenden Kenntnisse zurückgegriffen werden kann. Ich habe bereits beim Vergleich der Ergebnisse mit Glatt und Wirth (2014) gezeigt, dass einige übereinstimmenden Aussagen existieren. Nichtsdestotrotz möchte ich hier auf ein paar weitere Ergebnisse der unterschiedlichen Methoden eingehen.

Im Folgenden gebe ich eine grobe Übersicht über die klimatologischen Ergebnisse der Methode nach Zimin u. a. (2003) an. Für die Methode wurde ebenfalls die semi-geostrophische Koordinatentransformation angewendet. Bei den verwendeten zwei Schwellenwerten (Gleichung (6.1) und (6.2)) habe ich für die verwendete Methode nach Zimin u. a. (2003) die Werte $\tau^* = 2.7$, $\tau_{WP}^o = 35 \text{ m s}^{-1}$ und $\tau_{WP}^u = 30 \text{ m s}^{-1}$ bei gleicher Schwankungsbreite $\Delta\tau$ vorgegeben. Ich werde die Hauptunterschiede zu den klimatologischen Ergebnissen der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) hier kurz beschreiben und einige zusätzliche, relevante Abbildungen zur Vollständigkeit im Anhang C einfügen. Bei einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen kommt es bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) zu 4366 Rossbywellenzug-Trajektorien mit einer mittleren Lebenszeit von 4.2 ± 2.6 Tagen, während bei der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) 4106 Rossbywellenzug-Trajektorien mit einer mittleren Lebenszeit von 4.8 ± 3.4 Tagen erhalten werden. Die prozentuale Aufteilung der Rossbywellenzug-Auftrittshäufigkeit für die verschiedenen Jahreszeiten (Abbildung 9.3), zeigt für die beiden Methoden ein ähnliches Verhalten, vor allem gilt dies für den Frühling, Herbst und Winter. Unter Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003) weist der Sommer bei großen Lebenszeiten einen prozentual höheren Anteil auf, während die anderen Jahreszeiten reduzierte Werte besitzen.

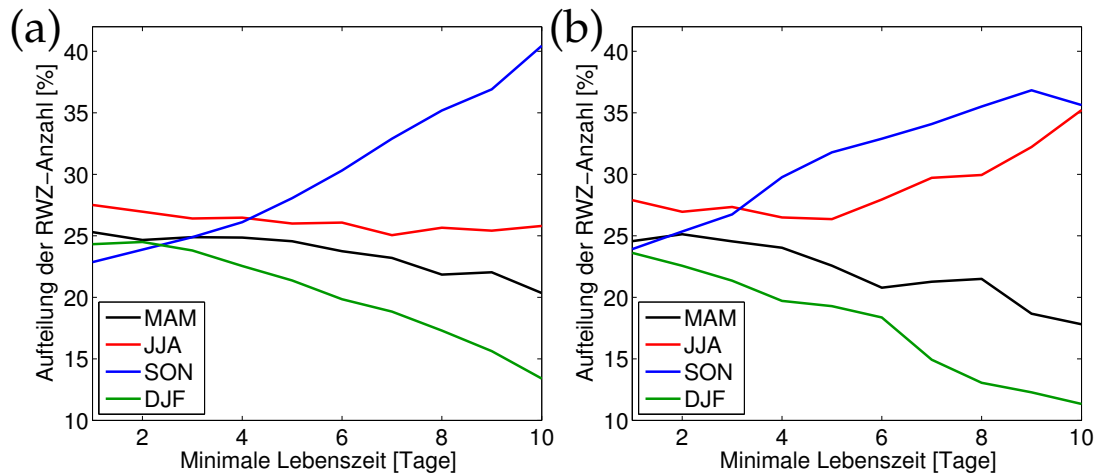


Abbildung 9.3: Vergleich der Klimatologien nach Zimin u. a. (2006) und nach Zimin u. a. (2003) bezüglich der prozentualen Auftretshäufigkeit von Rossbywellenzügen in die verschiedenen Jahreszeiten. Prozentuale Aufteilung der Rossbywellenzug-Anzahl (RWZ-Anzahl) für die verschiedenen Jahreszeiten als Funktion der minimalen Lebenszeit der Rossbywellenzüge. In Abbildung (a) sind die Ergebnisse der Methode nach Zimin u. a. (2006) und in Abbildung (b) die Ergebnisse nach Zimin u. a. (2003) dargestellt.

Bei den Entstehungs- und Zerfallsregionen für die unterschiedlichen Jahreszeiten kommt es ebenfalls zu einer im Allgemeinen guten Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden. Die zugehörigen Abbildungen sind im Anhang in Abbildung C.1 zu sehen. Bei genauerer Betrachtung lassen sich im Wesentlichen drei Unterschiede identifizieren. Erstens sind die Auftretshäufigkeiten im Ostpazifik höher. Dies liegt vermutlich daran, dass bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) die Hintergrundrücken an den Rocky Mountains häufiger noch als Bestandteil eines Rossbywellenzugs interpretiert werden. Im Gegensatz dazu wird bei der Methode nach Zimin u. a. (2006) die Berechnung entlang der Hintergrundströmung durchgeführt, wodurch der Hintergrundrücken an den Rocky Mountains nicht mehr als Wellensignal identifiziert wird. Zweitens sind die Endregion und die Auftretshäufigkeiten über Europa für den Winter mit der Methode nach Zimin u. a. (2006) meridional ausgedehnter als bei der Methode nach Zimin u. a. (2003). Dies kann wahrscheinlich auf die Aufspaltung der Hintergrundströmung in den Polarfront- und Subtropenstrahlstrom zurückgeführt werden (Abbildung 7.7 (d)). Der Grund hierfür ist vermutlich das Nichterkennen meridionalziehender Rossbywellenzüge mit der Methode nach Zimin u. a. (2003), was auch im Zusammenhang mit der, über dem Atlantik weiter im Westen einsetzenden Zerfallsregion, steht. Bei dem dritten Unterschied handelt es sich um die Auftretshäufigkeiten der Rossbywellenzug-Trajektorien im Sommer. Bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) (Abbildung C.1 (b)) erstrecken sich die Auftretshäufigkeiten über einen größeren meridionalen Bereich, vor allem bevorzugt weiter nördlich. Wahrscheinlich liegt die Ursache in der geringeren Stärke der Hintergrundströmung im Sommer. Dabei können einige vom Strahlstrom entkoppelte Signale oder Rossbywellenzug-Anteile nach einem Wellenbrechereignis einfacher und über einen längeren Zeitraum als Rossbywellenzug identifiziert werden. Im Fall der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) ist dies nicht möglich, da die Rossbywellenzug-Berechnung an die Hintergrundströmung gebunden ist, also genau dort wo der Rossbywellenzug auftreten sollte. Damit lassen sich alle drei erwähnten Unterschiede erklären.

Bei den Abbildungen der Lebenszyklen zeigt sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden. Die Lebenszyklen für die verschiedenen Eigenschaften der Rossbywellenzüge, aufgespaltet nach den verschiedenen Jahreszeiten, sind im Anhang in Abbildung C.2 zu sehen. Ein Vergleich mit den Lebenszyklen der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) (Abbildung 7.21) weist im Wesentlichen vier Unterschiede auf. Zum einen weisen die Wellenleitermaßzahlen WL in Abbildung 7.21 (d) und C.2 (d) geringere Werte auf. Diesen Unterschied habe ich bereits bei den Auftrittshäufigkeiten aufgegriffen und auf die mögliche Entkopplung der Rossbywellenzüge vom Wellenleiter bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) zurückgeführt. Des Weiteren sind die Flächen S und mittleren Amplituden A_{τ_0} bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) kleiner, was zum Teil auf den Schwellenwert zurückgeführt werden kann. Ein weiterer Unterschied liegt in den deutlich niedrigeren Konturstrukturwerten. Auch dieser Unterschied war zu erwarten und geht wahrscheinlich zum Teil direkt auf die verwendete Methode zurück. Bei der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) sind stärker verformte Rossbywellenzüge in meridionaler Richtung möglich, wohingegen im Fall der Methode nach Zimin u. a. (2003) deformierte Rossbywellenzüge eher auseinanderbrechen. Durch das Auseinanderbrechen kommt es zu kleineren Rossbywellenzügen mit niedrigeren Konturstrukturwerten. Dies könnte mitunter auch die kleineren Flächen unter Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003) erklären. Das ist jedoch spekulativ, da mit der Methode nach Zimin u. a. (2003) teilweise auch untypische Signale als Rossbywellenzüge (siehe Abbildung 2.16 und 2.17 in Unterabschnitt 2.2.4) oder voneinander unabhängige Rossbywellenzüge als ein zusammenhängender Rossbywellenzug identifiziert (siehe Abbildung 2.4 (d) in Kapitel 2.1.2) werden. Der vierte Unterschied liegt in der Jahreszeiteaufteilung der Lebenszyklen bei der Konturstruktur. Allerdings habe ich die Konturstruktureigenschaft für die Methode nach Zimin u. a. (2006) entwickelt, in der meridional deformierte Rossbywellenzüge, ungleich der Methode nach Zimin u. a. (2003), deutlich besser wiedergegeben werden. Aus diesem Grund möchte ich hier nicht auf die Details in der genauen Aufteilung bezüglich der Konturstruktur eingehen.

Als letzter Vergleich der beiden Methoden habe ich die Unterschiede in den Streudiagrammen untersucht. Für die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) habe ich in Abschnitt 7.1 funktionale Zusammenhänge identifiziert und erklärt. Für die Methode nach Zimin u. a. (2003) sind dieselben Zusammenhänge erkennbar. Darüber hinaus erscheint zwischen der Konturstruktur KS und der Wellenleitermaßzahl WL ein minimaler linearer Zusammenhang zu bestehen. Zumindest treten für kleine Konturstrukturen viele sehr geringe bis hin zu zahlreichen negativen Werten in der Wellenleitermaßzahl auf. Für beide Methoden sind die zugehörigen Streudiagramme mit identischen Achsenabschnitten in Abbildung 9.4 dargestellt. In den Streudiagrammen erkennt man für die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) zum einen deutlich höhere Werte in der Konturstruktur und zum anderen ist die Wellenleitermaßzahl unabhängig von der Konturstruktur (Abbildung (b)). Im Fall der Methode nach Zimin u. a. (2003) lässt sich für diese Eigenschaften ein minimaler linearer Zusammenhang erkennen. Für geringe Konturstrukturen besteht bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) sogar ein stark linearer Zusammenhang. Darüber hinaus fällt auf, dass bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) in diesem Bereich viele blauen Kreuze negative Werte in der Wellenleitermaßzahl WL aufweisen. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, dass bei der Methode nach Zimin u. a. (2003), Rossbywellenzüge häufig auch in Bereichen ausserhalb des Wellenleiters erkannt

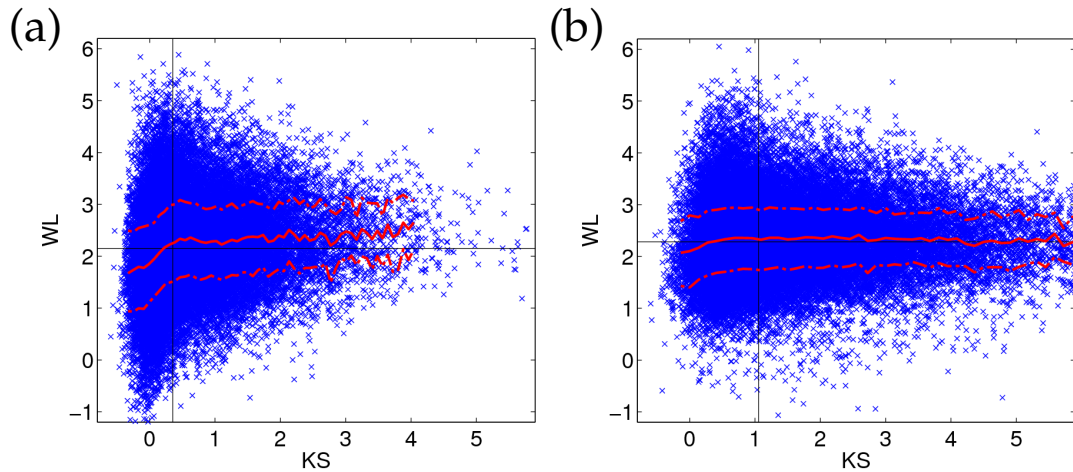


Abbildung 9.4: Klimatologische Unterschiede zwischen den Methoden nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) beim Zusammenhang zwischen der Konturstruktur KS und der Wellenleitermaßzahl WL. Streudiagramm zwischen der Konturstruktur KS und der Wellenleitermaßzahl WL für die Methode nach Zimin u. a. (2003) (Abbildung (a)) und nach der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) (Abbildung (b)). Ansonsten gilt die Beschreibung wie in Abbildung 7.4.

werden. In solchen Bereichen sind keine großen Rossbywellenzüge möglich, da die geringen Wellenleiterwerte sehr ungünstige Bedingungen für die Rossbywellenzüge darstellen. Dadurch werden dort auch die Konturstrukturen tendenziell geringere Werte aufweisen.

Mit den vorausgegangenen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Trajektorien und die Eigenschaften der Rossbywellenzüge, unter Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003), ein ähnliches Verhalten wie im Fall der modifizierten Methode nach Zimin u. a. (2006) aufweisen. Für die modifizierte Methode nach Zimin u. a. (2006) wurde das Trajektorienprogramm eingehender untersucht um die richtige Funktionsweise zu verifizieren. Da die daraus resultierenden Ergebnisse eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen unter Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2003) aufweisen, scheint die Verwendung dieser Methode zur Fehlerbestimmung der Rossbywellenzüge auch anwendbar zu sein. Einige Unterschiede in der klimatologischen Betrachtung habe ich auf die Nachteile der Methode nach Zimin u. a. (2003) zurückgeführt. Für die Fehlerbetrachtung sind diese Unterschiede allerdings nicht so essentiell, da nicht die genaue Dynamik der Rossbywellenzüge untersucht werden soll, sondern die Darstellung der Rossbywellenzüge in der numerischen Wettervorhersage. Da die Methode sowohl auf die Reanalyse als auch auf die Vorhersage angewandt wird, treten dadurch keine großen Interpretationsschwierigkeiten auf.

9.2 FEHLERDIAGNOSTIK ZU EINZELNEN ZEITPUNKTEN

In diesem Abschnitt werde ich zunächst die Fehlerdiagnostik zu einzelnen Zeitpunkten behandeln, also noch ohne Anpassung an die Trajektorienberechnung. Die ersten Untersuchungen dazu gehen auf die Diplomarbeit von Prestel (2012) zurück. In meiner Arbeit habe ich diese Untersuchungen auf die Trajektorienberechnung übertragen und erweitert. Nichtsdestotrotz gehe ich zunächst auf die Ergebnisse

von Prestel (2012) ein, da diese die Grundlage meiner Arbeit bilden und die Vorteile der Fehlerdarstellung entlang der Trajektorien verdeutlichen.

In Unterabschnitt 9.2.1 werde ich zunächst auf die Fehlerberechnung eingehen und anschließend in Unterabschnitt 9.2.2 die zugehörigen Ergebnisse angeben. Die Ergebnisse sind insofern spannend, da sie einen systematischen Fehler in dem numerischen Wettervorhersagemodell des ECMWF aufzeigen. In den darauffolgenden Kapiteln handelt es sich um meine eigenen Beiträge zu diesen Untersuchungen. In Unterabschnitt 9.2.3 werde ich auf die Probleme und versteckten Artefakte in der Darstellung aus dem Unterabschnitt 9.2.2 eingehen. Trotz dieser Artefakte bleibt die Aussage über der Ergebnisse von Prestel (2012) weiterhin gültig. Im abschließenden Unterabschnitt 9.2.4 möchte ich eine mögliche Ursache für die systematischen Fehler aufzeigen.

9.2.1 Fehlerberechnung und Zuordnung von Reanalyse- und Vorhersage-Rossbywellenzügen

Zur Berechnung eines Vorhersagefehlers müssen zunächst Rossbywellenzug-Objekte in der Reanalyse und der Vorhersage definiert werden. Dies erfolgt, wie bereits vorgestellt, über die Methode nach Zimin u. a. (2003) unter Anwendung eines doppelten Schwellenwertes. Bei der Fehlerbestimmung gehe ich nach dem selben Konzept wie bei der Trajektorienberechnung vor, mit dem Unterschied, dass neben dem Suchbereich der Reanalysedaten und der Rossbywellenzug-Objekte der Reanalyse, auch Rossbywellenzug-Objekte der Vorhersage dem Rossbywellenzug-Suchbereich der Reanalyse zugeordnet werden können. Besitzt ein Rossbywellenzug-Objekt der Vorhersage also einen gemeinsamen Gitterpunkt mit dem Suchbereich eines Rossbywellenzugs in der Reanalyse, so wird dieser dem Reanalyse-Rossbywellenzug zugeordnet (Fall 1 in Abbildung 9.5). Besitzt ein Rossbywellenzug-Objekt der Vorhersage sogar mit zwei unterschiedlichen Suchbereichen von Rossbywellenzügen in der Reanalyse einen gemeinsamen Gitterpunkt, so werden die beiden Suchbereiche der Reanalyse nun als Suchbereich eines zusammengehörenden Rossbywellenzugs definiert (Fall 2 in Abbildung 9.5). Der Vorhersage-Rossbywellenzug wird nicht über einen Suchbereich definiert, da zum einen andernfalls bei einer schlechten Vorhersage viele voneinander unabhängige Rossbywellenzüge zusammengefügt werden könnten und zum anderen weil der Suchbereich der Reanalyse bereits darauf abzielt mögliche Regionen abzudecken, in denen ein Rossbywellenzug auftreten könnte, der in Verbindung mit dem ursprünglichen steht. Dieses Vorgehen, den Vorhersage-Rossbywellenzug nur über den oberen Schwellenwert und nicht über einen Suchbereich (analog zum Reanalyse-Rossbywellenzug) zu definieren, könnte minimal negativere Fehler verursachen. Der Grund für die wahrscheinlich minimal negativere Fehler liegt daran, dass durch Vernachlässigung des Suchbereichs in der Vorhersage, diese Rossbywellenzüge leichter auseinanderbrechen und somit einzelne separierte Rossbywellenzug-Anteile darstellen. Eigentlich sollte dieses Auseinanderbrechen unproblematisch sein, da alle Anteile des auseinandergebrochenen Vorhersage-Rossbywellenzugs über den Suchbereich des Reanalyse-Rossbywellenzugs wieder zusammengefügt werden. Bei sehr schlechten Vorhersagen können sich jedoch Anteile des auseinandergebrochenen Vorhersage-Rossbywellenzugs außerhalb des Suchbereichs des Reanalyse-Rossbywellenzugs befinden. Auf diese Weise wird der Flächenfehler etwas negativer, als wenn der Vorhersage-Rossbywellenzug eben-

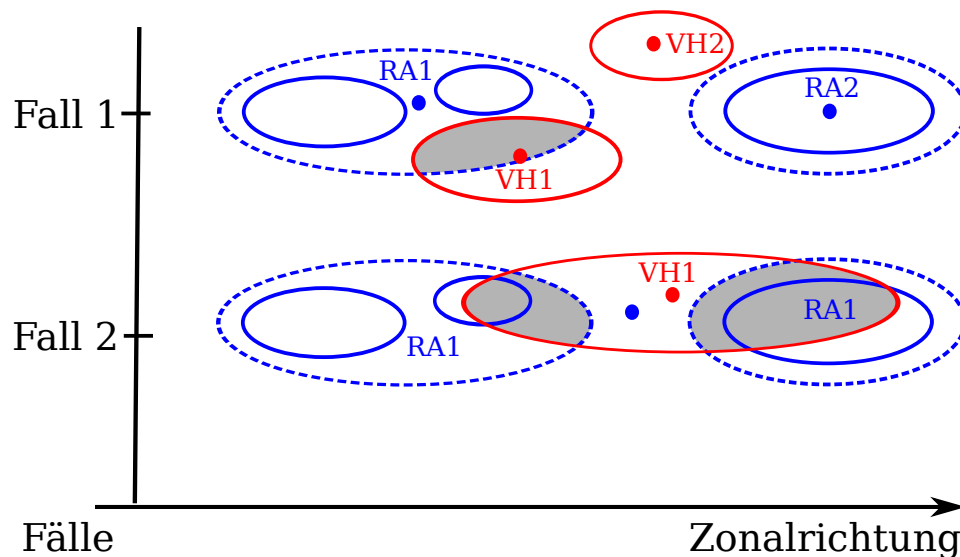


Abbildung 9.5: Schemazeichnung zur Zuordnung zwischen Reanalyse-Rosbywellenzug und Vorhersage-Rosbywellenzug. Ein Vorhersage-Rosbywellenzug (in Rot) wird einem Reanalyse-Rosbywellenzug (in Blau) zugeordnet, wenn diese mindestens einen gemeinsamen Gitterpunkt (grauer Bereich) aufweisen.

falls über einen Suchbereich mit gleichem Wert wie beim Reanalyse-Rosbywellenzug definiert würde.

Das Vorgehen in der Arbeit von Prestel (2012) unterscheidet sich bei diesem Vorgehen in zwei Punkten. Zum einen wird anstelle des doppelten Schwellenwertes nur ein einfacher Schwellenwert verwendet. Zum anderen wird in Prestel (2012) ausgehend von einem Reanalyse-Rosbywellenzug nur nach Überschneidungen mit möglichen Vorhersage-Rosbywellenzügen gesucht. Das bedeutet, dass im Fall einer Überschneidung eines Vorhersage-Rosbywellenzugs mit zwei Reanalyse-Rosbywellenzügen, diese nicht als zusammengehörend interpretiert und nur der Fehler zwischen dem Vorhersage-Rosbywellenzug und dem aktuell betrachteten Reanalyse-Rosbywellenzug berechnet wird. Ich habe ein anderes Vorgehen bezüglich diesem Aspekt gewählt, da das Vorgehen in Prestel (2012) zu einer systematischen Verfälschung der Vorhersagefehler hin zu zu groß vorhergesagten Rosbywellenzügen² führt.

Nach der Zuordnung von Vorhersage- und Reanalyse-Rosbywellenzug werden die zugehörigen Vorhersagefehler berechnet. Zu jedem Zeitpunkt wurde in Prestel (2012) nur der größte Reanalyse-Rosbywellenzug verwendet, um sicherzustellen dass auch tatsächlich Vorhersagefehler von Rosbywellenzügen untersucht werden

² Diese Systematik war während der Arbeit von Prestel (2012) bereits bekannt. Es bestand jedoch keine Notwendigkeit diese systematische Ungleichbehandlung von Vorhersage- und Reanalyseobjekten zu beheben, da das herausgefundene Ergebnis der Arbeit in zu schwach und zu klein vorhergesagten Rosbywellenzügen bestand.

und nicht solche von kurzlebigen flächenkleinen Störungen im Einhüllendenfeld³. Es werden absolute und relative Fehler berechnet. Für den absoluten Fehler (oder kurz der Fehler) der Eigenschaft χ des Rossbywellenzugs gilt

$$\Delta\chi = \chi_{\text{VH}} - \chi_{\text{RA}} \quad , \quad (9.1)$$

wobei der Index VH für Vorhersage und RA für Reanalyse steht. Bei dem absoluten Betragsfehler (oder kurz dem Betragsfehler)

$$\Delta|\chi| = |\chi_{\text{VH}} - \chi_{\text{RA}}| \quad ,$$

handelt es sich um den Betrag des absoluten Fehlers. Der relative Fehler der Eigenschaft χ des Rossbywellenzugs wird in Bezug zur Reanalyseeigenschaft gesetzt:

$$\Delta_{\text{rel}}\chi = \frac{\chi_{\text{VH}} - \chi_{\text{RA}}}{\chi_{\text{RA}}} \quad . \quad (9.2)$$

Bei dem relativen Betragsfehler wird analog zum absoluten Fehler der Betrag der Fehlergröße verwendet:

$$\Delta_{\text{rel}}|\chi| = \left| \frac{\chi_{\text{VH}} - \chi_{\text{RA}}}{\chi_{\text{RA}}} \right| \quad . \quad (9.3)$$

Zur Fehlerberechnung wurden als Eigenschaften in Prestel (2012) die Objektfläche, die mittlere Amplitude sowie der Verschiebungsfehler der Schwerpunkte in zonalen und meridionalen Richtung verwendet sowie der Gesamtverschiebungsfehler entlang eines Großkreises. Diese Methode basiert auf der SAL-Methode von Wernli u. a. (2008). In dieser Arbeit wird als zusätzliche Eigenschaft die Konturstruktur herangezogen. Bei der Zuordnung von Vorhersage-Rossbywellenzug zu einem vorgegebenen Reanalyse-Rossbywellenzug kann es zu zwei Möglichkeiten kommen: Entweder kann dem Reanalyse-Rossbywellenzug ein Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden, oder nicht. Im ersten Fall können die absoluten und relativen Fehler nach den Gleichungen (9.1) und (9.3) berechnet werden. In den Hauptuntersuchungen von Prestel (2012) wurde nur diese Art von Fehler berücksichtigt. Im zweiten Fall muss entschieden werden, welcher Fehler dem Reanalyse-Rossbywellenzug zugeordnet werden sollte. Für den Fall des Verschiebungsfehlers und des Fehlers in der Konturstruktur ist keine Fehlerangabe möglich. Im Fall der Fläche und der mittleren Amplitude wird die Objekteigenschaft als Fehler verwendet. Die Vorhersageeigenschaft wird demnach als Null angenommen. Dabei wird angenommen, dass kein Rossbywellenzug vorhergesagt wurde. Bei den relativen Fehlern ergibt sich bei ausbleibender Zuordnung ein Wert von -100% . Allerdings besteht die Möglichkeit, dass der Rossbywellenzug nur am falschen Ort und damit nicht zwangsläufig zu schwach und zu klein vorhergesagt wurde. In meiner Analyse werde ich deshalb zwei Fehler berechnen. Der erste Fehler nimmt bei keiner erfolgten Zuordnung eines Vorhersageobjekts zu dem betrachteten Reanalyseobjekt die Objekteigenschaft der Reanalyse als Fehler an. Der zweite Fehler berücksichtigt wie in Prestel (2012) nur die Fälle bei der einem Reanalyse-Rossbywellenzug ein Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden konnte. Der tatsächliche Fehler liegt wahrscheinlich (aber nicht notwendigerweise) zwischen diesen beiden Fehlern, da der

³ Dieses Vorgehen bewirkt allerdings einen systematischen Fehler in der Methode. Darauf wird in Unterabschnitt 9.2.3 eingegangen. Der Grund für den systematischen Fehler kann durch die Hinzunahme der Trajektorieninformation erklärt werden. Die zugehörige Erklärung wird in Abschnitt 9.3 gegeben.

Grund für eine ausbleibende Zuordnung entweder daran liegen kann, dass einfach kein Rossbywellenzug vorhergesagt wurde (bzw. zu schwach), oder dass zwar ein Rossbywellenzug vorhergesagt wurde aber am falschen Ort. In Unterabschnitt 9.2.2 werde ich kurz auf die Hauptergebnisse aus Prestel (2012) bezüglich eines systematischen Fehlers in den ECMWF Vorhersagen eingehen.

9.2.2 Ergebnisse

Die Hauptaussage in Prestel (2012) bestand aus dem systematischen Fehler der ECMWF Vorhersagen, Rossbywellenzüge zu schwach (mittlere Amplitude) und zu klein (Fläche) vorherzusagen. In diesem Unterabschnitt werde ich die Ergebnisse von Prestel (2012) reproduzieren. Die Fehler wurden zwar entlang der Trajektorien berechnet, sollen aber zum Vergleich mit den Ergebnissen nach Prestel (2012) zu allen Zeitpunkten einzeln und voneinander unabhängig betrachtet werden. Allerdings geht die Trajektorieninformation der Rossbywellenzüge doch zu einem Teil in die Untersuchungen mit ein. Im Fall verschmelzender Rossbywellenzüge erfolgt wie in Abschnitt 6.3 beschrieben in manchen Fällen eine rückwirkende Neuberechnung der Rossbywellenzug-Eigenschaften und analog dazu der Fehler. Aus diesem Grund gehen selbst bei einer separaten Betrachtung einzelner Zeitpunkte noch Trajektorieninformationen in die Berechnungen mit ein.

Die Hauptaussage von zu schwach und zu klein vorhergesagten Rossbywellenzügen kann der Abbildung 9.6 entnommen werden. Die Darstellung weist qualitativ trotz der Unterschiede im Schwellenwert und der Trajektorieninformation eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Prestel (2012) auf (siehe darin Abbildung 5.2 und 5.3). Für den meridionalen Verschiebungsfehler Δy ergibt sich ein leicht positiver systematischer Fehler, für den Fehler in der Konturstruktur ΔKS ein negativer systematischer Fehler, jedoch weniger stark ausgeprägt als im Fall der Fläche und der mittleren Amplitude. Der positive systematische Fehler beim meridionalen Verschiebungsfehler Δy wurde auch in Prestel (2012) beobachtet. In folgenden Erläuterungen und Unterabschnitten werde ich mich auf das anschaulichere Fehlermaß der Fläche beschränken. Bei der Fehlerdarstellung in Abbildung 9.6 wurden nur die Fehler verwendet, bei denen einem Reanalyse-Rossbywellenzug ein Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden konnte.

Betrachtet man zusätzlich den Fehler, der bei keiner erfolgten Zuordnung die Rossbywellenzug-Eigenschaft der Reanalyse als Fehler annimmt, so ergibt sich die Darstellung in Abbildung 9.7. Der Median der Fehler im Falle ausschließlich erfolgter Zuordnungen aus Abbildung 9.6 (a) ist darin zum Vergleich ebenfalls eingefügt. Durch Hinzunahme der ausbleibenden Zuordnung von Rossbywellenzügen wird der Fehler stärker negativ. Der tatsächliche Flächenfehler sollte zwischen den Extremfällen (der Berücksichtigung aller Fehler und der Berücksichtigung der Fehler nur im Falle einer erfolgten Zuordnung mit einem Vorhersage-Rossbywellenzug) liegen.

Die Aussage von Prestel (2012) ist von großem Interesse, da diese Ergebnisse einen systematischen Fehler in den Vorhersagen des ECMWF zeigen. Auf Grund der beschränkten Zeit einer Diplomarbeit konnten keine weiteren Untersuchungen oder Tests zur Überprüfung der Robustheit dieser Aussage gemacht werden. Da ich mit meinen Analysen auf die Arbeit von Prestel (2012) aufbaue, möchte ich im folgenden Unterabschnitt die Robustheit der Ergebnisse testen. Außerdem führt dies zu einem verbesserten Verständnis der Vorhersagefehler.

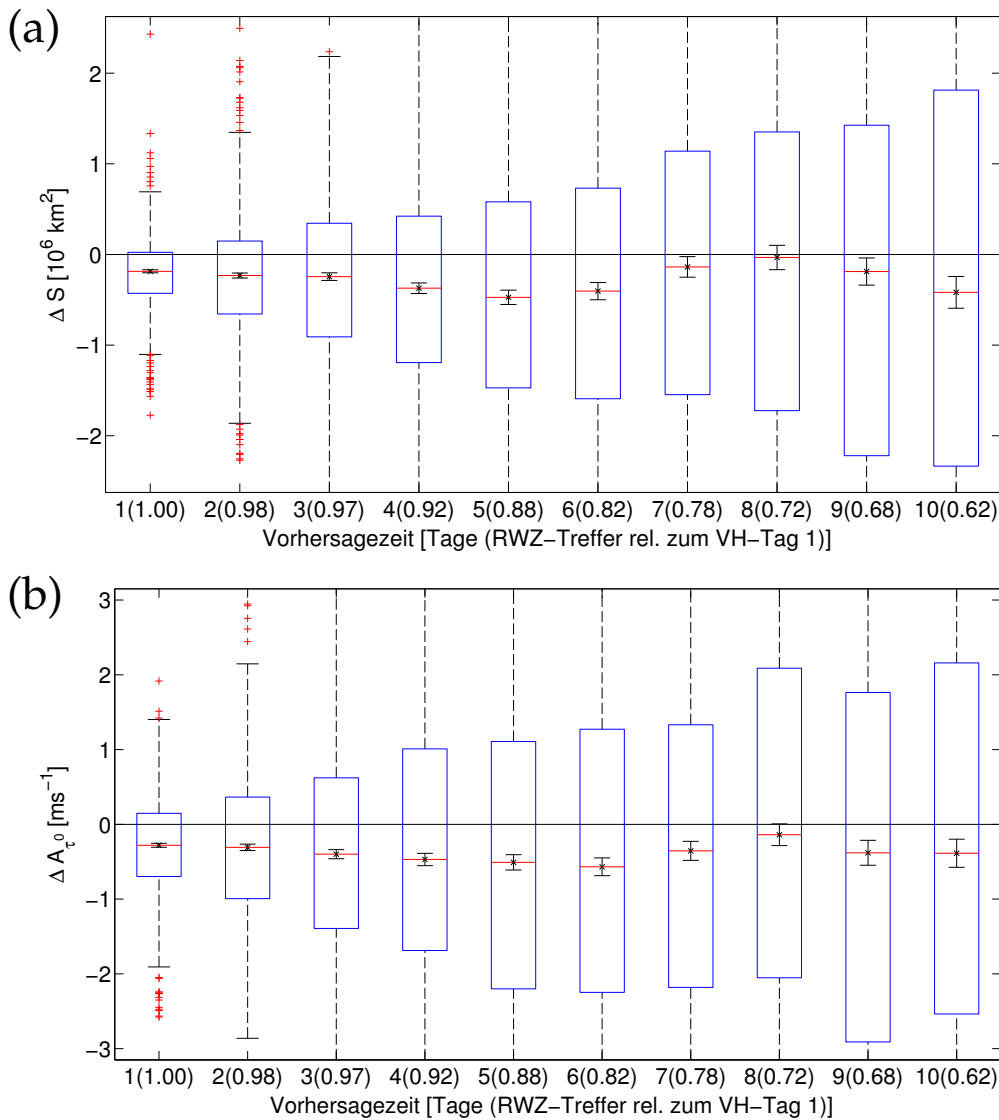


Abbildung 9.6: Darstellung der systematischen Fehler in der Vorhersage von Rossbywellenzug-Fläche und der mittleren Amplitude. Verteilung der Flächenfehler ΔS (Abbildung (a)) und mittleren Amplitudenfehler ΔA_{τ} (Abbildung (b)) als Funktion der Vorhersagezeit. Die roten Linien geben den Median mit zugehöriger Unsicherheit (schwarzer Fehlerbalken) an. Die blauen Boxen umfassen das 25. bis 75. Perzentil. Die zugehörigen Werte dieser Perzentile sind durch q_{25} und q_{75} gegeben. Die Whisker sind über die Werte $q_{75} + 1.5(q_{75} - q_{25})$ und $q_{25} - 1.5(q_{75} - q_{25})$ definiert. Verwendeter Zeitraum umfasst Dez.2007 bis Nov.2008. Verwendet wurden zu jedem Zeitpunkt nur die Fehler des größten Reanalyse-Rossbywellenzugs und nur solche denen ein Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden konnte. Die minimale Lebenszeit einer Trajektorie beträgt einen Tag. In Klammern hinter dem Vorhersagetag ist der Anteil der Anzahl an verwendeten Fehler relativ zum Vorhersagetag 1 angegeben. Je geringer die Zahl, desto seltener kann dem Reanalyse-Rossbywellenzug ein Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden.

9.2.3 Aussagekraft und Probleme der Methode

In diesem Unterabschnitt soll kurz auf die Robustheit der in Unterabschnitt 9.2.2 dargestellten Hauptergebnisse eingegangen werden. Dafür werden zwei Tests durchgeführt:

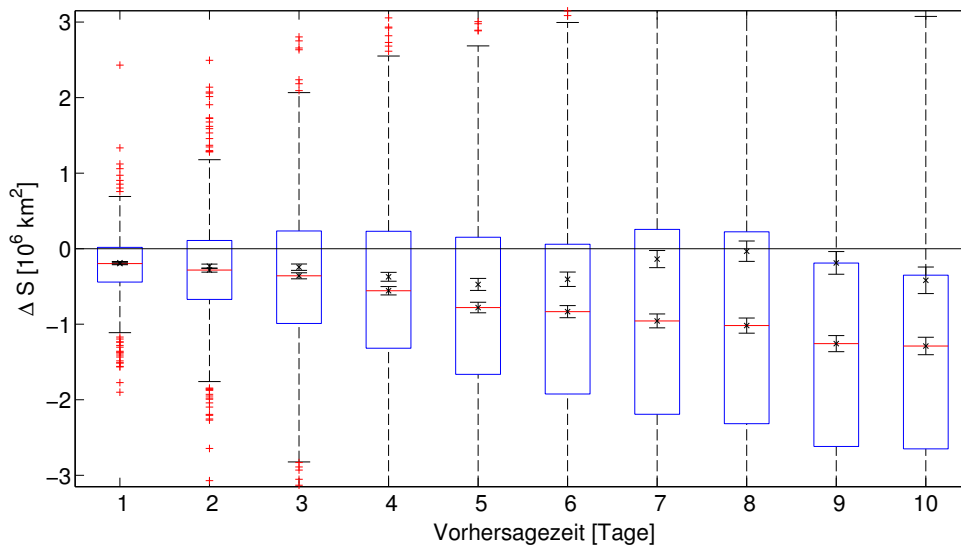


Abbildung 9.7: Fehlerdarstellung bei Berücksichtigung auch der Reanalyse-Rosbywellenzüge, bei denen keine Zuordnung mit einem Vorhersage-Rosbywellenzug möglich war. Beschreibung wie in Abbildung 9.6 für den Flächenfehler ΔS . Dargestellt sind hier jedoch auch die Fehler im Falle einer ausbleibenden Zuordnung zwischen Vorhersage- und Reanalyse-Rosbywellenzug. Die Mediane der flächengrößten Rossbywellenzüge (wie in Abbildung 9.6 (a)) sind ebenfalls mit Fehlerbalken (die ohne rote Linien) nochmals eingetragen.

- (i) Auswahl des zweitgrößten Reanalyse-Rosbywellenzugs zu jedem Zeitpunkt anstelle des größten
- (ii) Umgekehrte Zuordnung von Vorhersage und Reanalyse bei Auswahl des größten Vorhersage-Rosbywellenzugs

Der erste Test dient dazu herauszufinden, inwiefern die Auswahl des größten Reanalyse-Rosbywellenzugs die Ergebnisse beeinflusst. Die Auswahl des größten Rossbywellenzugs in Prestel (2012) wird damit begründet, dass nur tatsächliche Rossbywellenzüge und nicht etwaige Störsignale untersucht werden sollten. Verwendet man jedoch den zweitgrößten Reanalyse-Rosbywellenzug zu jedem Zeitpunkt, ergibt sich die Fehlerverteilung wie in Abbildung 9.8 angegeben. Der erste Test zur Robustheit unterstützt die Ergebnisse von Prestel (2012) nicht gänzlich. Für Vorhersagezeiten ab 5 Tagen zeigt die Verteilung der Vorhersagefehler für die zweitgrößten Rossbywellenzüge positive Mediane auf. Nur für kleinere Vorhersagezeiten ist die Verteilung der Vorhersagefehler weiter im negativen Bereich. Der in Abbildung 9.8 dargestellte Test stellt das Resultat zu klein vorhergesagter Rossbywellenzüge in Frage. Das Problem der verwendeten Methode in Prestel (2012) besteht darin, dass durch die Auswahl des größten Rossbywellenzugs meistens Fehler aus der Mitte des Rossbywellenzug-Lebenszyklusses berechnet werden. Bei der Auswahl kleinerer Rossbywellenzüge werden häufiger Rossbywellenzüge aus der Entstehungs- und Zerfallsphase ausgewählt. Ich werde in Abschnitt 9.3 zeigen, dass dies sogar das Vorzeichen des Fehlers vorgeben kann. Mit der zur Verfügung stehenden Methode in Prestel (2012) ist eine derartige Aussage nicht möglich. Dies unterstützt den Nutzen einer trajektorienbasierten Fehlerberechnung.

Beim zweiten Test wird so getan, als würde es sich bei den Vorhersagedaten um die Reanalysedaten handeln und umgekehrt. Es werden dabei stets die größten Rossbywellenzüge in der Vorhersage ausgewählt. Ist die Fehlerdiagnostik robust,

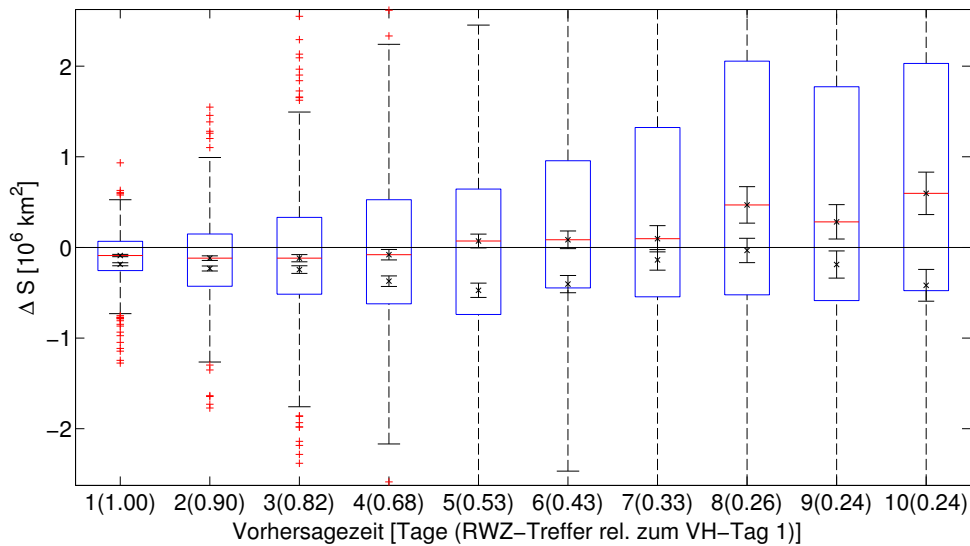


Abbildung 9.8: Erster Test zur Untersuchung der Robustheit der systematischen Fehler (Verwendung der zweitgrößten Reanalyse-Wellenzüge zu jedem Zeitpunkt). Beschreibung wie in Abbildung 9.6 für den Flächenfehler ΔS . Dargestellt sind hier jedoch anstelle der Fehler der flächengrößten Rossbywellenzüge die der zweitgrößten Rossbywellenzüge. Die Mediane der flächengrößten Rossbywellenzüge (wie in Abbildung 9.6 (a)) sind ebenfalls mit Fehlerbalken (die ohne rote Linien) nochmals eingetragen.

muss sich eine Fehlerdarstellung mit umgekehrten Vorzeichen ergeben. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.9 dargestellt. Auch bei diesem Test erfolgt eine ähnliche Interpretation wie beim letzten Test. Für kleine Vorhersagezeiten zeigt sich ein robustes Signal, und damit tatsächlich ein systematischer Fehler in der Vorhersage. Ab einer Vorhersagezeit von 7 Tagen liegen die Mediane der Flächenfehler jedoch wieder deutlich im negativen Bereich, was die Gesamtinterpretation von zu klein vorhergesagten Rossbywellenzügen in Prestel (2012) nicht stützt.

9.2.4 Interpretation der Ergebnisse

In Unterabschnitt 9.2.3 wurde gezeigt, dass die in Prestel (2012) vorgestellte Methode unerwünschte Systematiken enthält, welche durch einfache Tests im vorangegangenen Unterabschnitt aufgezeigt wurden. Diese reduzieren die Robustheit der darin gegebenen allgemeinen Interpretationen auf kleine Vorhersagezeiten. Für große Vorhersagezeiten scheint keine robuste Interpretation der Ergebnisse in Prestel (2012) möglich zu sein. In diesem Unterabschnitt werde ich nun die unerwünschten Systematiken erklären und eine neue Darstellungsform der Vorhersagefehler vorschlagen.

Aus Abbildung 9.9 kann entnommen werden, dass unabhängig von der Zuordnung von Reanalyse zu Vorhersage oder Vorhersage zu Reanalyse mit der verwendeten Methode für große Vorhersagezeiten negative Fehler resultieren. Aus den Ergebnissen kann demnach für große Vorhersagezeiten auf keinen systematischen Fehler in den Vorhersagen geschlossen werden. Die Ursache in der Systematik, bei großen Vorhersagezeiten negative Fehler zu erzeugen, liegt in der Auswahl des größten Rossbywellenzugs zu jedem Zeitpunkt. Dies wurde schon mittels der Abbildung 9.8 angedeutet, für die zu jedem Zeitpunkt die zweitgrößten Rossbywellenzüge ausge-

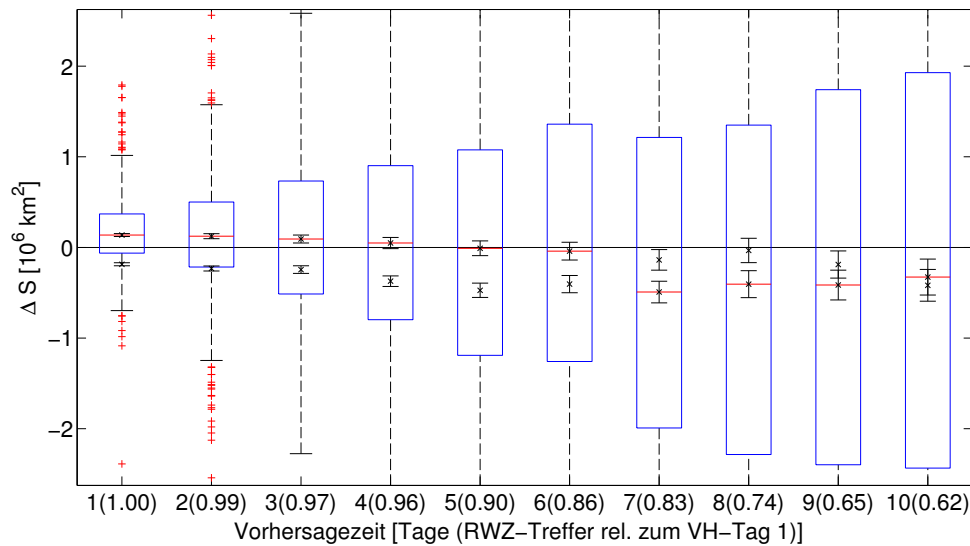


Abbildung 9.9: Zweiter Test zur Untersuchung der Robustheit der systematischen Fehler (Vertauschte Zuordnung von Vorhersage- und Reanalyse-Wellenzug). Beschreibung wie in Abbildung 9.6 für den Flächenfehler ΔS . Für die Fehlerdarstellung wurden die Reanalysedaten als Vorhersagedaten verwendet und umgekehrt. Die Mediane der flächengrößten Rossbywellenzüge (wie in Abbildung 9.6 (a)) sind ebenfalls mit Fehlerbalken (die ohne rote Linien) nochmals eingetragen.

wählt wurden. Da durch die Auswahl des zweitgrößten Rossbywellenzugs ein positiver Flächenfehler bei großen Vorhersagezeiten zu Stande kommt, ist anzunehmen, dass die Auswahl nach der Größe des Rossbywellenzugs diese Systematik erzeugt. Aus diesem Grund ist auch bei der Vertauschung von Reanalyse-Rossbywellenzug und Vorhersage-Rossbywellenzug bei großen Vorhersagezeiten ein negativer Fehler zu erwarten. Je schlechter die Vorhersage, desto schlechter funktioniert die Zuordnung zwischen Rossbywellenzug in der Reanalyse und in der Vorhersage. Mit zunehmender Vorhersagezeit werden dann auch nicht mehr unbedingt den größten Rossbywellenzügen in der Reanalyse die größten in der Vorhersage zugeordnet. Insgesamt wird die Zuordnung in diesem Fall schwieriger und zufälliger. Dadurch erhält die erwähnte Systematik bei den Zuordnungen von Rossbywellenzügen mit zunehmender Vorhersagezeit mehr Gewicht. Wird stets der größte Rossbywellenzug ausgewählt, steigt mit zunehmender Vorhersagezeit die Chance, dass dieser größer ist als sein Vorhersagependant. Es spielt also für diese Systematik keine Rolle ob man die Vorhersage mit der Reanalyse vertauscht oder nicht. Werden für die vertauschten Zuordnungen von Reanalyse-Rossbywellenzug und Vorhersage-Rossbywellenzug ebenfalls nur die zweitgrößten Rossbywellenzüge verwendet, so liegen die Mediane durchgehend im positiven Bereich. Diese Tatsache bekräftigt umso mehr, dass ein systematischer Fehler in den Vorhersagedaten existiert, denn trotz dieser Systematik erhält man bei kleinen Vorhersagezeiten bei vertauschter Zuordnung einen negativen Fehler.

Auf Grund der Systematik bei ausschließlicher Verwendung der größten Rossbywellenzüge zu einem Zeitpunkt, werde ich im Folgenden alle Rossbywellenzüge verwenden. In Prestel (2012) wurden bewusst nicht alle Rossbywellenzüge verwendet, um keine Störsignale zu untersuchen. Diese Problematik kann hier dadurch verhindert werden, dass nur Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen untersucht werden. Die daraus folgende Verteilung ist in Abbildung 9.10 (a)

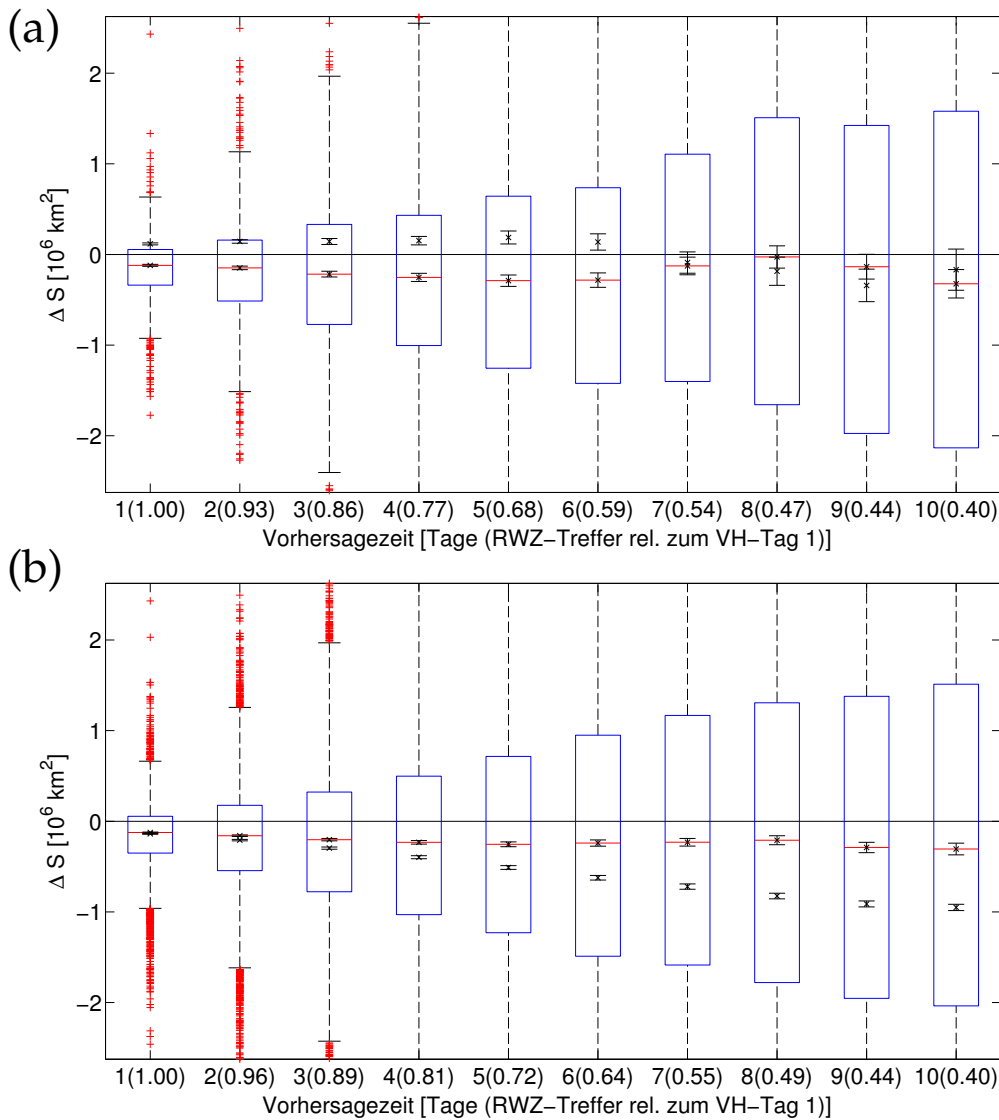


Abbildung 9.10: Fehleranalyse bei Verwendung aller Rossbywellenzüge und nicht nur die flächengrößten zu jedem Zeitpunkt. Erweiterung des untersuchten Zeitraumes auf zehn Jahre. In Abbildung (a) ist die Verteilung der Flächenfehler δS aller Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von zwei Tagen dargestellt, sowie die Mediane mit Fehlerbereich der Verteilung der Flächenfehler bei vertauschter Zuordnung von Reanalyse-Rossbywellenzug und Vorhersage-Rossbywellenzug (Fehlerbalken ohne rote Linien). In Abbildung (b) ist die Verteilung der Flächenfehler aller Rossbywellenzüge für den Zeitraum vom 10.12.2000 bis 20.11.2011 dargestellt, sowie die Mediane mit Fehlerbalken im Falle einer ausbleibenden Zuordnung zwischen Vorhersage- und Reanalyse-Rossbywellenzug (Fehlerbalken ohne rote Linien).

dargestellt. Als zusätzliche Medianverteilung in derselben Abbildung sind die Fehler mit vertauschter Zuordnung von Reanalyse-Rossbywellenzug und Vorhersage-Rossbywellenzug dargestellt. Der systematische Vorhersagefehler macht sich bei dieser Darstellung nun deutlich bis einschließlich Vorhersagetag 6 bemerkbar.

Im Folgenden werde ich den untersuchten Zeitraum auf zehn Jahre erweitern (10.12.2000 bis 20.11.2011). Dadurch wird die Statistik deutlich verbessert und die Ergebnisse sind nicht mehr von einem einzelnen Jahr mit möglicherweise untypischen Strömungsverhältnissen charakterisiert. Im Fall des längeren Zeitraumes ist

allerdings der Test zur Robustheit über die vertauschte Zuordnung von Reanalyse-Rosbywellenzug und Vorhersage-Rosbywellenzug nicht möglich, da die verwendeten Vorhersagedaten nur alle 24 Stunden vorhanden sind. Dadurch ist die Trajektorienberechnung nicht mehr ohne weiteres möglich. Meine Untersuchungen bezüglich der Trajektorienberechnung basieren auf Daten mit einer zeitlichen Auflösung von 12 Stunden. Auf Grund der einfachen Funktionsweise des Trajektorienprogramms und dem komplexen dynamischen Verhalten von Rosbywellenzügen halte ich eine größere zeitliche Schrittweite für problematisch, um für auch kleinere Rosbywellenzüge noch sinnvolle Trajektorien zu erzielen.

Die Verteilung des erweiterten 10-Jahreszeitraumes ist in Abbildung 9.10 (b) zu sehen. Darin ist die Fehlerverteilung zu erkennen, wie sie schon für das Jahr 2007/2008 gezeigt wurde. Der systematische Fehler in den Vorhersagen ist auch für den längeren Zeitraum weiter klar erkennbar und somit keine Besonderheit des Jahres 2007/2008.

Neben den absoluten Fehlern sind darüber hinaus auch die relativen Fehler interessant. Allerdings sind die relativen Flächenfehler $\Delta_{\text{rel}}S$ sehr sensitiv von den Flächen abhängig. Bei kleinen Flächen sind bereits bei kleinen absoluten Flächenfehler große relative Fehler möglich. Im Fall von Rosbywellenzügen mit einer Lebenszeit von 2 bis 7 Tagen, erreicht der Median der relativen Betragsfehler der Fläche $\Delta_{\text{rel}}|S|$ bei Verwendung aller Fehler (ausbleibende Zuordnung wird mit 100 % gewertet) bereits bei einer 6-Tagesvorhersage nahezu 100 % (hier nicht gezeigt). Ein Vergleich mit den langlebigen Rosbywellenzügen mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen zeigt, dass in diesem Fall selbst bei der 10-Tagesvorhersage der Median der relativen Betragsfehler der Fläche $\Delta_{\text{rel}}|S|$ bei Verwendung aller Fehler noch bei unter 100 % liegt (hier nicht gezeigt). Der Grund dafür liegt nicht zwangsläufig in der erhöhten Vorhersagbarkeit langlebiger Rosbywellenzüge, da der Unterschied auch durch die starke Abhängigkeit von Lebenszeit und Rosbywellenzug-Fläche erklärt werden könnte, welche in Abbildung 9.11 dargestellt ist.

Bei den Flächenfehlern ΔS ist ein Vergleich unterschiedlich langlebiger Rosbywellenzüge aber ähnlich zu den relativen Flächenfehlern $\Delta_{\text{rel}}S$ gleichermaßen schwierig. Langlebigere Rosbywellenzüge besitzen größere Flächen als kurzlebige Rosbywellenzüge. Damit weisen bei konstanten relativen Flächenbetragsfehlern $\Delta_{\text{rel}}|S|$ die längerlebigeren Rosbywellenzüge, statistisch gesehen, größere Flächenfehler ΔS auf als die kürzerlebigeren. Ein Vergleich der Vorhersagequalität kurzlebiger und langlebiger Rosbywellenzüge ist schwierig, da die Aussage von der Wahl des verwendeten Fehlermaßes (relativ oder absolut) abhängt. Um dennoch einen Vergleich zwischen unterschiedlich langlebigen Rosbywellenzügen vornehmen zu können, werde ich die absoluten Flächenfehler mit der mittleren Rosbywellenzug-Fläche normieren. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.12 dargestellt. Ohne Flächennormierung würde man als Resultat erhalten, dass im Fall der Mitberücksichtigung der ausbleibenden Zuordnungen der Fehler geringer ausfällt, wobei eine ausbleibende Zuordnung ein Zeichen für eine sehr schlechte Vorhersage ist. Die Erklärung dafür ist, dass vorwiegend bei kleinen Rosbywellenzügen keine Zuordnung erfolgt. Bei diesen ist jedoch die Fläche teilweise kleiner als der gemittelte Fehler. Dadurch fällt der Fehler bei Berücksichtigung dieser kleinen Rosbywellenzüge geringer als im Vergleich zu dem Fehler, der nur bei Berücksichtigung von zugeordneten Rosbywellenzügen berechnet wird, aus. Diese Argumentation soll die Notwendigkeit der Normierung für eine sinnvolle Interpretation aufzeigen. Die zufälligen Zuordnungen erhält man dadurch, dass den Reanalyse-Rosbywellenzügen zufällig Re-

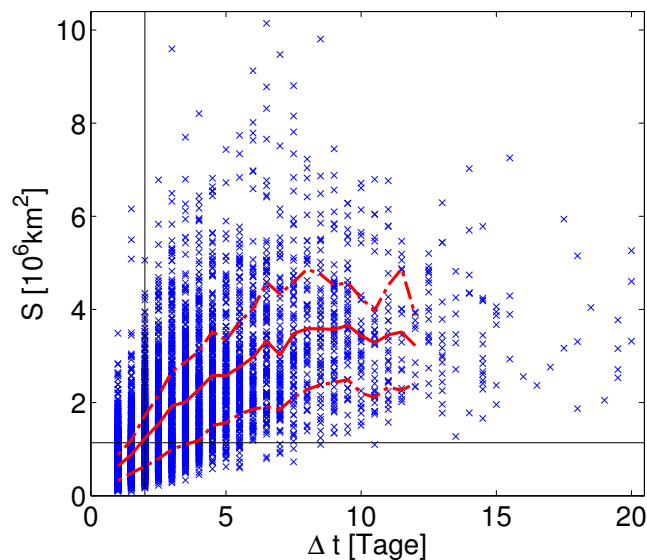


Abbildung 9.11: Zusammenhang zwischen der Lebenszeit und der Fläche von Rossbywellenzügen. Streudiagramm bei Verwendung der Lebenszeit Δt und der Fläche S der Rossbywellenzüge, gemittelt über die komplette Lebenszeit des Rossbywellenzugs. Die rote Linie gibt den Verlauf des mittleren Wertes der Verteilung der Fläche für die zusammengehörige Klassen der Lebenszeiten mit fester Klassenbreite an. Die beiden rot gestrichpunkteten Kurven geben das 20. Perzentil und 80. Perzentil in der jeweiligen Klasse an. Die schwarzen Linien geben die Mediane aller Datenpunkte der beiden Eigenschaften an.

analyse-Rossbywellenzüge (und nicht wie üblich Vorhersage-Rossbywellenzüge des gleichen Tages) aus der gleichen Jahreszeit zugeordnet werden. Durch die angegebenen Werte bei zufälliger Zuordnung (magenta Linien in [Abbildung 9.12](#)) ist zu erkennen, dass trotz des relativen Charakters des Fehlers sich diese Werte bei unterschiedlicher Lebenszeitvorgabe um weniger als 10 % unterscheiden. Der Vergleich von kürzerlebigen ([Abbildung 9.12 \(a\)](#)) und längerlebigen Rossbywellenzügen ([Abbildung 9.12 \(b\)](#)) zeigt, dass die Fehler der kürzerlebigen Rossbywellenzüge erstens höher liegen und zweitens bei einer Vorhersagezeit von etwa 8 Tagen bereits in einen Sättigungszustand übergehen, während bei den längerlebigen Rossbywellenzügen der Fehler kontinuierlich anwächst. Dies scheint anzudeuten, dass im Fall langlebiger Rossbywellenzüge eine höhere Vorhersagbarkeit existiert.

Die Darstellung der Fehler für zufällige Zuordnungen ist sehr aufschlussreich, da sie ein oberen Wert des betrachteten Fehlers für eine sinnvolle Vorhersage angibt. Erreichen die Vorhersagefehler Werte in diesem Bereich, ist die untersuchte Vorhersage genauso schlecht wie eine völlig zufällige Vorhersage. Den von mir verwendeten zufälligen Fehler könnte und sollte man noch verbessern. Ich habe diesen über einen Durchlauf des Trajektorienprogramms über den verwendeten Zeitraum mit zufälligen Zuordnungen bestimmt. Um die Statistik und damit den Sättigungscharakter eines rein zufälligen Fehlers besser wiedergeben zu können, sollte man anstelle eines Durchlaufs, mehrere Durchläufe des Trajektorienprogramms mit jeweils zufälligen Zuordnungen vornehmen. Nichtsdestotrotz sollte der zufällige Fehler hier, insbesondere für den 10 Jahreszeitraum, bereits einen repräsentativen Wert von der Sättigung der Fehler anzeigen.

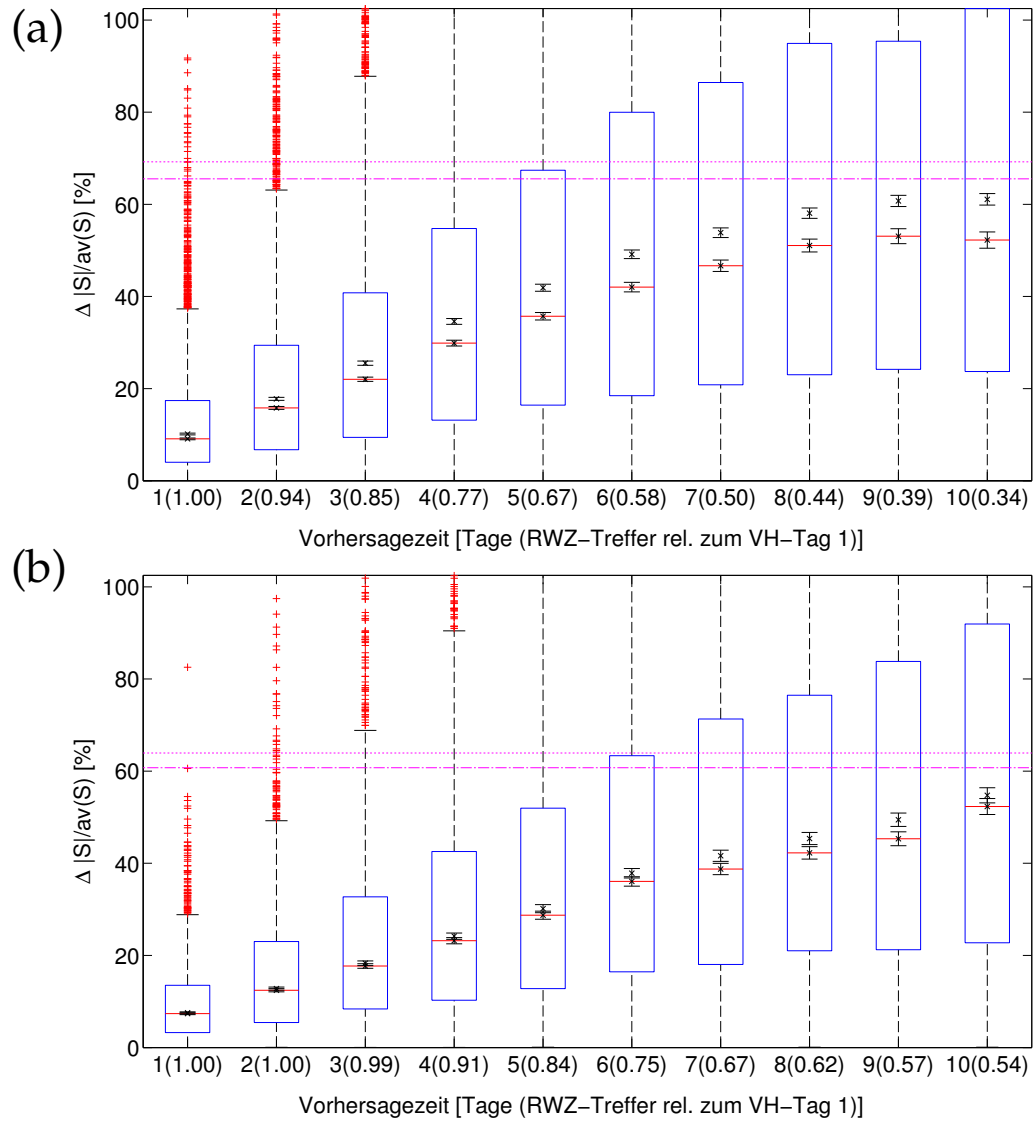


Abbildung 9.12: Unterschiede bei den relativen Flächenbetragsfehler in Abhängigkeit der vorgegebenen Rossbywellenzug-Lebenszeit. In Abbildung (a) ist die Verteilung der absoluten Flächenbetragsfehler $\Delta|S|$ mit einer erfolgten Zuordnung von Vorhersage- und Reanalyse-Rossbywellenzug mit einer Lebenszeit von 2 bis 7 Tagen dargestellt, normiert über die durchschnittliche Rossbywellenzug-Fläche $av(S)$. In Abbildung (b) ist dieselbe Art von Verteilung für Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 7 Tagen dargestellt. Die zusätzlichen Mediane mit Fehlerangaben (die ohne rote Linie) stellen die Verteilung der absoluten Flächenbetragsfehler aller Rossbywellenzüge (auch bei keiner möglichen Zuordnung von Vorhersage- zu Reanalyse-Rossbywellenzug) dar. Die magenta Linien geben die Werte bei einer zufälligen Zuordnung von Reanalyse-Rossbywellenzug wieder, gepunktete Linien im Fall aller Rossbywellenzüge, gestrichelpunktete Linien im Fall einer erfolgten Zuordnung von Vorhersage- und Reanalyse-Rossbywellenzug. Der verwendete Datensatz umfasst den Zeitraum vom 10.12.2000 bis 20.11.2011.

9.3 FEHLERDIAGNOSTIK ALS FUNKTION DER ROSSBYWELLENZUG-LEBENSZEIT

Im vorangegangenen Abschnitt habe ich die Fehlerdiagnostik und die Ergebnisse der Vorhersagefehler basierend auf einzelnen Zeitpunkten ähnlich zu Prestel (2012) erklärt. Im Folgenden werde ich nun die Fehlerdarstellung als Funktion der Lebenszeit vorstellen.

Die Zuordnung von Rossbywellenzügen zwischen Vorhersage und Reanalyse habe ich bereits mittels der Abbildung 9.5 in Unterabschnitt 9.2.1 vorgestellt. Eine Zuordnung erfolgt dann, wenn ein Rossbywellenzug-Objekt der Vorhersage im Suchbereich eines Reanalyse-Rossbywellenzugs liegt. Ich hatte dabei bereits erwähnt, dass durch die Definition der Vorhersage-Rossbywellenzüge über den hohen Schwellenwert, und nicht über den niedrigen Schwellenwert, wie im Fall der Reanalyse-Rossbywellenzüge, systematisch ein negativer Fehler erzeugt werden könnte. Dies könnte möglicherweise der Grund für die angesprochene Systematik in der Fehlerdiagnostik sein, welche bei großen Vorhersagezeiten zu einem negativen Fehler führt (siehe Abbildung 9.9). Nichtsdestotrotz halte ich das angegebene Vorgehen, die Vorhersage-Rossbywellenzüge nicht über deren Suchbereich zu definieren, für sinnvoll, da andernfalls, bei schlechten Vorhersagen, sehr viele Reanalyse-Rossbywellenzüge durch die zahlreichen Überlappbereichen zu unrealistischen Rossbywellenzügen zusammengefügt werden könnten. Bei einigermaßen akzeptablen Vorhersagen sollte zudem der Suchbereich der Reanalyse ausreichen, um einen gemeinsamen Überlappbereich mit den zugehörigen Rossbywellenzug-Objekten in der Vorhersage herstellen zu können. Unabhängig von dieser Annahme habe ich bereits in Abbildung 9.9 und 9.10 gezeigt, dass bei kleinen Vorhersagezeiten eine vertauschte Zuordnung zwischen Reanalyse- und Vorhersage-Rossbywellenzügen auch das Vorzeichen im mittleren Fehler umkehrt. Das zeigt die Robustheit des Signals und damit auch, dass die Systematik in der Methode auf jeden Fall geringer als die Systematik in der Vorhersage ausfällt.

9.3.1 Systematische Fehler in den Vorhersagen

Mit der vorgestellten Fehlerdiagnostik kann nun der Fehler als Funktion der Lebenszeit des Rossbywellenzugs dargestellt werden. In Abbildung 9.13 (a) und (c) sind die Flächenfehler ΔS und in Abbildung 9.13 (b) und (d) die über die mittlere Fläche normierten Flächenfehler $\Delta S/\overline{av}(S)$ einer 2-Tagesvorhersage (Abbildung (a) und (b)) und einer 5-Tagesvorhersage (Abbildung (c) und (d)) dargestellt. In den Abbildungen der 2-Tagesvorhersage ((a) und (b)) erkennt man, dass im Fall nicht vertauschter Zuordnung ein negativer Fehler, im Fall vertauschter Zuordnung (schwarze Linien) ein positiver Fehler zu beobachten ist. Dies ist in erster Ordnung auch noch bei der 5-Tagesvorhersage (Abbildung 9.13 (c) und (d)) zu erkennen, wohingegen vor allem zu Beginn und zum Ende der normierten Trajektorienstrecke die Fehler von diesem beschriebenen Verhalten abweichen. Der Grund dafür ist der Übergang in eine zufällige Vorhersage ohne Vorhersagbarkeit. Auf den genauen Kurvenverlauf der 5-Tagesvorhersage und den Bezug zu einer zufälligen Vorhersage werde ich gleich zurückkommen. Zunächst werde ich jedoch etwas mehr auf die 2-Tagesvorhersage eingehen. Diese habe ich ausgewählt, da eine 2-Tagesvorhersage durch eine gute Vorhersagbarkeit und somit kleinen Vorhersagefehlern gekennzeichnet sein sollte. Dadurch lässt sich bei der 2-Tagesvorhersage ein systematischer Fehler in den Vor-

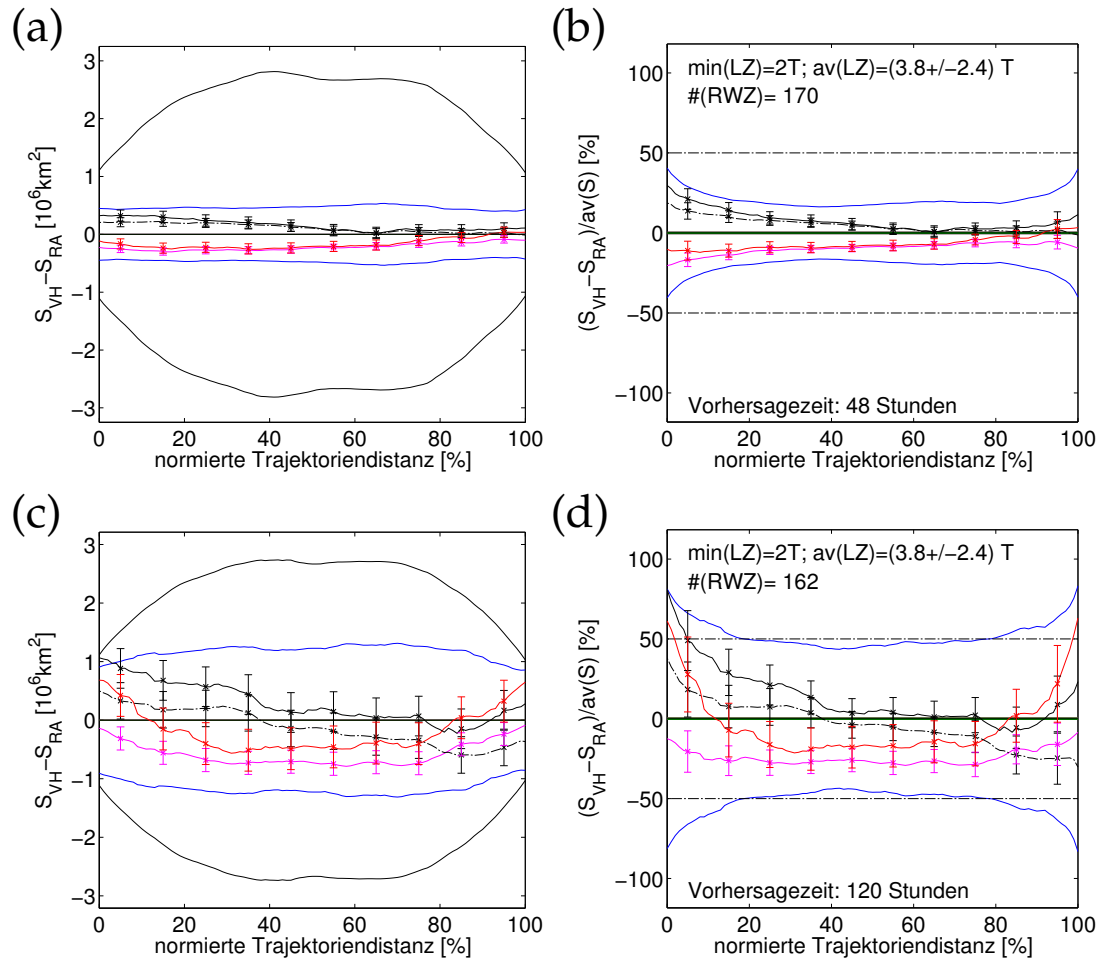


Abbildung 9.13: Darstellung der Fehler als Funktion der normierten Trajektoriendistanz.

In Abbildung (a) ist die Entwicklung der Flächenfehler ΔS und in Abbildung (b) die über die mittlere Fläche normierten Flächenfehler $\Delta S/av(S)$ mit einer Vorhersagezeit von 2 Tagen als Funktion der Lebenszeit dargestellt. In Abbildung (c) und (d) ist dieselbe Entwicklung wie in Abbildung (a) und (b) gezeigt, jedoch für eine Vorhersagezeit von 5 Tagen. Die rote Kurve gibt die jeweiligen Fehler bei erfolgter Zuordnung zwischen Reanalyse- und Vorhersage-Rossbywellenzug an, die magenta Kurve (unterhalb der roten Kurve) die Fehler bei Verwendung aller Rossbywellenzüge. Die beiden schwarzen Kurven, nahe der Nulllinie, geben die jeweiligen Fehlerverläufe bei umgekehrter Zuordnung zwischen Reanalyse- und Vorhersage-Rossbywellenzug an. Die gestrichelte schwarze Linie steht dabei für die Verwendung aller Rossbywellenzüge. Die blaue Kurve oberhalb der Nulllinie gibt die jeweiligen Betragsfehler an, die blaue Kurve unterhalb der Nulllinie ist nur die gespiegelte Version der blauen Linie oberhalb von Null. Die weit oberhalb der Nulllinie sich befindende schwarze Linie gibt die gemittelte Fläche der untersuchten Rossbywellenzüge an, die zugehörige zweite schwarze Linie unterhalb von Null ist an der Nulllinie gespiegelt. Der verwendete Datensatz umfasst die Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen aus dem Zeitraum vom 01.12.2007 bis 30.11.2008.

hersagedaten klar erkennen. In Abbildung 9.13 (a) und (b) erkennt man, dass die vorhergesagten Rossbywellenzüge während des kompletten Lebenszyklus zu klein sind (rote und magenta Linie durchweg kleiner Null). Da die Fehlerentwicklung der umgekehrt zugeordneten Rossbywellenzüge durchweg größer als Null ist (schwar-

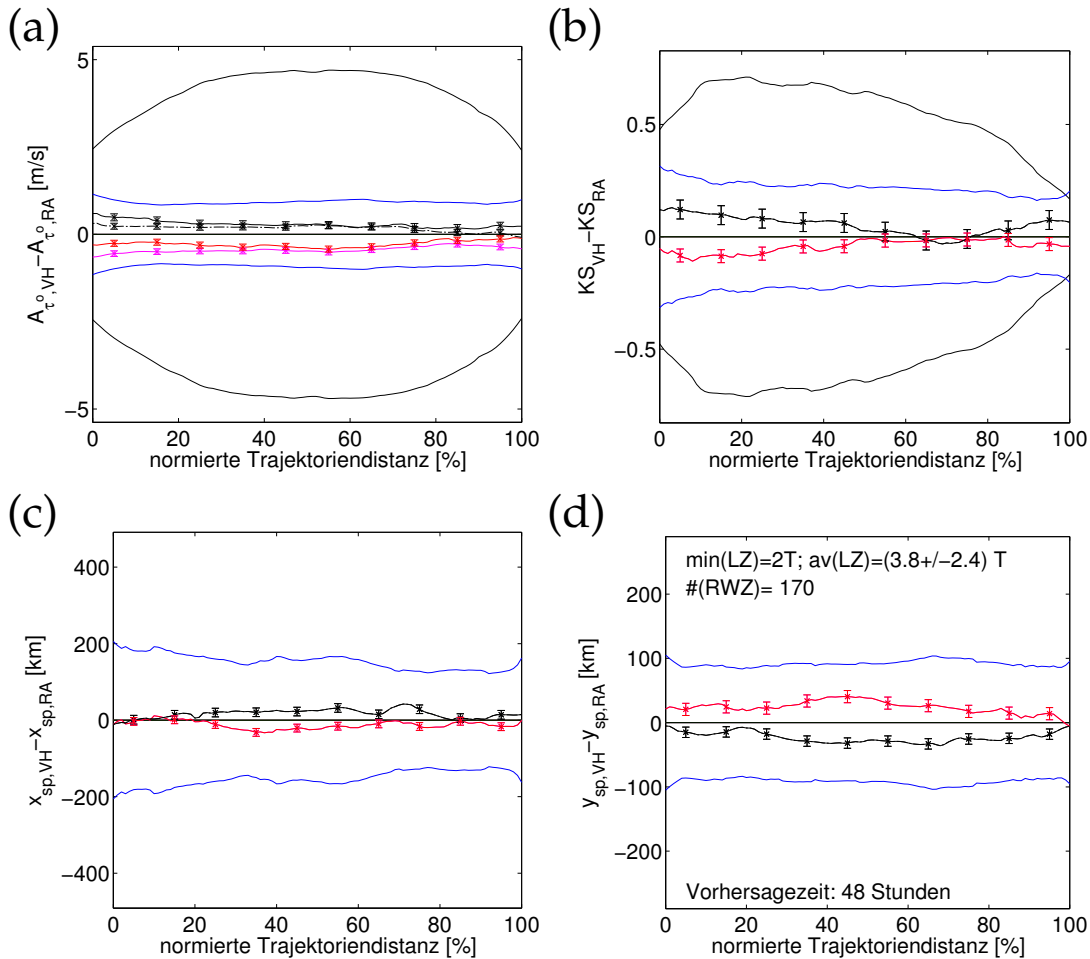


Abbildung 9.14: Untersuchung auf systematischen Fehler bei einer 2-Tages-Vorhersage für verschiedene Rossbywellenzug-Eigenschaften. Beschreibung wie für Abbildung 9.13 (a), jedoch hier für die absoluten Fehler der mittleren Amplitude ΔA_{τ^0} in Abbildung (a), der Konturstruktur ΔKS in Abbildung (b), des zonalen Verschiebungsfehler Δx in Abbildung (c) und des meridionalen Verschiebungsfehlers Δy in Abbildung (d).

ze Fehlerlinien), kann man schließen, dass die Aussage der zu klein vorhergesagten Rossbywellenzüge robust ist.

Die Fehlerentwicklungen von zonalem und meridionalen Verschiebungsfehler Δx und Δy , des mittleren Amplitudenfehlers ΔA_{τ^0} sowie des Fehlers in der Konturstruktur ΔKS sind in Abbildung 9.14 für eine 2-Tagesvorhersage und in Abbildung 9.15 für eine 5-Tagesvorhersage angefügt. Beim mittleren Amplitudenfehler, der Konturstruktur und dem meridionalen Verschiebungsfehler ist ebenfalls ein systematischer Fehler zu erkennen. Für die Konturstruktur KS und den Verschiebungsfehlern Δx und Δy kann, wie bereits erwähnt, nur ein Fehler bei erfolgter Zuordnung zwischen Reanalyse- und Vorherhersage-Rossbywellenzug berechnet werden. Im Fall keiner erfolgten Zuordnung ist nicht klar, was für eine Eigenschaft dem Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden sollte. Aus diesem Grund ist für diese Eigenschaften in Abbildung 9.14 nur eine Fehlerkurve dargestellt. Beim zonalen Verschiebungsfehler hingegen ist dies nicht so klar. Bei der 5-Tagesvorhersage in Abbildung 9.15 (c) ist bei diesem überhaupt keine Systematik mehr zu erkennen, und bei der 2-Tagesvorhersage in Abbildung 9.14 (c) auch nur minimal. Die Ergebnisse scheinen robust zu sein, dafür dass bei der Vorhersage die Rossbywellenzüge

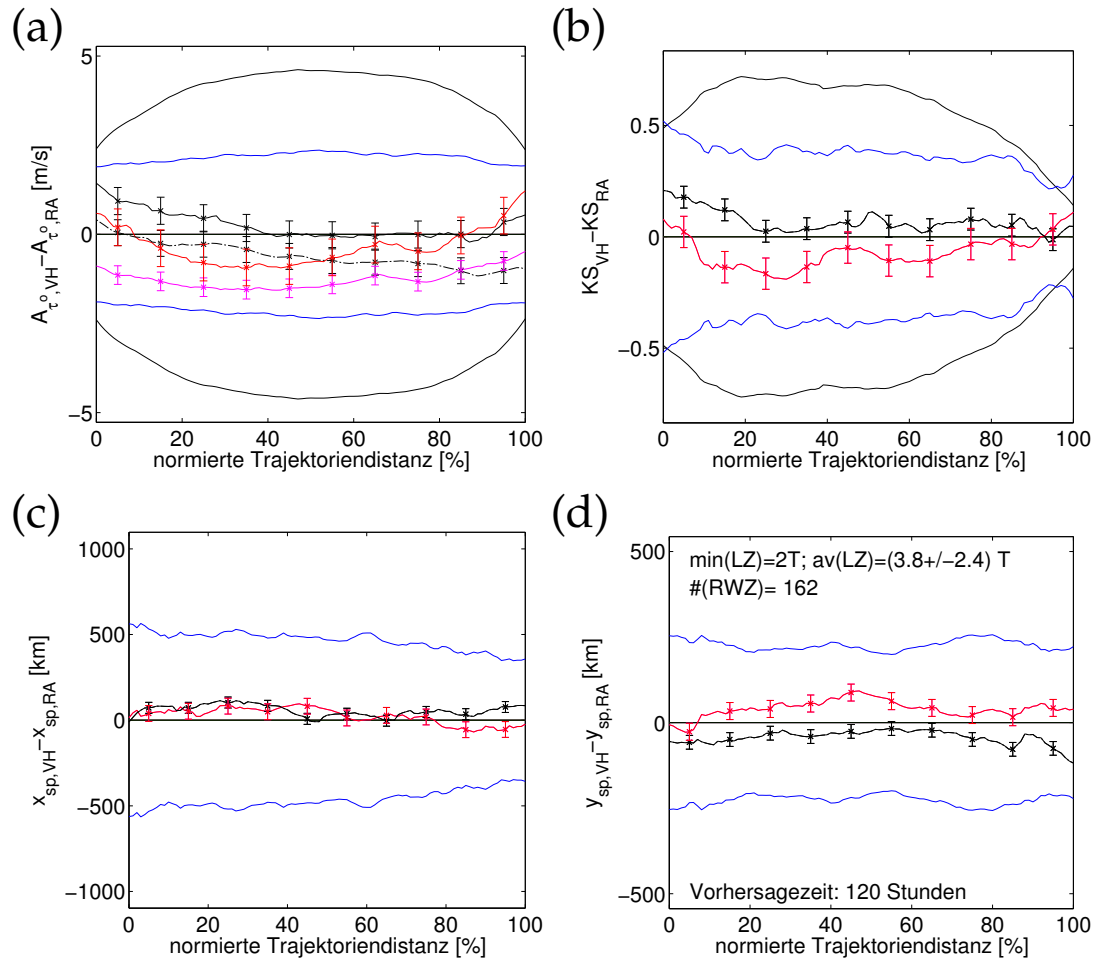


Abbildung 9.15: Untersuchung auf systematischen Fehler bei einer 5-Tages-Vorhersage für verschiedene Rossbywellenzug-Eigenschaften. Beschreibung wie in Abbildung 9.14, hier jedoch für eine Vorhersagezeit von 5 Tagen.

zu klein, zu schwach, mit einer etwas zu geringen Konturstruktur und etwas weiter im Norden vorhergesagt werden.

Nun komme ich auf die zufällige Vorhersage und die veränderten Fehlerentwicklungen für größere Vorhersagezeiten zurück. Diesbezüglich ist in Abbildung 9.16 der Flächenfehler, diesmal jedoch für eine 4-Tagesvorhersage dargestellt. Neben der Fehlerentwicklung sind auch noch zwei schwarze gestrichpunktete Linien eingezeichnet. Diese Kurvenverläufe wurden über die zufällige Zuordnung von Rossbywellenzügen aus der Reanalyse der gleichen Jahreszeit als Realisierung einer schlechten Vorhersage erhalten. Die obere Kurve beschreibt die zufällige Zuordnung im Falle erfolgter Zuordnungen zwischen Reanalyse- und Vorhersage-Rossbywellenzüge. Die untere Kurve berücksichtigt zusätzlich noch die Fälle ausbleibender Zuordnungen. Im letzteren Fall kommt es durch die zufällige Zuordnung zu häufigen negativen Fehlern und somit einen insgesamt stärker negativen Kurvenverlauf. Im Fall nur berücksichtigter Zuordnungen erhält man zu Beginn und zum Ende der normierten Trajektoriendistanz einen positiven Fehler, da die Rossbywellenzüge der Reanalyse zu diesem Zeitpunkt deutlich kleiner als die mittlere Größe aller Rossbywellenzüge sind. Im mittleren Bereich der normierten Trajektoriendistanz resultiert analog ein sehr kleiner oder leicht negativer Fehler, da die Rossbywellenzüge zu diesem Zeitpunkt etwas größer als die mittlere Größe aller Rossbywellenzüge sind. Durch die erzwungene Zuordnung wird also der Fehler im mittleren Bereich der

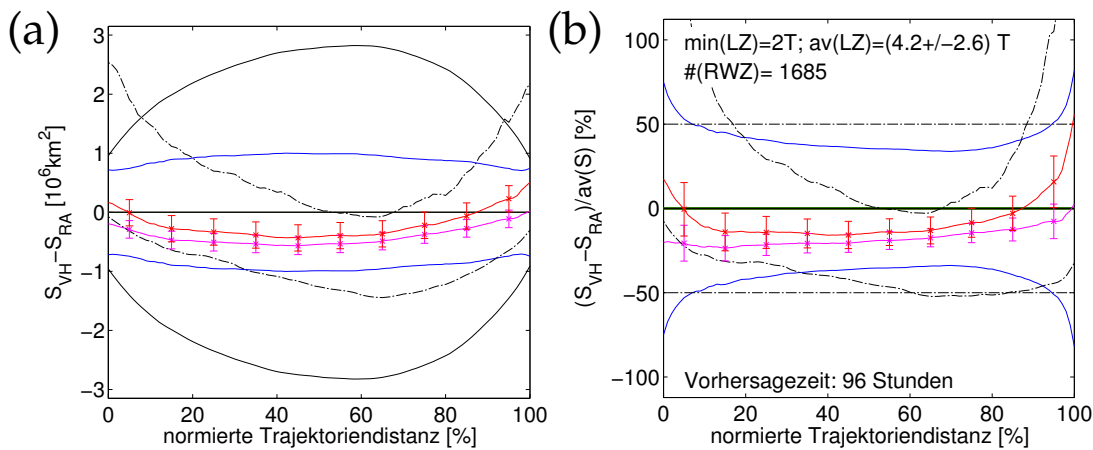


Abbildung 9.16: Darstellung der zufälligen Vorhersage in Relation zu den Fehlern einer 4-Tages-Vorhersage im Verlauf des Rossbywellenzug-Lebenszyklusses. In Abbildung (a) ist die Entwicklung der Flächenfehler ΔS und in Abbildung (b) die über die mittlere Fläche normierten Flächenfehler $\Delta S/av(S)$ mit einer Vorhersagezeit von 4 Tagen als Funktion der Lebenszeit dargestellt. Der verwendete Datensatz umfasst die Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 2 Tagen aus dem Zeitraum vom 10.12.2001 bis 20.11.2011.

normierten Trajektoriendistanz in den positiven Bereich gezwungen. Dieses Verhalten in der Fehlerentwicklung erklärt, warum sich die Fehler und die Fehler bei einer umgekehrten Zuordnung von Reanalyse und Vorhersage bei größeren Vorhersagezeiten immer mehr angleichen (siehe Abbildung 9.13 (c) und (d)). Dieses Verhalten erschwert natürlich die Interpretation der resultierenden Fehler als Funktion der normierten Trajektoriendistanz. Dies war mir von vornherein nicht klar gewesen. Nichtsdestotrotz kann man daraus jedoch ein paar relevante Aussagen ableiten.

Das zufällige Fehlerverhalten ist in Abbildung 9.17 auch für die anderen Fehlergrößen dargestellt. Beim Fehler in der mittleren Amplitude ΔA_{τ^0} (Abbildung 9.17 (a)) zeigt sich ein vergleichbarer Verlauf wie im Fall der Flächenfehler ΔS . Auch der Fehler in der Konturstruktur ΔKS (Abbildung 9.17 (b)) zeigt einen ähnlichen Verlauf zwischen Anfang/Endphase und mittlere Phase der normierten Trajektoriendistanz auf. Im Fall des zonalen und meridionalen Verschiebungsfehler Δx und Δy (Abbildung 9.17 (c) und (d)) weist die zufällige Fehlerentwicklung jedoch eine Asymmetrie zwischen Anfangs- und Endphase des Lebenszyklusses auf. Die Asymmetrie im Fall des zonalen Verschiebungsfehlers Δx kann vermutlich durch die Entstehungs- und Zerfallsregionen der Rossbywellenzüge in Kombination mit der regionalen Häufigkeitsverteilung von Rossbywellenzügen erklärt werden. Die Rossbywellenzüge entstehen bevorzugt in den westlichen Bereichen der Weltmeere, am häufigsten treten Rossbywellenzüge jedoch etwas weiter ostwärts davon auf. Dadurch wird durch die erzwungene Zuordnung zu Beginn der normierten Trajektoriendistanz den Rossbywellenzüge mit einer höheren Wahrscheinlichkeit ein Rossbywellenzug zugeordnet, welcher östlich vom Reanalyse-Rossbywellenzug liegt. Das würde einem positiven Fehler in der zonalen Verschiebung entsprechen. Umgekehrt ist die Häufigkeit von Rossbywellenzügen etwas westlich von den Hauptzerfallsregionen der Rossbywellenzüge erhöht, man erwartet im statistischen Mittel also einen negativen Fehler. Genau dieses Verhalten ist der Abbildung 9.17 (c) auch zu entnehmen. Möchte man dieselbe Argumentation für den meridionalen Verschiebungsfehler Δy

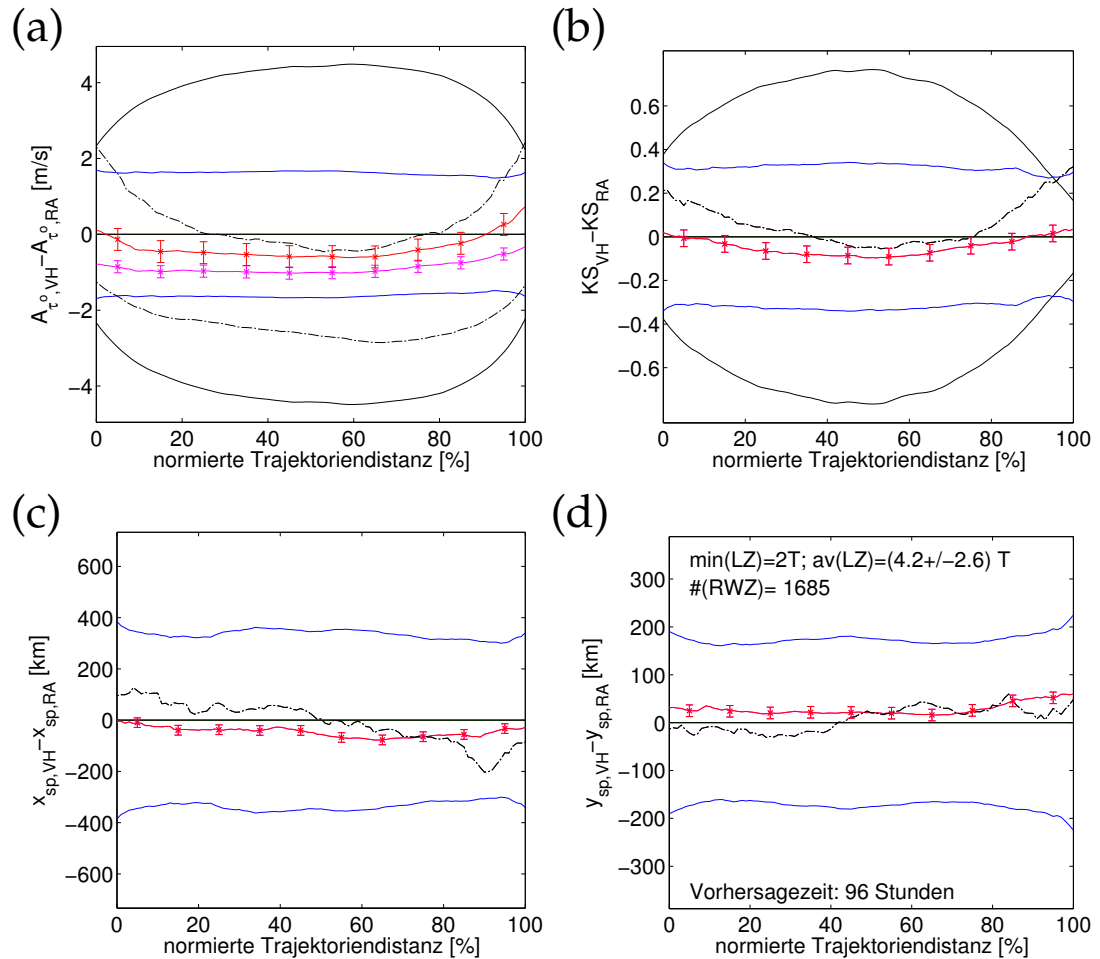


Abbildung 9.17: Darstellung der zufälligen Vorhersage in Relation zu den Fehlern einer 4-Tages-Vorhersage für unterschiedliche Rossbywellenzug-Eigenschaften. Beschreibung wie in Abbildung 9.16 (a), hier für den Fehler in der mittleren Amplitude ΔA_{τ^0} (Abbildung (a)), den Fehler in der Konturstruktur ΔKS (Abbildung (b)), den zonalen Verschiebungsfehler Δx (Abbildung (c)) und den meridionalen Verschiebungsfehler Δy (Abbildung (d)).

verwenden, so müssten die Rossbywellenzüge im Mittel zum Ende ihrer Lebenszeit weiter südlich als zu Beginn ihrer Lebenszeit liegen. Dies ist aus den Daten aber nicht zu erkennen, bei denen im mittleren Verlauf der meridionale Rossbywellenzug-Pfad gerade einmal um 0.3° variiert, was etwa 30 km entspricht. Vielleicht ist dieser Wert aber auch zu niedrig, und es überwiegen andere Gründe die mehr durch die regionale Abhängigkeit der Rossbywellenzug-Zugbahnen vorgegeben ist.

9.3.2 Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen

Im vorherigen Unterabschnitt konnten systematische Vorhersagefehler für die Fläche, die mittlere Amplitude, der Konturstruktur und der meridionalen Verschiebung aufgezeigt werden. Die Ergebnisse in der zonalen Verschiebung waren nicht eindeutig, auch wenn sich andeutet, dass die Rossbywellenzüge etwas zu weit im Westen vorhergesagt werden. Die genaue Interpretation der Vorhersagefehler als Funktion der Rossbywellenzug-Lebenszeit oder der zurückgelegten Trajektoriendistanz hat sich jedoch als schwierig herausgestellt. Das Problem dabei ist unter ande-

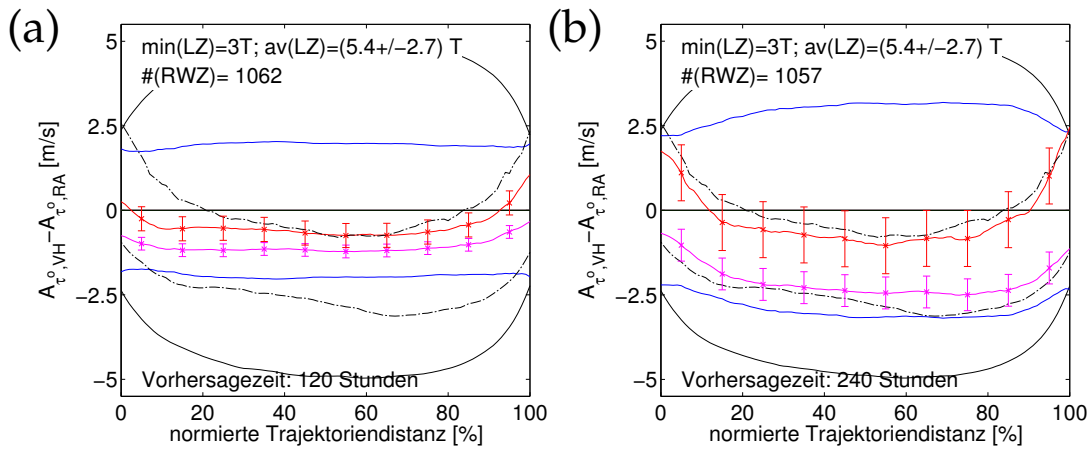


Abbildung 9.18: Darstellung der sogenannten Fehlerbreite in Abhängigkeit der Vorhersagezeit. In Abbildung (a) ist die Entwicklung der absoluten mittleren Amplitudenfehler mit einer Vorhersagezeit von 5 Tagen und in Abbildung (b) von 10 Tagen als Funktion der normierten Trajektoriendistanz dargestellt. Der verwendete Datensatz umfasst die Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 3 Tagen aus dem Zeitraum vom 10.12.2001 bis 20.11.2011.

rem die Abhängigkeit der Fehler von den Rossbywellenzug-Eigenschaften, welche wiederum ebenfalls mit der Trajektoriendistanz und den Vorgaben (wie z.Bsp. der minimalen Lebenszeiten, etc.) variieren. Es ist dadurch nicht offensichtlich, wie Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen objektiv quantifiziert werden kann. Aus den Abbildungen lässt sich jedoch zumindest für die Fläche und die mittlere Amplitude eine Größe identifizieren, gegen die die Fehler für große Vorhersagezeiten tendieren, nämlich die angegebenen zufälligen Vorhersagen. Je schlechter die Vorhersage, desto größer wird der Unterschied zwischen den beiden Fehlerwerten (Verwendung aller Rossbywellenzüge, Verwendung der Rossbywellenzüge bei denen dem Reanalyse-Rossbywellenzug ein Vorhersage-Rossbywellenzug zugeordnet werden kann). Für eine sehr schlechte Vorhersage, wie im Fall einer 10-Tagesvorhersage, erreicht die Fehlerbreite (Differenz zwischen den beiden Fehlerwerten als Funktion der normierten Trajektoriendistanz) Werte nahe der Fehlerbreite zufälliger Vorhersagen (Differenz zwischen den beiden Fehlerwerten der zufälligen Vorhersage als Funktion der normierten Trajektoriendistanz).

Zur Veranschaulichung der Fehlerbreite sind die Fehler der 5 und der 10-Tagesvorhersage der mittleren Amplitude in Abbildung 9.18 dargestellt. Ich verwende hier bewusst die mittlere Amplitude und nicht die Fläche, da die Fläche bei sehr kleinen und sehr großen Werten der normierten Trajektoriendistanzen Werte nahe bei Null aufweist. Somit kann die zufällige Vorhersage bereits bei sehr kleinen Vorhersagezeiten nahe der zufälligen Vorhersage liegen. Dieses Problem kann unter Verwendung der mittleren Amplitude stark reduziert werden.

Im Folgenden werde ich eine Größe zur Darstellung der Vorhersagbarkeit angeben. Durch die komplizierte Abhängigkeit von Fehlern zu Rossbywellenzug-Eigenschaften und zufälligen Vorhersagen bei der Lebenszeitdarstellung hatte ich einige Probleme damit. Ich habe mich letztlich für das Fehlermaß

$$V_b = \left(\frac{\Delta_{\text{rand}} - (\Delta A_{\tau^0}(\text{RWZ Treffer}) - \Delta A_{\tau^0}(\text{alle RWZ}))}{\Delta_{\text{rand}}} \right)^2 \quad (9.4)$$

entschieden, wobei

$$\Delta_{\text{rand}} = \Delta A_{\tau^0}(\text{rand, RWZ Treffer}) - \Delta A_{\tau^0}(\text{rand, alle RWZ})$$

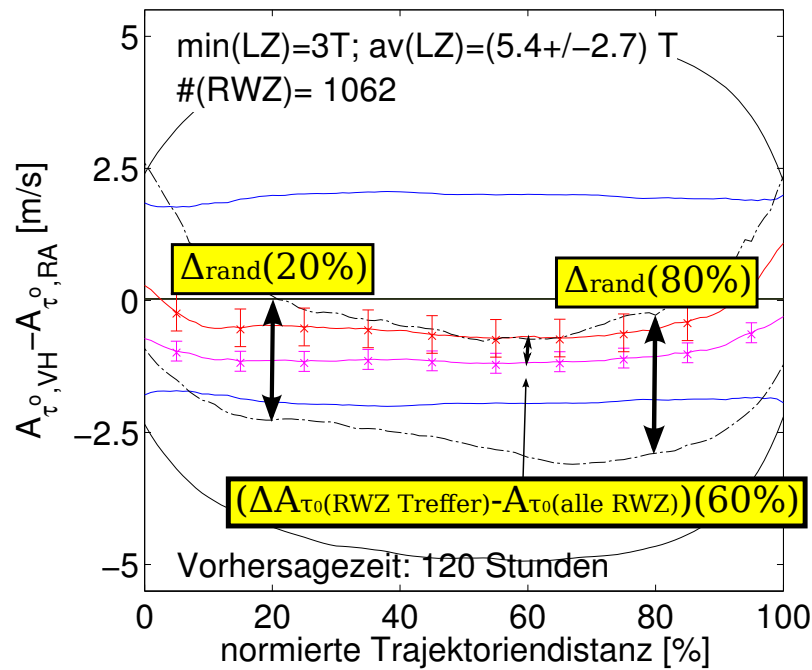


Abbildung 9.19: Veranschaulichung der für die Gleichung (9.4) notwendigen Fehlerbreiten am Beispiel der Abbildung 9.18. Identische Abbildung wie in Abbildung 9.18 (a), nur das hier noch zusätzlich die für die Gleichung (9.4) notwendigen Fehlerbreiten durch die schwarzen Pfeile für bestimmte Werte in der normierten Trajektoriendistanz dargestellt sind.

die Breite der zufälligen Vorhersagefehler beschreibt. Zur Veranschaulichung sind die für die Gleichung (9.4) notwendigen Fehlerbreiten am Beispiel der Abbildung 9.18 in Abbildung 9.19 dargestellt. Das Fehlermaß V_b gibt den quadratischen relativen Fehler von vorhergesagter Fehlerbreite zur zufälligen Fehlerbreite an und ist als Funktion der normierten Trajektoriendistanz gegeben.

Das Ergebnis für mindestens 3 Tage langlebige Rossbywellenzüge ist in Abbildung 9.20 zu sehen. Das Quadrat in V_b sorgt für einen schnelleren Abfall kleiner Werte gegen Null. In der Abbildung 9.20 entspricht dies einen schnelleren Abfall von den dunklen zu den hellen Farben. Alternativ zum Quadrat in V_b hätte man auch eine vom linearen Verlauf abweichende Farbskala verwenden können. Neben den Farbflächen geben die weißen Konturlinien einen Eindruck über den Fehler, der vor allem durch die Nichttreffer zwischen Vorhersage und Reanalyse zustande kommt. Dieser Fehler wird mit $V_{b_{\text{alle}}}$ bezeichnet, welcher durch

$$V_{b_{\text{alle}}} = \left(\frac{\Delta_{\text{rand}}^* - \Delta A_{\tau^0}(\text{alle RWZ})}{\Delta_{\text{rand}}^*} \right)^2,$$

mit

$$\Delta_{\text{rand}}^* = \Delta A_{\tau^0}(\text{rand, alle RWZ})$$

gegeben ist. $V_{b_{\text{alle}}}$ ist wie V_b konzipiert, nur dass ausschließlich der Fall aller Rossbywellenzüge berücksichtigt wird. Dieses Maß an Vorhersagbarkeit ($V_{b_{\text{alle}}}$) fällt bei fester normierter Trajektoriendistanz vor allem zu Beginn der Trajektorie stärker ab. Dies deutet an, dass vor allem zum Einsetzen der Rossbywellenzüge häufig dem Rossbywellenzug in der Reanalyse kein Rossbywellenzug aus der Vorhersage zugeordnet werden kann. Zum Ende der normierten Trajektoriendistanz nimmt dieses

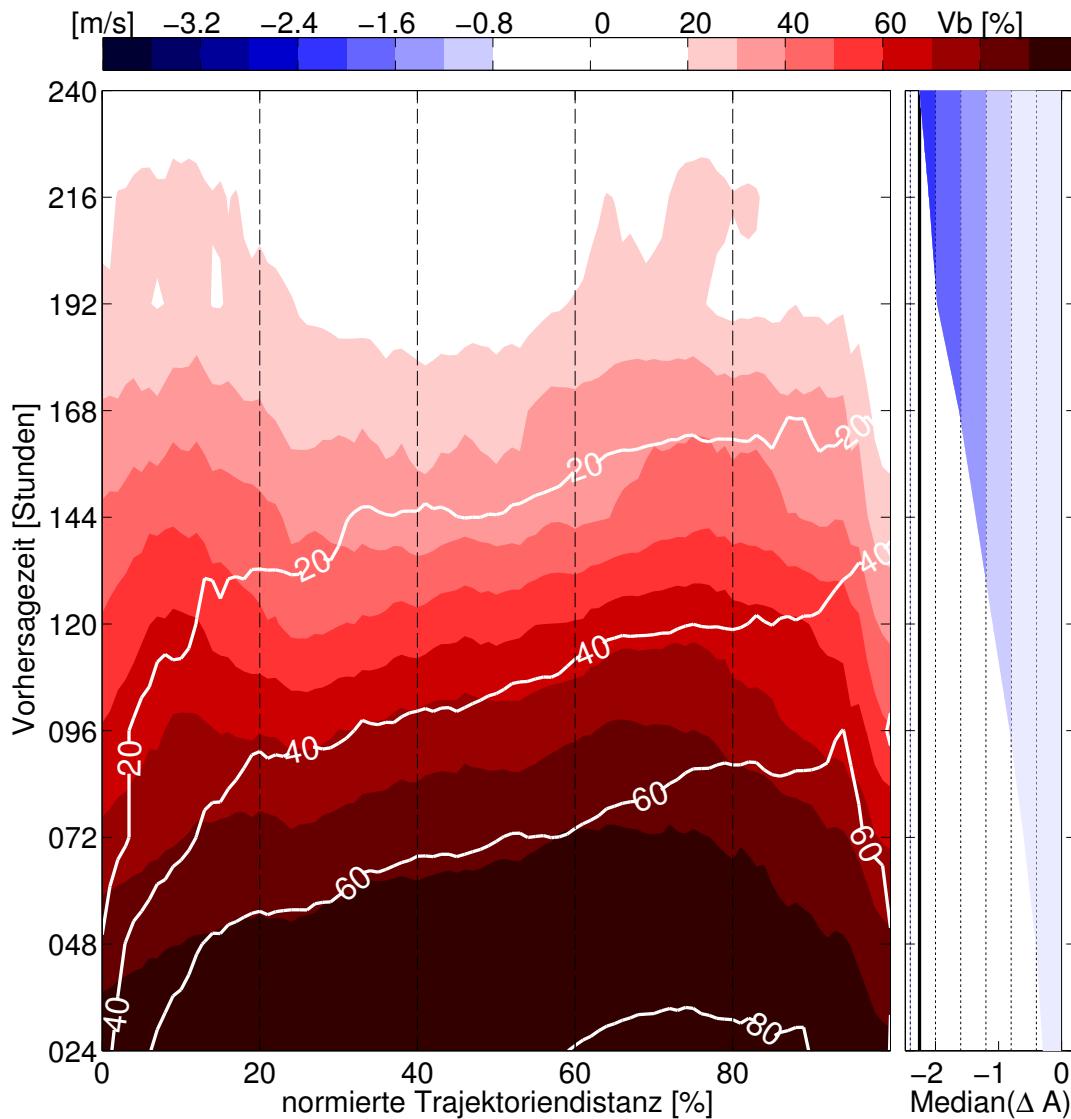


Abbildung 9.20: Darstellung zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen in Abhängigkeit der Vorhersagezeit. Im linken Teil der Abbildung ist ein Hovmöllerdiagramm des Vorhersagbarkeitsmaßes V_b aus Gleichung (9.4) aufgetragen, wobei die räumliche Achse durch die normierte Trajektorien-distanz und die zeitliche Achse über die einheitliche Vorhersagezeit gegeben ist. Die zugehörige Farbskala ist durch die roten Farben gegeben (rechte Hälfte der Farbskala). Die weißen Konturlinien geben das Vorhersagbarkeitsmaß $V_{b_{\text{alle}}}$ an. Im rechten Teil der Abbildung ist die Entwicklung des Medians im Fehler der mittleren Amplitude ΔA_{τ_0} mit zunehmender Vorhersagezeit dargestellt. Die Farben entsprechen dem blauen Anteil der Farbskala. Der verwendete Datensatz umfasst die Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von drei Tagen aus dem Zeitraum vom 10.12.2001 bis 20.11.2011.

Vorhersagbarkeitsmaß mit zunehmender Vorhersagezeit weniger stark ab. Die Erklärung dafür ist, dass wenn ein Rossbywellenzug einmal existiert, dann ist die Vorhersage von diesem deutlich einfacher. Im Gegensatz dazu ist zu Beginn der normierten Trajektoriendistanz und damit den entstehenden Rossbywellenzügen, die Vorhersage zu einer Zeit erfolgt, in der die Rossbywellenzüge noch nicht oder nur sehr schwach entwickelt sind, wodurch ihre Entwicklung sehr viel schwerer vorherzusagen ist. Dabei handelt es sich um ein Resultat, welches bereits in Glatt und Wirth (2014) bei der detaillierten Untersuchung zur Vorhersage des Elbeflutt-Rossbywellenzug hervorgehoben wurde. Für ein weiteren Eindruck über die Fehlerentwicklung ist auf der rechten Seite solcher Hovmöllerdiagramme noch die Medianentwicklung aller Zeitpunkte des mittleren Amplitudenfehlers dargestellt. Abflachende Medianentwicklungen als Funktion der Vorhersagezeit deuten eine Sättigung des Fehlers an. Der Wert der zufälligen Zuordnung ist als schwarze Linie und als alternatives anschaulicheres Maß zur Bestimmung der Vorhersagbarkeit ebenfalls mit eingezeichnet. Sobald der Median im Bereich dieses zufälligen Wertes kommt, ist keine Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen vorhanden.

Diese Betrachtung lässt sich noch in die verschiedenen Jahreszeiten aufspalten. Dabei zeigt sich eine bessere Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen im erweiterten Winter, welcher die Monate November bis März umfasst. Abbildung 9.21 zeigt das zugehörige Hovmöllerdiagramm. Zwangsläufig ist die Vorhersagbarkeit in den Sommermonaten reduziert (hier nicht gezeigt).

Eine Aufspaltung in kurzlebige Rossbywellenzüge (Lebenszeit von 2 bis 4 Tage) und langlebige Rossbywellenzüge (Lebenszeit länger als 5 Tage) zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Aufspaltung in die Jahreszeiten. Wie in Abbildung 9.22 dargestellt, ist die Vorhersagbarkeit der kurzlebigen Rossbywellenzüge deutlich reduziert. Wie zu erwarten geht bei den kurzlebigen Rossbywellenzügen auch die Asymmetrie in Richtung der normierten Trajektoriendistanz in V_b schneller verloren. Das ist nicht verwunderlich, da bei einer 5-Tagesvorhersage die Vorhersage von maximal 4 Tage lebenden Rossbywellenzügen bereits stark entkoppelt ist. Dabei bedeutet entkoppelt, dass entweder die Vorhersage zu einem Zeitpunkt gemacht wurde, bei dem der Rossbywellenzug noch nicht existiert hat, oder für einen Zeitpunkt an dem der Rossbywellenzug nicht mehr existiert.

Desweiteren wird die Vorhersagbarkeit für Rossbywellenzüge in Bezug auf die unterschiedlichen globalen Strukturindizes untersucht. In Abbildung 9.23 gehen die Rossbywellenzüge der 20 % negativsten AO-Indizes ein. Der Abbildung lässt sich entnehmen, dass bei stärker negativen AO-Werten die Vorhersagbarkeit für große Vorhersagezeiten deutlich reduziert ist. Im rechten Teil der Abbildung erkennt man darüber hinaus, wie der Medianverlauf der Fehler in der mittleren Amplitude schon bei einer Vorhersagezeit von 168 Stunden Werte um 2 m s^{-1} erreicht und damit nahe am Fehlersättigungswert liegt. Die Betrachtung von $V_{b_{\text{alle}}}$ deutet an, dass vor allem gegen Ende der normierten Trajektoriendistanz häufig keine Zuordnung zwischen Reanalyse und Vorhersage erfolgt, der Fehler demnach sehr viel näher an einer zufälligen Vorhersage liegt.

Der umgekehrte Fall stark positiver AO-Werte ist komplexer und somit schwieriger zu interpretieren. Insgesamt ergibt sich jedoch eine deutlich erhöhte Vorhersagbarkeit im Vergleich zu den stark negativen AO-Werten, vor allem für größere Vorhersagezeiten (hier nicht gezeigt).

Bei dem PNA-Index sind zwischen positiver und negativer Phase (stärksten 20 %) in dieser Art der Darstellung keine klaren Unterschiede zu erkennen.

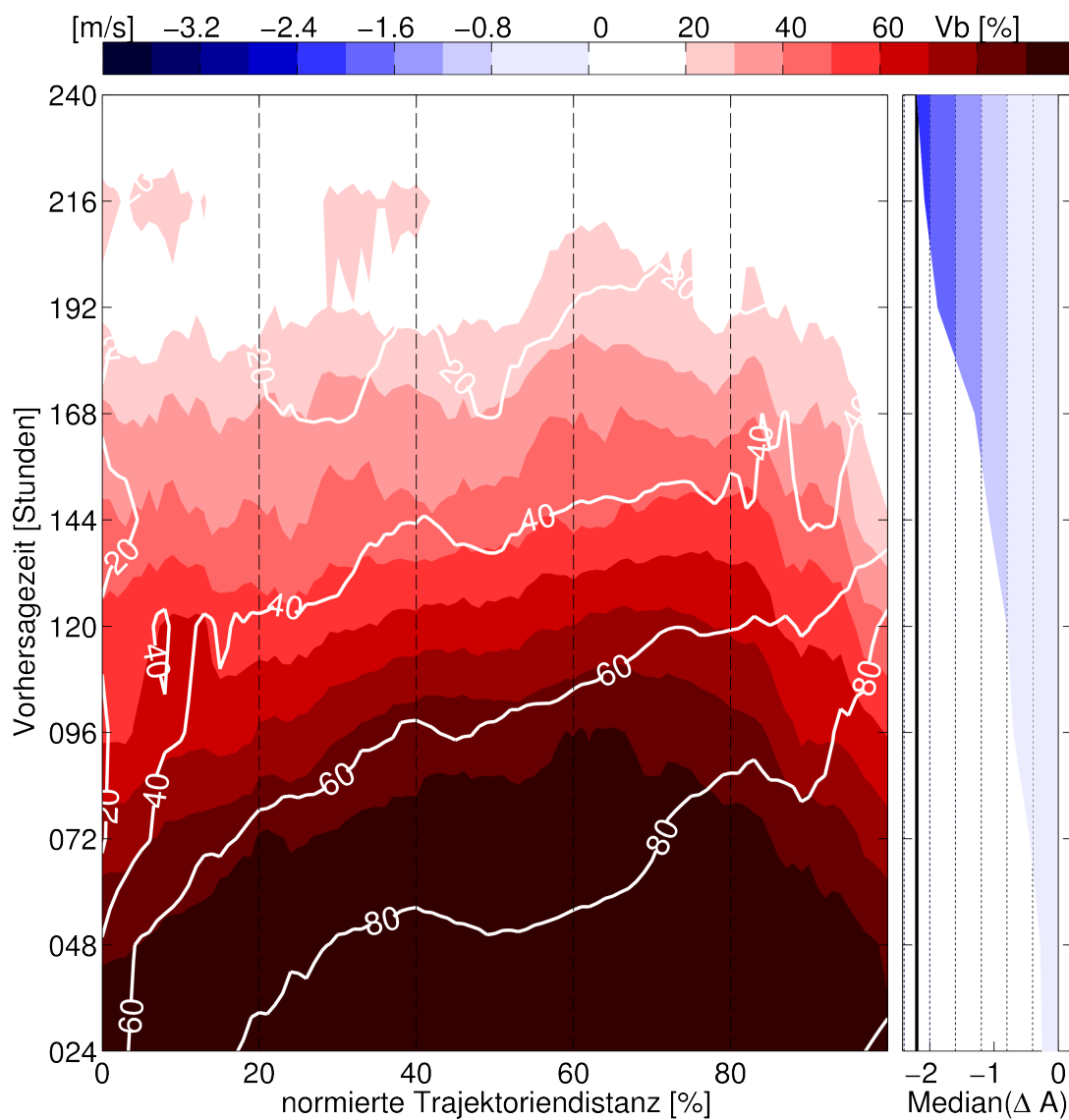


Abbildung 9.21: Darstellung zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen aus der erweiterten Winterzeit. Beschreibung wie in Abbildung 9.20, hier jedoch nur für Rossbywellenzüge aus den Monaten November bis einschließlich März.

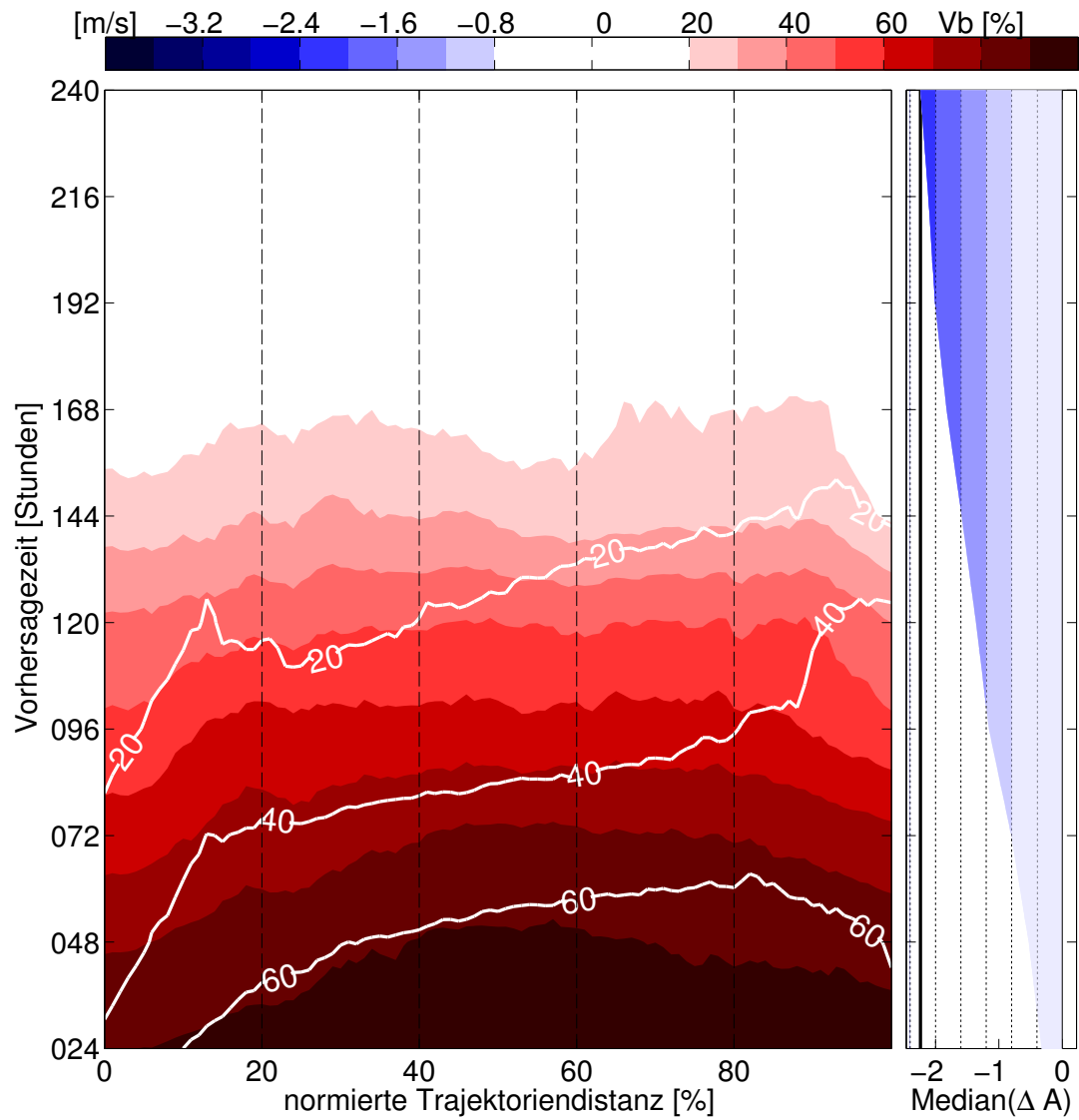


Abbildung 9.22: Darstellung zur Vorhersagbarkeit von kurzlebigen Rossbywellenzügen. Beschreibung wie in Abbildung 9.20, hier jedoch für Rossbywellenzüge mit einer Lebenszeit zwischen 2 und 4 Tagen.

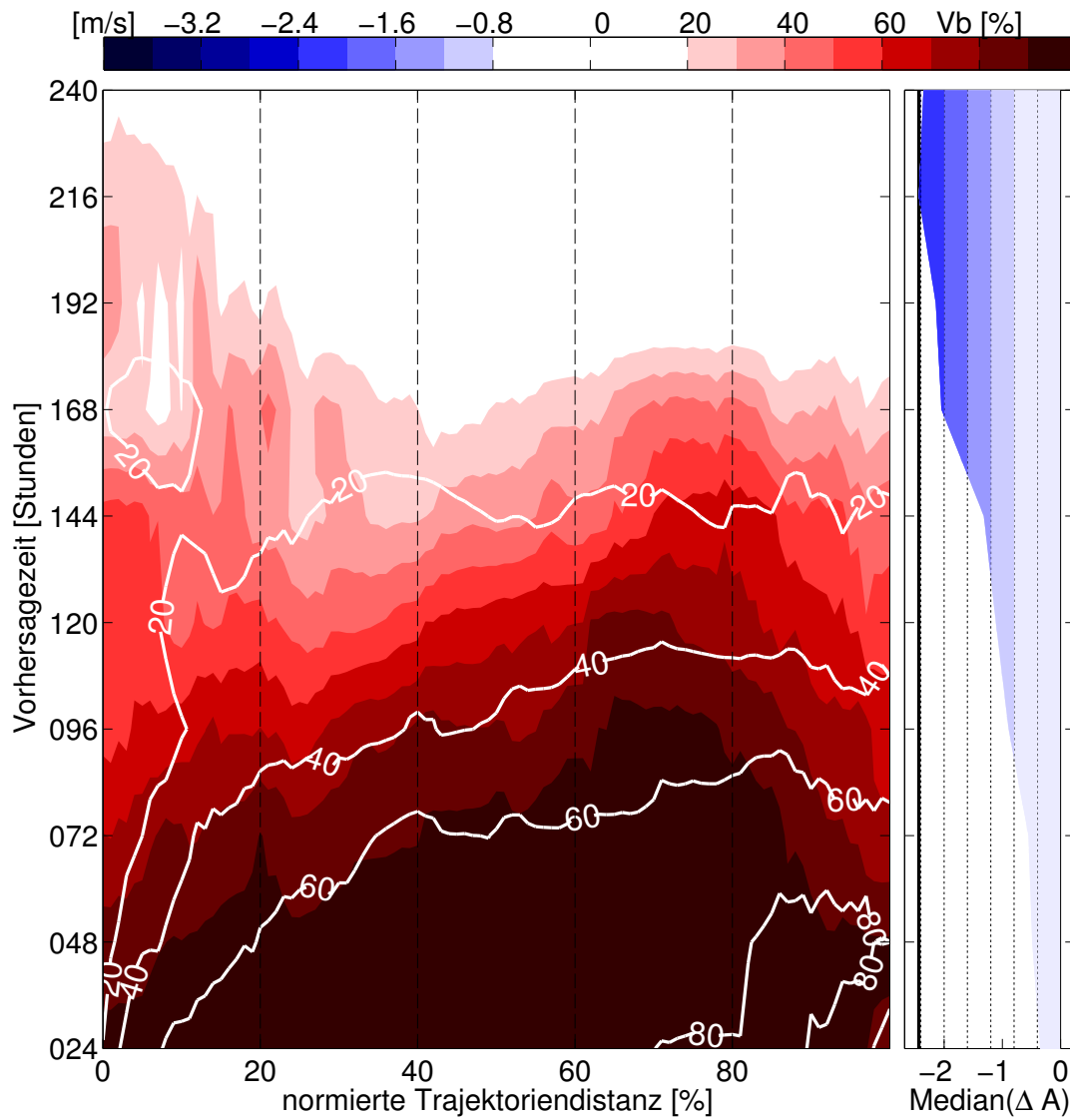


Abbildung 9.23: Darstellung zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen mit stark negativen AO-Werten. Beschreibung wie in Abbildung 9.20, hier jedoch für Rossbywellenzüge für die 20% negativsten AO-Werte.

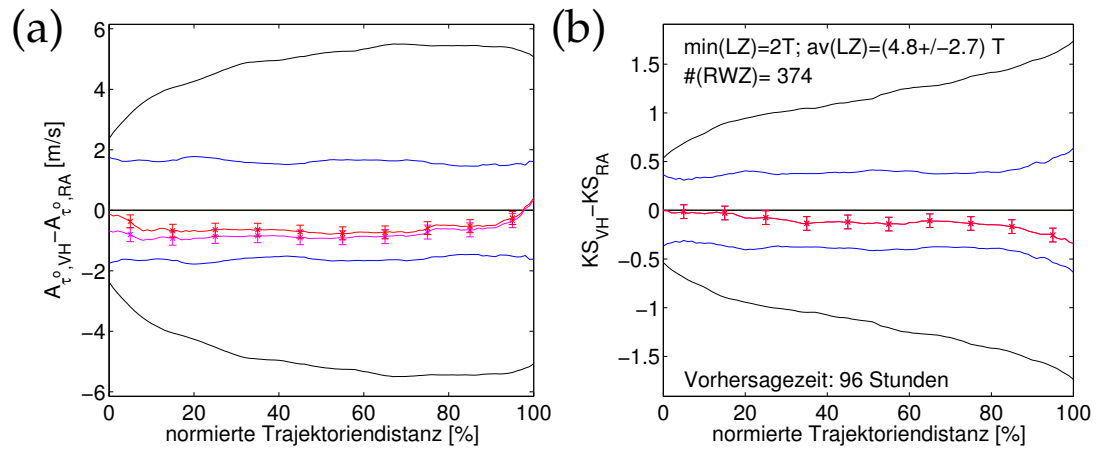


Abbildung 9.24: Abweichendes Fehlerverhalten von auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen. In Abbildung (a) ist die Entwicklung der mittleren Amplitudenfehler ΔA_{τ^o} und in Abbildung (b) der Konturstrukturfehler ΔKS als Funktion der normierten Trajektoriendistanz dargestellt, wobei der Wert 100 % den Zeitpunkt des Auseinanderbrechens von Rossbywellenzügen beschreibt und nicht zwangsläufig das Ende der Rossbywellenzüge. Der verwendete Datensatz umfasst die Rossbywellenzüge mit einer minimalen Lebenszeit von 4 Tagen aus dem Zeitraum vom 10.12.2001 bis 20.11.2011.

Als letztes werde ich hier noch auf den Fehler im Fall von einsetzendem Auseinanderbrechen der Rossbywellenzüge näher eingehen. Dazu betrachten wir zunächst die Fehler in der mittleren Amplitude ΔA_{τ^o} und der Konturstruktur ΔKS in Abbildung 9.24. Aus Abbildung 9.24 lässt sich die Problematik einer Vorhersage zum Eintreten von Wellenbrechen erkennen. Zum Zeitpunkt des Auseinanderbrechens wird der Amplitudenfehler plötzlich positiver und der Fehler in der Konturstruktur stärker negativ (bei 90 % bis 100 % der normierten Trajektoriendistanz). Die 100 % der normierten Trajektoriendistanz bedeuten in dieser Darstellung den Zeitpunkt des Auseinanderbrechens von Rossbywellenzügen. Das bedeutet, dass in der Vorhersage der Zerfall des Rossbywellenzugs mit abnehmenden Amplitudenwerten und zunehmend komplexer Konturstruktur nicht erkannt wird. Es sei jedoch darauf verwiesen, dass diese Untersuchung keine sichere Aussage liefert, da ihr eine gewisse Systematik unterliegt. Es wird nämlich nur über die Fälle gemittelt, bei denen es zu einem Auseinanderbrechen des Rossbywellenzugs kommt. Damit kann nicht geschlussfolgert werden, dass die Vorhersage generell nicht in der Lage ist Wellenbrechen vorherzusagen.

Um die unterschiedlichen Fehler von auseinanderbrechenden zu nicht auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen in der Konturstruktur in Abhängigkeit von der Vorhersagezeit darzustellen, ist in Abbildung 9.25 erneut ein Hovmöllerdiagramm, in der Darstellungsform von Abbildung 9.20, angefügt. Für dieses Hovmöllerdiagramm werden die Fehler in der Konturstruktur ΔKS der Fälle ohne Rossbywellenzug-Auseinanderbrechen von den Fällen mit Rossbywellenzug-Auseinanderbrechen subtrahiert. Dabei zeigt sich, dass im Falle auseinanderbrechender Rossbywellenzüge die Fehler in der Konturstruktur sehr viel negativer vorhergesagt werden (da die resultierenden Fehler in Abbildung 9.25 negativ sind), vor allem am Ende der normierten Trajektoriendistanz. Das könnte bedeuten, dass die komplexe Struktur auseinanderbrechender Rossbywellenzüge in der Vorhersage nicht erfasst werden kann und somit höhere Konturstrukturen als tatsächlich eintretend vorhergesagt werden.

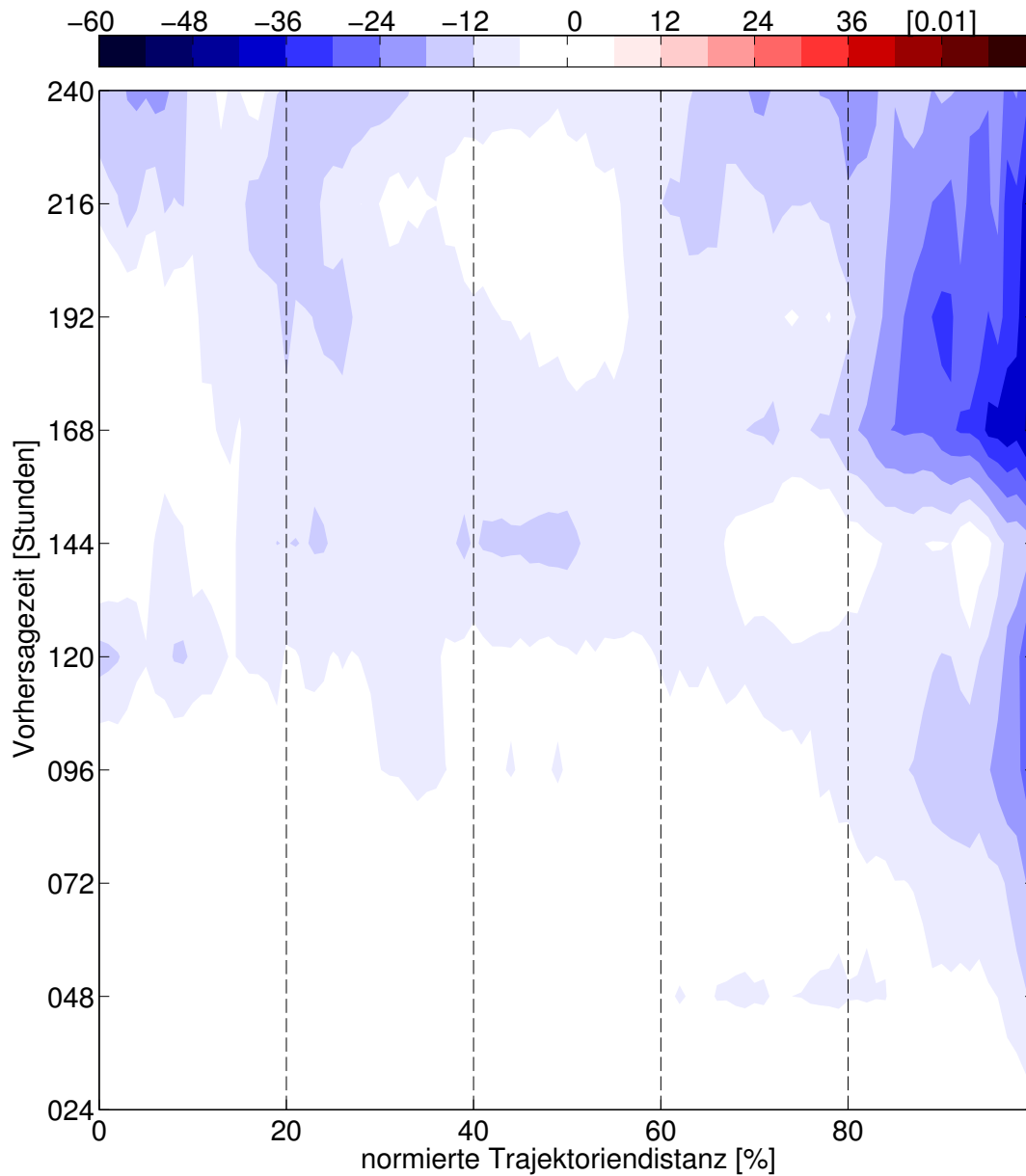


Abbildung 9.25: Abweichendes Verhalten von auseinanderbrechenden zu nichtauseinanderbrechenden Rossbywellenzügen in deren Konturstruktur. Unterschied zwischen dem Fehler in der Konturstruktur Δ_{KS} für auseinanderbrechende Rossbywellenzüge und nicht auseinanderbrechende, welche auf 55 % ihrer Lebenszeit begrenzt werden.

Wählt man für das Hovmöllerdiagramm in Abbildung 9.25 jedoch für die nichtauseinanderbrechenden Rossbywellenzüge nicht den Bereich bis zu 55 % ihrer Lebenszeit, sondern als Endpunkt den Zeitpunkt ihrer Trajektorie, bei der sie die höchsten Konturstruktur aufweisen, so werden die negativen Werte im Hovmöllerdiagramm in Abbildung 9.25 deutlich reduziert (hier nicht gezeigt). Dies kann auch wieder als Warnung verstanden werden, dass auch für nichtbrechende Rossbywellenzüge hohe Werte in der Konturstruktur erreicht werden können und die Vorhersage von auseinanderbrechende Rossbywellenzüge nicht zwangsläufig schlecht ist. Allerdings ist die Konturstruktur für die Methode nach Zimin u. a. (2006) konstruiert wurden. Mir ist nicht ganz klar, wie hilfreich diese Eigenschaft noch bei Anwendung auf die Methode nach Zimin u. a. (2003) ist.

Mit diesen Betrachtungen möchte ich die Fehlerbetrachtung abschließen. Ich konnte einige aufschlussreiche Einsichten in die Vorhersagefehler von Rossbywellenzügen geben, auch wenn deutlich wurde, dass die objektbasierte Fehlerbetrachtung nicht einfach zu interpretieren ist und auch einige Systematiken beinhaltet, die man bei der Interpretation berücksichtigen muss.

9.4 MÖGLICHE URSACHEN FÜR DIE SYSTEMATISCHEN FEHLER

In den vorangegangenen Kapiteln habe ich gezeigt, dass die vorhergesagten Rossbywellenzüge zu klein, zu schwach, mit etwas zu geringer Konturstruktur und leicht nach Norden verschoben dargestellt werden. Das Ergebnis von zu klein und nach Norden verschobenen Rossbywellenzügen in den Vorhersagen konnte auch unabhängig von meinen Untersuchungen mit einer auf PV basierten objektbasierten Fehlerdiagnostik durch Evi Giannakaki (Uni Bern) bestätigt werden. Da meine Diagnostik auf der Verwendung des Meridionalwindes basiert, liegt der erste Verdacht auf einem zu schwach vorhergesagten meridionalen Wind. Um dies zu testen, habe ich die Stärke der meridionalen Windfelder in der Reanalyse und der Vorhersage mittels

$$\Delta|v(\varphi)| = \sum_{i=1}^{n_\lambda} |v_{VH}(\lambda(i), \varphi)| - \sum_{i=1}^{n_\lambda} |v_{RA}(\lambda(i), \varphi)| \quad (9.5)$$

verglichen, wobei n_λ die Anzahl an Gitterpunkten in Zonalrichtung angibt. Die Größe $\Delta|v(\varphi)|$ ist für die verschiedenen Vorhersagezeiten in Abbildung 9.26 dargestellt. In der Abbildung erkennt man, wie anfänglich (bis zu einer Vorhersagezeit von 5 bis 6 Tagen) die Stärke des vorhergesagten Meridionalwindes kontinuierlich abnimmt. Verwendet man den maximalen Betragswert anstelle des gemittelten, ergibt sich ein ähnliches Bild wie in Abbildung 9.26 mit ausschließlich negativen Werten. Diese Beobachtung könnte den systematischen Fehler in den objektbasierten Fehlergrößen der mittleren Amplitude und der Fläche erklären.

Meine erste Vermutung zur Erklärung der abnehmenden Stärke des Meridionalwindes in den Vorhersagedaten bestand darin, dass in den Vorhersagen die Strömung zonalisiert (bei gleichbleibender Stärke des Gesamtwindes) wird. Die Stärke des Zonalwindes scheint dies wie in Abbildung 9.27 angegeben jedoch nicht zu bestätigen. Bei Betrachtung der Differenz der maximalen absoluten Werte ergeben sich sogar ausschließlich negative Werte. Wäre der Grund eine Zonalisierung der Strömung bei gleichbleibender Stärke des Gesamtwindes gewesen, so hätte man

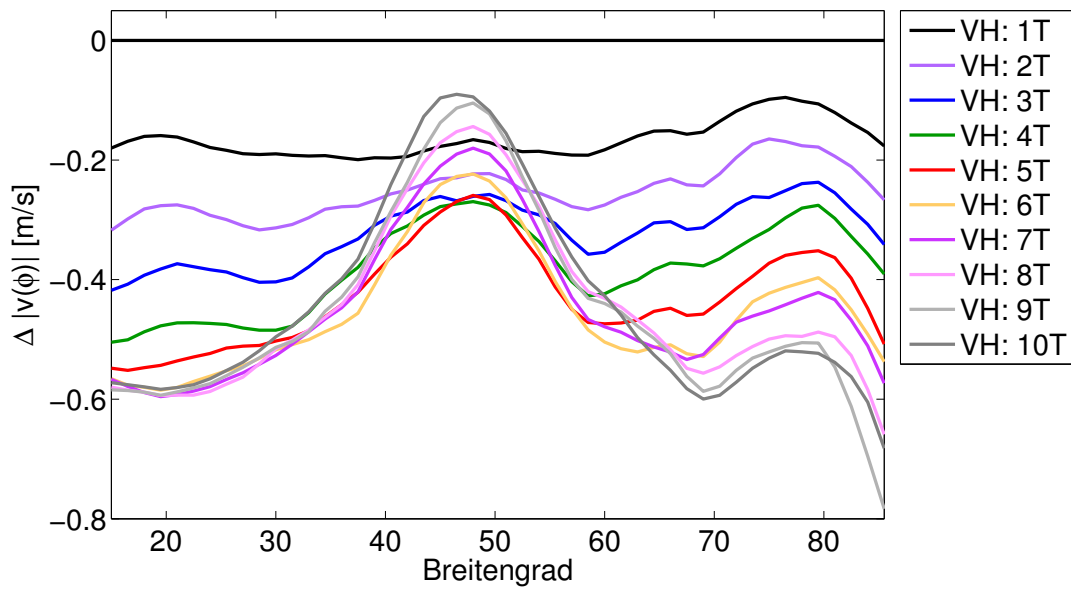


Abbildung 9.26: Entwicklung der Stärke des Meridionalwindes mit zunehmender Vorhersagezeit. Darstellung der unterschiedlichen Stärke des meridionalen Windfeldes aus der Vorhersage und Reanalyse, gegeben durch $\Delta v(\varphi)$ wie in Gleichung (9.5) angegeben.

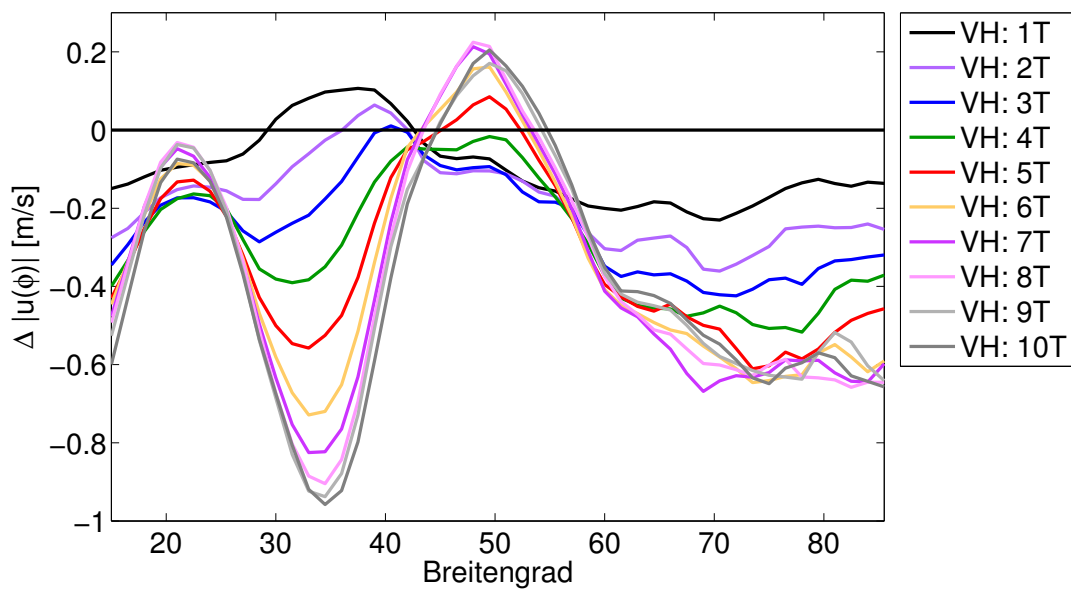


Abbildung 9.27: Entwicklung der Stärke des Zonalwindes mit zunehmender Vorhersagezeit. Darstellung der unterschiedlichen Stärke des zonalen Windfeldes aus der Vorhersage und Reanalyse, gegeben durch $\Delta u(\varphi)$, welches analog zu $\Delta v(\varphi)$ wie in Gleichung (9.5) angegeben für den zonalen Anteil des Windes berechnet wird.

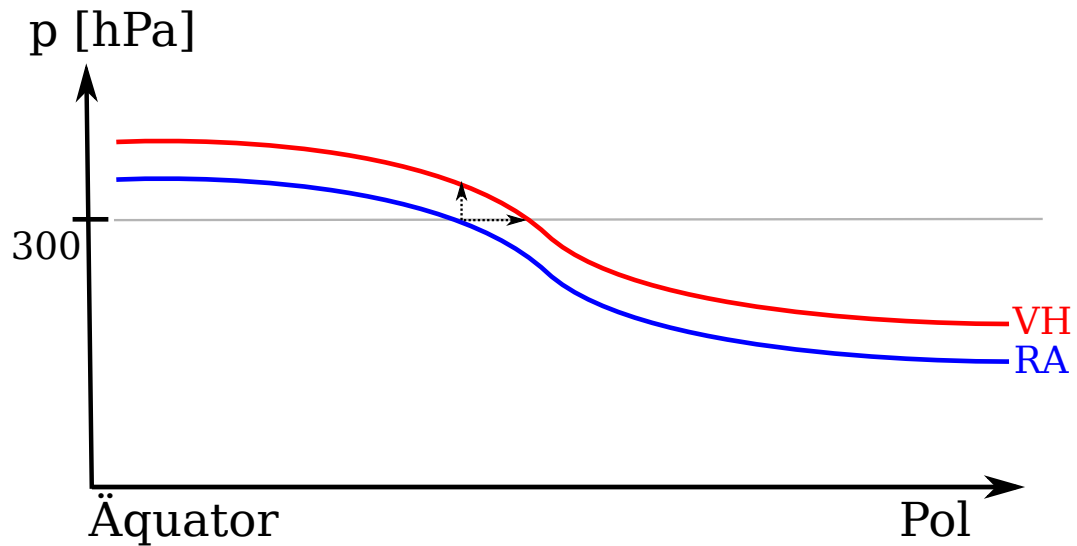


Abbildung 9.28: Schemazeichnung zum Zusammenhang zwischen Tropopausenhöhe und den systematischen Fehlern in den objektbasierten Fehlermaßen. Die blaue Linie stellt die Tropopausenhöhe in der Reanalyse, die rote Linie in der Vorhersage dar. Die schwarzen Pfeile deuten an, wie sich bei so einer vorhergesagten Tropopausenhöhe die Hauptdynamik an der Tropopause nach oben verschiebt, bzw. bei fest gehaltenem Druckniveau nach Norden.

für $\Delta u(\varphi)$ Werte im positiven Bereich erwartet. Die Stärke des Windes scheint also insgesamt abzunehmen. Wie in Jung (2005) angegeben, existiert in dem ECMWF-Vorhersagesystem für die kinetischen Energie auf der Nordhemisphäre ein systematischer negativer Fehler. Die Windgrößen zur Berechnung der kinetische Energie werden darin über die Abweichung von einem nicht näher spezifizierten zeitlichen Mittel und über die Abweichung vom zonalen Mittel bestimmt. Damit werden die auch uns interessierenden Windgrößen untersucht. Der systematische negative Fehler deutet wie in meinen Untersuchungen an, dass die Stärke des Windes insgesamt abnimmt.

Beim Abschluss-symposium von Pandowae hatte ich zu den objektbasierten Fehlern ein Poster präsentiert und mit Mark Rodwell (vom ECMWF in Reading) darüber gesprochen. Er hat mir erzählt, dass ein systematischer Fehler in der Tropopausenhöhe existiert. Die Tropopausenhöhe stellt den Bereich dar, an dem die Hauptaktivität bezüglich der Rossbywellenzüge zu finden ist. Dort erwartet man die stärksten Windwerte. Die Tropopausenhöhe liegt in den Vorhersagen zu hoch. Da ich in der Reanalyse und der Vorhersage aber das gleiche Druckniveau verwende, könnte durch eine zu hoch vorhergesagte Tropopausenhöhe auch die maximalen Werte im Windfeld nach oben verschoben sein. Die vorhergesagten Rossbywellenzüge auf gleichem Druckniveau wie die Reanalyse würden dadurch zu schwach ausfallen. Darüber hinaus ist die Tropopause in den mittleren Breiten geneigt: Von größeren Höhen in der äquatornäheren Region zu niedrigeren Höhen in der Polarregion. Eine Anhebung der Tropopause würde demnach nicht nur die Dynamik weiter vertikal nach oben verlagern, sondern auch im Mittel etwas weiter nördlich. Dies würde die Nordverschiebung der Rossbywellenzüge in den Vorhersagen erklären und den Dipol von zu schwachen und zu starken Zonalwind um 40°N (Abbildung 9.27). Zur Veranschaulichung habe ich in Abbildung 9.28 eine schematische Skizze eingefügt. Allerdings können die gezeigten Ergebnisse nur diese Thesen stützen, sie aber nicht belegen. Weitere Untersuchungen mit genau dieser Fragestellung könnten die

aufgestellte Hypothese testen. Aus Zeitgründen werde ich dem jedoch nicht mehr nachgehen.

In Gray u. a. (2014) wird gezeigt, dass der scharfe PV-Gradient an der Tropopause in den ECMWF Vorhersagen (auch beim UK Met Office und NCEP) mit zunehmender Vorhersagezeit auf einer Isentropen Fläche abnimmt. Da bei Reduktion der Modellauflösung für große Vorhersagezeiten eine weitere Abnahme im PV-Gradienten zu beobachten ist, wird die Reduktion im Gradienten der PV zum Teil auf die horizontale Auflösung und numerische Dissipation zurückgeführt. Dadurch werden zum Teil die niedrigeren Amplituden von Rossbywellenzügen in den Vorhersagen erklärt. Daneben wird zusätzlich gezeigt, dass die beobachtete Amplitudenabnahme der Rücken mit zunehmender Vorhersagezeit, konsistent mit der Unterschätzung der verstärkenden diabatischen Effekte der PV Anomalien im Rückenbereich ist. Diese verstärkenden Effekte sind zum Beispiel durch den Transport von niedriger PV aus der unteren Troposphäre über Warmluft Förderbändern („Warm Conveyor Belts“) oder der langwelligen Ausstrahlung direkt unterhalb der Tropopause gegeben. Es wird jedoch auch herausgestrichen, dass die Ursache und damit die verantwortlichen Prozesse bisher nicht herausgearbeitet werden konnten. Die beschriebenen Effekte bewirken zum Teil auch eine veränderte Tropopausenhöhe. Es ist hinsichtlich dieser Untersuchungen und der obigen Hypothese auch interessant, inwieweit die systematischen Fehler durch eine Modellauflösung oder den dynamisch anderen Verhältnissen in der Tropopausenregion zugeschrieben werden können.

Teil VI

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die Dissertation beinhaltet mehrere Aspekte bezüglich der Untersuchung von Rossbywellenzügen. Der Übersichtlichkeit halber habe ich deshalb die Zusammenfassung und den Ausblick in fünf Abschnitte untergliedert:

- Methoden zur Darstellung von Rossbywellenzügen
- Zusätzlicher Nutzen des Wellenaktivitätsflusses
- Entwicklung einer trajektorienbasierten Klimatologie von Rossbywellenzügen
- Untersuchung der Darstellung von Rossbywellenzügen in einem numerischen Wettervorhersagemodell
- Zusammenhang zwischen Rossbywellenzügen und Extremwetterereignissen

In diesen Abschnitten werde ich die jeweiligen Ergebnisse dieser Dissertation zusammenfassen, offene Fragen und Probleme ansprechen sowie einige Gedanken zu möglichen weiterführenden Untersuchungen vorschlagen.

METHODEN ZUR DARSTELLUNG VON ROSSBYWELLENZÜGEN

Zur Darstellung von Rossbywellenzügen werden in der Literatur häufig die Methoden der Hilberttransformation des Meridionalwindes nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) verwendet. Ich habe in dieser Arbeit die beiden Methoden verglichen und die Nachteile der Methode nach Zimin u. a. (2003) explizit herausgearbeitet. Dabei konnte ich zeigen, dass sich die Unterschiede zwischen den beiden Methoden nicht nur auf die genaue Darstellung der Rossbywellenzüge auswirken, sondern auch zu einer unterschiedlichen Interpretation der Entwicklung und Ausbreitung von Rossbywellenzügen führen können. Für die Entstehungs- und Zerfallsregionen von Rossbywellenzügen haben sich diese Unterschiede sogar in der klimatologischen Betrachtung manifestiert. Zusätzlich konnte ich zeigen, dass die Rossbywellenzüge, welche man mittels der Methode nach Zimin u. a. (2003) erhält, teilweise stärker vom Wellenleiter distanziert sind. Anhand von drei Beispielfällen habe ich gezeigt, dass die Ursache dafür in einer fehlerhaften Darstellung der Rossbywellenzüge durch die Methode nach Zimin u. a. (2003) begründet ist. Ausgehend von den Untersuchungen in dieser Arbeit, würde ich zur Untersuchung der Dynamik von Rossbywellenzügen, trotz anderer Nachteile, die Verwendung der Methode nach Zimin u. a. (2006) empfehlen.

Ein Nachteil der Methode nach Zimin u. a. (2006), neben dem höheren Rechenaufwand, besteht in der notwendigen Kenntnis der Hintergrundströmung. In dieser Arbeit habe ich die Hintergrundströmung über einen 30 Tage Tiefpassfilter bestimmt. Im Fall der Untersuchung von Vorhersagefehlern ist diese Vorgehensweise nicht möglich, da die Zeitreihe zur Bestimmung des Hintergrundes stets durch die Länge des Vorhersagezeitraums limitiert ist. In Prof. Changs Arbeitsgruppe, an der Universität von Stony Brook, wird deshalb ein nichtzentriertes gleitendes zeitliches

Mittel von 14 Tagen mit den vorhergehenden 10 Tagen und den folgenden 4 Tagen verwendet. Ich habe dieses Vorgehen auf die GFS Vorhersagedaten angewandt. Diese stehen für einen Vorhersagezeitraum bis zu 15 Tage zur Verfügung. Auf diese Weise können Rossbywellenzüge durch das oben beschriebene Vorgehen bis zu einem Vorhersagezeitraum von 11 Tagen untersucht werden. Die Ergebnisse sehen vielversprechend aus. Allerdings werden bei größeren Vorhersagezeiten geringere Auflösungen verwendet. Inwieweit sich dies auf die Darstellung der Rossbywellenzüge auswirkt, gilt es noch zu untersuchen. Zusätzlich sind die meisten Vorhersagezeiträume der anderen numerischen Wettervorhersagemodelle auf 10 Tage begrenzt, was durch das oben beschriebene Vorgehen eine maximale Vorhersagezeit von 6 Tagen erlauben würde. Aus diesem Grund habe ich für die Untersuchungen zur Vorhersage von Rossbywellenzügen auf die Methode nach Zimin u. a. (2003) zurückgegriffen.

Zusätzlich habe ich gezeigt, dass bei der Methode nach Zimin u. a. (2006), unter Verwendung des Windfelds senkrecht zur Hintergrundströmung, bessere Ergebnisse erzielt werden als bei Verwendung des Meridionalwindes. Gleiches scheint auch für die Methode nach Zimin u. a. (2003) zu gelten. Allerdings habe ich die Auswirkungen dieser Modifikation bei der Methode nach Zimin u. a. (2003) nicht eingehend untersucht und möchte deshalb auch keine endgültige Wertung dafür geben. Die Verwendung des Windfelds senkrecht zur Hintergrundströmung erscheint auch vom theoretischen Verständnis der Aufteilung des Signals in Welle und Hintergrundströmung plausibler. Darüber hinaus habe ich eine Wellenzahlanpassung für die Methode nach Zimin u. a. (2006) vorgenommen, da durch die darin angegebene Stromlinienberechnung das vorgegebene Wellenzahlfenster für die Rossbywellenzüge, insbesondere in den nördlicheren Breiten, abgesenkt wird. Durch die Wellenzahlanpassung kann das ursprünglich vorgegebene Wellenzahlfenster zur Untersuchung der Rossbywellenzüge verwendet werden. Mir ist jedoch nicht ganz klar, ob dieses Vorgehen vorteilhaft ist oder ob die Absenkung der Wellenzahlen durch die Methode nach Zimin u. a. (2006) letztendlich die Kontinuität in der Darstellung von Rossbywellenzügen verbessert. Allerdings werden durch diese Wellenzahlabsenkung häufiger blockierende Rücken als Teil der Welle interpretiert. Ich habe mit den Leuten aus Prof. Changs Arbeitsgruppe über diesen Effekt diskutiert. Teilweise beobachten sie in der Tat untypische Rossbywellenzüge, die genau durch diesen beschriebenen Effekt erklärt werden können. Andererseits ist es jedoch auch schwierig festzulegen, wie und durch welche Wellenzahlen die untersuchten Rossbywellenzüge am sinnvollsten definiert werden sollten. Dies gilt insbesondere für die sich zeitlich langsamer entwickelnden, stärkeren Rücken. Bei diesen ist nicht immer klar, ob sie als Teil des sich ausbreitenden Rossbywellenzugs identifiziert werden sollten.

Etwas unbefriedigend sind die in der Literatur unterschiedlich gewählten Wellenzahlfenster zur Untersuchung von Rossbywellenzügen. Durch diese unterschiedlichen Definitionen eines Rossbywellenzugs wird ein Vergleich der Ergebnisse erschwert. Aus Gründen der Vergleichbarkeit mit den Resultaten aus Glatt und Wirth (2014) habe ich das darin verwendete Wellenzahlfenster von [4, 15] ohne eigene weitere Untersuchungen übernommen. Dieses Wellenzahlfenster wurde ausgehend von der Darstellung des Elbeflut-Rossbywellenzugs bei Variation der verwendeten Wellenzahlen abgeleitet. Es wäre wünschenswert einmal explizit zu untersuchen, wie die Verteilung des Leistungsspektrums des zugrundeliegenden Wellensignals im Wellenzahl-Frequenz-Raum aussieht. Ausgehend von dieser Verteilung könnte man für eine klimatologische Untersuchung, eine etwas objektivere Entscheidung zur

Wahl eines zu empfehlenden Wellenzahlfensters ableiten. Wahrscheinlich sind die Übergänge jedoch zu kontinuierlich um eine tatsächlich objektive sinnvolle Entscheidung treffen zu können.

Bei vielen Methoden zur Darstellung von Rossbywellenzügen wird von der Annahme ausgegangen, dass Rossbywellenzüge durch beinahe ebene Wellenpakete beschrieben werden können. Von dieser Annahme wird auch in den Methoden nach Zimin u. a. (2003), Zimin u. a. (2006) und dem in dieser Arbeit verwendeten Wellenaktivitätsfluss ausgegangen. Es ist allerdings bekannt, dass Tröge tendenziell schmaler sind als Rücken. Durch diese Asymmetrie kam es, durch häufiges unerwünschtes Auseinanderbrechen eigentlich zusammengehöriger Rossbywellenzüge, zu Schwierigkeiten bei der automatischen objektiven Rossbywellenzug-Identifikationsmethode nach Glatt (2012). Teilweise kann dieses Problem durch die Anwendung von Glättungsverfahren reduziert werden. Allerdings ist die Ursache dieser Asymmetrie, welche durch die semigeostrophische Theorie erklärt werden kann, bekannt. Anstelle zu glätten, habe ich in dieser Arbeit die zugrundeliegenden Felder so transformiert, dass die Gültigkeit der Annahme beinahe ebener Wellenpakete wiederhergestellt wird. Dadurch können die verwendeten Methoden wieder in ihrem Gültigkeitsbereich angewendet werden. Die dazu notwendige semigeostrophische Koordinatentransformation geht auf Hoskins (1975) zurück. Für die optimale Anwendung auf die zu untersuchenden Rossbywellenzüge habe ich diese Transformation noch modifiziert. Ich habe gezeigt, dass mit Hilfe dieser Transformation die Darstellung von Rossbywellenzügen in einigen Fällen erheblich verbessert werden konnte. Nichtsdestotrotz kann es in manchen Fällen sogar zu einer Verschlechterung der Darstellung kommen. Durch die allgemein bekannte Trog-Rücken-Asymmetrie ist im statistischen Sinne jedoch eine Verbesserung bei Anwendung der semigeostrophischen Koordinatentransformation zu erwarten. Ich habe in dieser Arbeit darüber hinaus erwähnt, wie man die Darstellung von Rossbywellenzügen durch diese Transformation weiter verbessern könnte. Dazu habe ich einen Parameter zwischen null und eins vorgeschlagen, welcher die Stärke der Transformation angeben soll. Im Fall einer Trog-Rücken-Asymmetrie sollte bei Anwendung der Hilberttransformation des Windfeldes, die Varianz des Einhüllendefeldes im Bereich des Rossbywellenzugs höher ausfallen als im Fall eines beinahe ebenen Wellenpakets. Je nachdem wie stark sich die Varianz des Einhüllendefeldes im Bereich des Rossbywellenzugs durch die Transformation erniedrigen lässt, kann der Parameter zur Steuerung der Transformation gewählt werden. Auf diese Weise könnten die Fälle, bei der die Anwendung der Transformation zu einer Verschlechterung führt, erkannt und die Transformation unterbunden werden. Das Varianzkriterium basiert allerdings auf theoretischen Überlegungen. Ob und inwieweit es für tatsächliche Rossbywellenzüge anwendbar ist oder ob nicht doch ein anderes Kriterium sinnvoller sein könnte, habe ich in dieser Arbeit nicht untersucht.

ZUSÄTZLICHER NUTZEN DES WELLENAKTIVITÄTSFLUSSES

Für die Untersuchungen in dieser Dissertation hat sich der Wellenaktivitätsfluss (WAF) nach Takaya und Nakamura (2001) ($F_{\text{TN}01}$) als eine geeignete Flussformulierung herausgestellt. Ursprünglich sollte der Fluss $F_{\text{TN}01}$ einen wichtigen Bestandteil dieser Dissertation ausmachen. Einige Aspekte von $F_{\text{TN}01}$ und des WAF im Allgemeinen, haben sich jedoch als relativ schwierig herausgestellt. Beispielsweise ist

die Rückführung der Divergenz des WAF auf die Quellen und Senken von Rossbywellenzügen durch die Nichtlinearitäten in der Entwicklung real auftretender Rossbywellenzüge nicht direkt möglich. Auch ist $F_{\text{TN}01}$ relativ verrauscht und wurde deshalb nicht wie geplant als zugrundeliegende Größe im Trajektorienprogramm verwendet.

Trotz der erwähnten Nachteile von $F_{\text{TN}01}$ handelt es sich dabei um eine konzeptionell vielversprechende Größe, die einen tieferen Einblick in die Dynamik von Rossbywellenzügen liefert. In dieser Dissertation habe ich diesbezüglich vor allem die zusätzliche Richtungsinformation in dieser Diagnostik ausgenutzt. Ich habe gezeigt, dass diese zusätzliche Information ein genaueres Bild der Rossbywellenzug-Entwicklung erlaubt und für nah beieinander liegenden Rossbywellenzügen eine Aussage über die Zusammengehörigkeit dieser Rossbywellenzüge geben kann. Eine derartige Aussage ist durch die anderen Methoden nicht möglich. Die Richtungsinformation von $F_{\text{TN}01}$ könnte aus diesem Grund zukünftig in dem Trajektorienprogramm als zusätzliches Kriterium für eine Zuordnung von Rossbywellenzügen verwendet werden (mehr dazu jedoch im Abschnitt über das Trajektorienprogramm). Darüber hinaus konnte ich zeigen, dass der WAF $F_{\text{TN}01}$ im Übergang zu nichtlinearen Prozessen, ein besseres Bild von den tatsächlich stattfindenden Prozesse und der Herkunft von Wellenaktivität liefert (im Vergleich zu den Methoden nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006)).

Darüber hinaus kann der Wellenaktivitätsfluss auch genutzt werden, um das Einsetzen von Wellenbrechen anzuzeigen. Dazu habe ich vorgeschlagen, den Winkel zwischen $F_{\text{TN}01}$ und der Hintergrundströmung zu verwenden. Bei großen Winkeln über 45° wird Wellenaktivität nicht hauptsächlich entlang des Wellenleiters transportiert, sondern von diesem weg. Dieses untypische Rossbywellenzug-Verhalten wird auch gehäuft im Fall von brechenden Rossbywellenzügen beobachtet. Ich habe diese Maßzahl, zur Aussage über die Wahrscheinlichkeit zum Einsetzen von Wellenbrechen, bereits mit Erfolg (subjektiv) auf die GFS Vorhersagedaten angewandt. Die Ergebnisse sahen recht vielversprechend aus, wurden aber im Rahmen dieser Dissertation nicht weiter vertieft.

Desweiteren habe ich den WAF $F_{\text{TN}01}$ dazu genutzt, den Aufbau oder die Aufrechterhaltung von Blockadehochs zu untersuchen. Diese Untersuchungen sind, auf Grund der zugrundeliegenden nichtlinearen Dynamik, sehr komplex. Um dennoch eine Aussage diesbezüglich treffen zu können, habe ich die Nettokonvergenz der Zonalkomponente von $F_{\text{TN}01}$ (nach dem Mechanismus nach Shutts (1983)) im Bereich um einem Blockadehoch herum berechnet. Bei der Nettokonvergenz handelt es sich um die, über einen bestimmten räumlichen Bereich, gemittelte Konvergenz von $F_{\text{TN}01}$. Dabei hat sich als notwendiger Schritt herausgestellt, die Nettokonvergenz nicht innerhalb einer festen räumlichen Box in einem bestimmten Gebiet zu berechnen, sondern in einer Box die mit dem Zentrum des Blockadehochs in der Zeit verschoben werden kann. Die Untersuchungen konnten aus Zeitgründen nicht mehr in die Dissertation aufgenommen werden. Ich denke aber, dass der $F_{\text{TN}01}$ diesbezüglich hilfreiche Ergebnisse liefern könnte.

ENTWICKLUNG EINER TRAJEKTORIENBASIERTEN KLIMATOLOGIE VON ROSSBYWELLENZÜGEN

Der Hauptteil meiner Dissertation bestand in der Entwicklung einer trajektorienbasierten Klimatologie. Die Rossbywellenzüge werden in der Zeit in den Längengrad-Breitengrad-Feldern verfolgt. Die Idee des Trajektorienprogramms war es, dieses so einfach wie möglich mit so wenig Kriterien wie möglich zu halten. Gleichzeitig wollte ich auf eine Glättung der Signale verzichten. Um dennoch die Problematik des Auseinanderbrechens eigentlich zusammengehöriger Rossbywellenzüge zu verhindern, wurde bereits vorab die semigeostrophische Koordinatentransformation angewendet. Nichtsdestotrotz ist die Trajektorienberechnung von Rossbywellenzügen auf Grund häufigen Auseinanderbrechens und Verschmelzens von Rossbywellenzügen eine Herausforderung. Diesbezüglich habe ich einigen Aufwand in die Entwicklung eines Schwellenwertkonzeptes gesteckt. Der hier entwickelte Schwellenwert stellt eine Kombination aus relativem und absolutem Schwellenwert dar. Durch die Kombination dieser unterschiedlichen Schwellenwerte kann ein Großteil der Nachteile beider Schwellenwerte beseitigt werden. Der resultierende Schwellenwert lässt sich in alle Jahreszeiten anwenden. Durch die gleichzeitige Verwendung zweier Schwellenwerte, konnte die Abhängigkeit der Trajektorien von der genauen Wahl der Schwellenwerte reduziert werden. Der höhere der beiden Schwellenwerte definiert den Rossbywellenzug als Objekt, der niedrigere bestimmt die Zuordnung von Rossbywellenzug-Objekten zu einem zusammenhängenden Rossbywellenzug.

Mit dem vorgestellten Trajektorienprogramm habe ich für den ERA Interim Zeitraum eine Rossbywellenzug-Klimatologie erstellt und mit den Klimatologien von Glatt und Wirth (2014) und Souders u. a. (2014) verglichen. Durch eine große Übereinstimmung der Resultate konnte die Robustheit der Aussagen darin gezeigt werden. Darüber hinaus habe ich eine neue Form der Darstellung von Rossbywellenzügen entwickelt, bei der die objektbasierten Eigenschaften der Rossbywellenzüge als Funktion der normierten Lebenszeit beziehungsweise der zurückgelegten normierten Trajektorienstrecke dargestellt werden. Auf diese Weise können Rossbywellenzüge explizit zu den unterschiedlichen Lebensphasen (Entstehung, Ausbreitung und Zerfall) untersucht werden. Besonders hilfreich ist diese Darstellung bei einer Aufteilung der Rossbywellenzüge in unterschiedliche Klassen mit sinnvoll gewählten gemeinsamen Eigenschaften, wie zum Beispiel minimalen Lebenszeiten, Entstehungsregionen oder unterschiedlichen globalen Strukturindizes. Ein Vergleich zwischen den Lebenszyklen der Rossbywellenzüge solcher unterschiedlichen Klassen kann meiner Meinung nach einen tieferen Einblick in die Entwicklung und das Verhalten von Rossbywellenzügen geben, als dies zum Beispiel im Fall einer Darstellung der gemittelten Rossbywellenzug-Eigenschaften für die unterschiedlichen Regionen möglich ist.

Als Rossbywellenzug-Eigenschaften habe ich mir neben der Fläche, der mittleren Amplitude und den Ort des Rossbywellenzugs (basierend auf der SAL-Methode nach Wernli u. a. (2008)) noch weitere Eigenschaften überlegt. Als sinnvoll hat sich meiner Meinung nach die Verwendung des meridionalen Gradienten des Hintergrundgeopotentials erwiesen. Dabei handelt es sich zwar um keine Eigenschaft des Rossbywellenzugs an sich, aber wie in dieser Arbeit gezeigt, ist die Entwicklung des Rossbywellenzugs und dessen Eigenschaften stark durch den Hintergrundzustand geprägt. Als Maß zur Wahrscheinlichkeit von Wellenbrechen habe ich eine weitere Größe eingeführt, die die Kompaktheit des Rossbywellenzugs angibt. Ich

habe gezeigt, dass bei dieser Größe ein enger Zusammenhang zu auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen besteht. Damit ist diese Größe besser als die Amplitude des Rossbywellenzugs geeignet, um die Wahrscheinlichkeit von Wellenbrecheignissen in bestimmten Klassen von Rossbywellenzügen abzuleiten. Inwieweit ein Zusammenhang zwischen auseinanderbrechenden Rossbywellenzügen im Trajektorienprogramm und tatsächlich brechenden Rossbywellenzügen besteht, habe ich in dieser Arbeit allerdings nicht gezeigt. Dies wäre ein wichtiger nächster Schritt. Darüber hinaus habe ich die Konturstruktur verwendet um die Sensitivität des Trajektorienprogramms von leicht variablen Schwellenwerteinstellungen abzuschätzen. Nach dieser Argumentation könnte die Konturstruktur auch in einem Ensemble zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen und der großskaligen Strömung genutzt werden, da diese Größe besonders hohe Werte im Fall komplexer Strömungen und Tendenzen zum Wellenbrechen anzeigt. Als eine weitere mögliche Eigenschaft könnte man den meridionalen Wärmetransport innerhalb des Rossbywellenzugs berechnen. Damit könnte eine Separation von stark baroklinen Wellen zu den sonstigen Rossbywellenzügen vorgenommen werden. Inwieweit das Sinn ergibt ist mir noch nicht ganz klar, aber das wäre die nächste Eigenschaft die ich zu verstehen versucht und möglicherweise in das Trajektorienprogramm eingebaut hätte.

Ursprünglich bestand der Plan, als zugrundeliegende Größe des Trajektorienprogramms, den Wellenaktivitätsfluss und nicht die Methoden nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) zu verwenden. Diesen Plan habe ich jedoch aufgegeben, da der Wellenaktivitätsfluss ein zu verrauschteres Signal darstellt und dadurch ein stärkeres Glätten notwendig wäre um noch sinnvolle Trajektorien zu erhalten. Durch starkes Glätten könnte aber gerade die zusätzliche sinnvolle Information über die Ausbreitungsrichtung der Rossbywellenzüge verloren gehen. Daraus entstand die Idee einer Hybridmethode, die die Methode nach Zimin u. a. (2003) mit dem WAF F_{TN01} kombinieren sollte. Dadurch hätte die Information des Wellenaktivitätsflusses genutzt werden können, um bei einem möglichen Verschmelzen von Rossbywellenzügen über die dynamische Zusammengehörigkeit der verschmelzenden Rossbywellenzüge zu entscheiden. Auch sollte mit dem Wellenaktivitätsfluss ein Maß zum Anzeigen von möglichen Wellenbrechen integriert werden. Der Wellenaktivitätsfluss könnte durch die Richtungsinformation bereits frühzeitiger mögliches Wellenbrechen anzeigen, als das mit der Konturstruktur möglich ist. Allerdings haben sich die beiden Methoden nach Zimin u. a. (2003) und F_{TN01} zum Teil relativ stark unterschieden. Die Maxima in den Wellensignalen lagen teilweise sogar in voneinander separierten Regionen. Nach den detaillierten Untersuchungen der Methoden nach Zimin u. a. (2003) und Zimin u. a. (2006) würde ich die starken Unterschiede (zwischen der Methode nach Zimin u. a. (2003) und $F_{(\text{TN01},\text{stat})}$) vor allem auf die unkorrekte Darstellung von Rossbywellenzügen mit meridionaler Ausrichtung, durch die Methode nach Zimin u. a. (2003) zurückführen. Bei der Anwendung der Methode nach Zimin u. a. (2006) und $F_{(\text{TN01},\text{stat})}$ auf die Vorhersagen des GFS-Modells, konnte weitestgehend eine gute Übereinstimmungen zwischen diesen Methoden festgestellt werden. Auf Grund dieser Übereinstimmungen erscheint die Entwicklung einer Hybrid-Methode zwischen diesen möglich. Dies könnte weitere Einblicke in die Dynamik der Rossbywellenzüge liefern.

Ein wichtiges Ergebnis dieser Dissertation besteht in der Erzeugung einer Rossbywellenzug-Klimatologie. Mit dieser kann das grundlegende Verhalten der Rossbywellenzüge dargestellt werden. Darüber hinaus kann die Betrachtung einzelner Rossbywellenzug-Klassen ein weiteres Verständnis zum Verhalten von Rossbywel-

lenzügen liefern. So kann man sich fast unbegrenzt Klassen an Rossbywellenzüge, also Rossbywellenzüge mit gemeinsamen speziellen Eigenschaften, überlegen und sich deren Entwicklung als auch die Unterschiede in den Entwicklungen zu anderen Rossbywellenzug-Klassen betrachten. Die Schwierigkeit dabei besteht hauptsächlich in einer sinnvollen Definition von Rossbywellenzug-Klassen. Diesbezüglich habe ich bereits einige Möglichkeiten aufgezeigt, die ein tieferen Einblick in das Verhalten von Rossbywellenzügen geben können, wie der Regionenabhängigkeit, der Abhängigkeit von der Lebenszeit oder der Stärke der Rossbywellenzüge, der Aufteilung nach brechenden und nichtbrechenden Rossbywellenzügen, usw. Den Idee zur Aufteilung nach den globalen Strukturindizes habe ich aus Souders u. a. (2014) aufgegriffen. In dieser Arbeit habe ich zunächst den Zusammenhang der Entwicklungen und Zugbahnen von Rossbywellenzügen mit dem Wert in den globalen Strukturindizes gezeigt. Allerdings ist eine Separation zwischen der Entwicklung/Zugbahn eines Rossbywellenzugs und dem globalen Strukturindex nur schwer möglich, da diese Größen voneinander abhängen beziehungsweise sich sogar gegenseitig definieren. Dennoch halte ich das Konzept der Rossbywellenzug-Betrachtung in Abhängigkeit der globalen Strukturindizes für vielversprechend. Ich habe diesbezüglich eine Argumentationskette präsentiert, wie ein starker AO-Index günstig zur Ausbildung extrem starker Rossbywellenzüge ist, die wiederum durch ihre Entwicklung mit starkem Wellenbrechen einen Wechsel des AO-Index zu negativen Werten verursachen können. Der negative AO-Index gibt dann wiederum das wahrscheinlichste Verhalten der folgenden Rossbywellenzüge vor. Vorausgesetzt die präsentierte Argumentationskette ist korrekt und man versteht besser die genaue Entwicklung der Rossbywellenzüge und deren Rückkopplung auf die Strukturindizes, so könnte man diese nutzen, um die großskalige Strömungsentwicklung und das wahrscheinlichste Verhalten von Rossbywellenzügen abschätzen können. Dieser Gedanke zielt vor allem auf die Möglichkeit einer längerfristigen großräumigen Strömungsvorhersage durch die Kopplung der Strukturindizes mit den Rossbywellenzügen ab. Aus diesem Grund habe ich die globalen Strukturindizes auch für die Untersuchungen zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen verwendet.

UNTERSUCHUNG DER DARSTELLUNG VON ROSSBYWELLENZÜ- GEN IN EINEM NUMERISCHEN WETTERVORHERSAGEMODELL

Die Darstellung von Rossbywellenzügen in numerischen Wettervorhersagemodellen wird in dieser Arbeit mittels objektbasierten Fehlermaßen untersucht. Während Standardfehlermaße wie der ACC eine falsche Phasenlage innerhalb des Rossbywellenzugs als schlechte Vorhersage charakterisieren, kann mittels der objektbasierten Fehleranalyse das grundlegende Verständnis zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen untersucht werden. Der ACC ist für die Validierung der Wettervorhersage relevanter, da eine leicht verschobene vorhergesagte Phasenlage innerhalb des Rossbywellenzugs völlig anderes Wetter bedeuten könnte. Die Fragestellungen bei der objektbasierten Fehleranalyse orientieren sich vielmehr daran, inwieweit die Vorhersage in der Lage war ein ähnlich starkes Wellensignal zu produzieren, an welchem Ort das Wellensignal vorhergesagt wurde oder ob die Vorhersage generell in der Lage ist, Prozesse wie einsetzendes Wellenbrechen zu produzieren. Ein wichtiges Ergebnis aus Prestel (2012) bestand darin, dass Rossbywellenzüge in der ECMWF Vorhersage für das Jahr 2008 zu klein, zu schwach und tendenziell zu weit

im Norden für den kompletten Vorhersagezeitraum von 1 bis 10 Tagen vorhergesagt werden. Die objektbasierten Fehlermaße sind jedoch nicht einfach zu interpretieren, und bei der Fehlerdarstellung kann man durch das Vorgehen in der Fehleranalyse, scheinbare systematische Fehler in den Vorhersagen erzeugen. Dies habe ich im Detail in dieser Arbeit untersucht und aufgezeigt. Die Ergebnisse aus Prestel (2012) konnten für einen erweiterten Zeitraum von zehn Jahren (2001-2011) für kleine Vorhersagezeiten (bis etwa 6 Tagen) bestätigt werden. Für größere Vorhersagezeiten weisen die Ergebnisse der verwendeten Fehleranalyse allerdings keine Robustheit auf.

Darüber hinaus habe ich versucht, mögliche Ursachen für die systematischen Fehler in der ECMWF Vorhersage auszumachen. Dabei zeigte sich, dass die Stärke des Meridionalwindes in den Vorhersagen für alle Breitengrade bis zu einer Vorhersagezeit von etwa 6 Tagen kontinuierlich abnimmt. Damit erwartet man auch eine zu geringe Stärke und zu kleine Flächen der vorhergesagten Rossbywellenzüge. Die Vermutung einer Zonalisierung der Strömung konnte nicht bestätigt werden. Als mögliche Ursache könnte ein zu hoch vorhergesagtes Tropopausenniveau in Frage kommen. Dies könnte sowohl die zu schwach und zu klein, als auch die zu weit im Norden vorhergesagten Rossbywellenzüge erklären. Zur letztendlichen Klärung, ob es sich dabei tatsächlich um die Ursache der systematischen Fehler handelt, ist aber eine gezielte Untersuchung diesbezüglich nötig.

In der Arbeit habe ich desweiteren die Analyse der Vorhersagefehler in das Trajektorienprogramm integriert, um die Fehler in Abhängigkeit der Entwicklungsphase des Rossbywellenzugs zu untersuchen. Dabei konnte ich zeigen, dass die systematischen Fehler über den kompletten Lebenszyklus des Rossbywellenzugs existieren. Daneben konnte jedoch auch gezeigt werden, wie stark die einzelnen Fehlerdarstellungen für größere Vorhersagezeiten vom Entwicklungsstadium des Rossbywellenzugs abhängen, und zwar unabhängig von der Qualität der Vorhersage. Eine Aussage über die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen unterschiedlicher Rossbywellenzug-Klassen ist dadurch relativ schwierig, da unterschiedlich langlebige oder unterschiedlich große Rossbywellenzüge ein unterschiedliches Fehlerverhalten aufweisen. Ich habe diesbezüglich ein Fehlermaß zur Aussage über die Vorhersagbarkeit entwickelt, das einen Vergleich zwischen allen verwendeten Rossbywellenzug-Klassen erlaubt.

Mit diesem Fehlermaß können dann unterschiedliche Klassen an Rossbywellenzügen auf ihre Vorhersagbarkeit untersucht werden. Wie schon im Fall der Rossbywellenzug-Klimatologie, gibt es auch hier zahlreiche Möglichkeiten, sinnvolle Rossbywellenzug-Klassen zu definieren. Ich habe zunächst allgemeine Aufteilungen untersucht und gezeigt, dass die Vorhersagbarkeit mit einer Zunahme in der Lebenszeit der Rossbywellenzüge zunimmt oder im Fall der Sommermonate eine reduzierte Vorhersagbarkeit besteht. Auch habe ich wieder eine Aufteilung nach den globalen Strukturindizes untersucht und gezeigt, dass im Fall eines positiven AO-Indexes eine größere Vorhersagbarkeit erreicht wird. Die Ursache geht wahrscheinlich auf die Hintergrundströmung zurück. Im Fall des positiven AO-Index existiert ein stärker ausgebildeter Gradient im Hintergrundgeopotential, also ein stärkerer Wellenleiter. Die Vermutung ist nun, dass dadurch ein eher lineares Verhalten der Rossbywellenzüge über große Bereiche von deren Lebenszyklen vorherrscht, wodurch die Vorhersagemodelle besser die Wellenentwicklung produzieren können. Im Fall des PNA-Index ist keine klare Aussage erkennbar, wobei hier wahrscheinlich noch eine Aufteilung in die verschiedenen Regionen wie Pazifik gegenüber Atlantik sinn-

voll erscheint. Ein Nachteil des vorgestellten Fehlermaßes zur Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen ist, dass dieser nicht auf alle Rossbywellenzug-Eigenschaften anwendbar ist.

Bei den Untersuchungen bezüglich der Vorhersage von Rossbywellenzügen habe ich zunächst eine objektbasierte Fehleranalyse entwickelt. Ein sinnvoller nächster Schritt wäre die Erweiterung der trajektorienbasierten Fehleranalyse auf Ensemblevorhersagen. Während in dieser Arbeit die Fehleranalyse für eine einheitliche Vorhersagezeit untersucht wurde, könnte man zusätzlich noch die Fehlerentwicklung mit zunehmender Vorhersagezeit untersuchen. Dies ist jedoch als zusätzliche Untersuchung und nicht als Alternative zu sehen. Denn nur über die einheitliche Vorhersagezeit lässt sich die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen zu den unterschiedlichen Phasen innerhalb des Lebenszyklusses untersuchen. Bei den Untersuchungen mit zunehmender Vorhersagezeit ist allerdings noch die Frage zu klären, wie die Fehlerdarstellung erfolgen soll. In dieser Arbeit habe ich stets den Vorhersagefehler entlang der Trajektorie des Reanalysewellenzugs berechnet. Alternativ könnte man jedoch die Trajektorien der Vorhersage-Rossbywellenzüge mitsamt ihren Eigenschaften berechnen und dann mit der Trajektorie des entsprechenden Rossbywellenzugs aus der Reanalyse vergleichen. Durch die Kenntnis der Trajektorien der Rossbywellenzüge in der Vorhersage könnte gleichzeitig das Problem der Fehlerberechnung bei ausbleibender Überlappung zwischen Reanalyse-Rossbywellenzug und Vorhersage-Rossbywellenzug gelöst werden, da auf diese Weise stets bekannt wäre ob die Vorhersage keinen Rossbywellenzug erzeugt hat oder dieser einfach nur verschoben zum Reanalyse-Rossbywellenzug vorhergesagt wurde. Allerdings hat man dann das Problem, dass sich die Trajektorien teilweise auch deutlich unterscheiden können. Ob diese Zuordnung einfacher ist, muss untersucht werden. Um die Vorhersagbarkeit von Rossbywellenzügen darzustellen, kann ebenfalls auf die Ensemblevorhersagen zurückgegriffen werden. Für die Ensemblevorhersagen des amerikanischen Global-Modells GFS hatte ich dies bereits begonnen. Dabei habe ich die Vorhersagbarkeit der Rossbywellenzüge über die Verteilung/Streuung der Ensemblemitglieder dargestellt. Für eine feste Vorhersagezeit kann die Verteilung der Rossbywellenzüge der verschiedenen Ensemblemitglieder genutzt werden, um eine Aussage über die Auftrittswahrscheinlichkeit eines Rossbywellenzugs zu machen. Desweiteren können die verschiedenen Rossbywellenzug-Eigenschaften auch in sogenannten Rauchfahnen-Diagrammen dargestellt werden. Darüber lässt sich relativ einfach erkennen, mit welcher Unsicherheit die Entwicklung der einzelnen Rossbywellenzeigenschaften behaftet ist, beziehungsweise wie wahrscheinlich überhaupt die Ausbildung eines Rossbywellenzugs ist.

VERBINDUNG ZWISCHEN ROSSBYWELLENZÜGEN UND EXTREM- WETTEREIGNISSEN

Obwohl die Verbindung zwischen Rossbywellenzügen und Extremwetterereignissen die Motivation zur Untersuchung von Rossbywellenzügen in dieser Arbeit dargestellt hat, wurde diese Verbindung in dieser Arbeit nicht untersucht. Allerdings habe ich die Methode nach Zimin u. a. (2003) und den F_{TNO1} auf die Extremwetteruntersuchungen von Wirth und Eichhorn (2014) angewandt. Bei dieser Kompositanalyse wurde gezeigt, dass tiefen Bodendruckwerten über Europa ein Rossbywellenzug vorausgeht, der bereits 6 Tage zuvor über dem Ostpazifik und Nordamerika erkenn-

bar ist und anschließend sich bis zum Tag der tiefen Bodendruckwerte nach Europa ausbreitet. Allerdings sind die Zusammenhänge komplizierter und das Komposit des Meridionalwindes stellt meiner Meinung nach zwei grundlegend verschiedene Szenarien dar, die mittels dieser Diagnostik nicht voneinander getrennt werden. Sowohl die Methode nach Zimin u. a. (2003) als auch der F_{TN01} zeigen komplexere Verhältnisse und unterschiedliche Szenarien die die Entwicklung einer starken Bodenzyklone begünstigen. Der F_{TN01} hat zudem die Bedeutung brechender Rossbywellenzüge diesbezüglich hervorgehoben. Allerdings kann diese Art der Kompositanalyse auch etwas irreführend sein. Durch die Existenz einer starken Bodenzyklone erzwingt man in gewisser Weise einen starken Trog und damit gehäuft ein Rossbywellenzug in dieser Region. Das bedeutet umgekehrt nicht, dass ein Rossbywellenzug verantwortlich zur Ausbildung einer starken Bodenzyklone ist. Dies wird in Wirth und Eichhorn (2014) ebenfalls thematisiert.

Nach Möglichkeit hätte ich gerne bezüglich der Kopplung von Rossbywellenzügen und Bodendruckzyklonen weitergeforscht. Allerdings wäre der Umfang dieser Untersuchung wohl im Rahmen einer weiteren Dissertation. Ein Nachteil der bisherigen Kopplungsuntersuchungen besteht meines Erachtens darin, einen festen Punkt zu wählen an dem ein bestimmtes Ereignis stattfand (wie eine starke Bodendruckzyklone, extremer Niederschlag) und diese Ereignisse mit den Entwicklungen in der oberen Troposphäre zu koppeln. Ich würde vielmehr vorschlagen, die Untersuchungen im mitbewegten System der möglichen Ursache zu betrachten. Man könnte also entlang der Trajektorie des Rossbywellenzugs die Entwicklung und relative Lage von Bodenzyklonen innerhalb des Einflussbereichs der Rossbywellenzüge untersuchen. Dadurch untersucht man direkt die dynamische Kopplung zwischen diesen Systemen. Davon ausgehend kann man für unterschiedliche Rossbywellenzug-Entwicklungen eventuell unterschiedliche Zyklonenentwicklungen separieren, oder umgekehrt die Rossbywellenzüge und deren Tendenz zum Wellenbrechen in Relation zu den interagierenden Zyklonen setzen. Außerdem ist man bei dieser Art der Untersuchung nicht an bestimmte Regionen gebunden, sondern die Analyse würde gleichzeitig auf dem kompletten Globus stattfinden.

Zusammen mit Jana Campa (KIT Karlsruhe) und Shira Raveh (ETH Zürich) bestand darüber hinaus das Vorhaben, die Bedeutung von atlantischen Rossbywellenzügen für niederschlagsintensive Zyklonen oder starke Zyklonogenese im Mittelmeerbereich zu untersuchen. Es ist bekannt, dass starke Zyklonogenese in der Mittelmeerregion häufig durch einen Trog in der oberen Troposphäre begünstigt wird. Es wäre interessant herauszufinden, ob ein solcher Trog Teil eines längerlebigen Rossbywellenzugs darstellt und falls ja, welche gemeinsamen Eigenschaften und Zugverhalten diese Rossbywellenzüge aufzeigen.

Darüber hinaus könnten die Lebenszyklen von Rossbywellenzügen mit den in deren Einflussbereich auftretenden Extremereignissen kombiniert werden. Die Extremereignisse lassen sich etwa an jedem Gitterpunkt über das 99. Perzentil definieren. Mit dieser Extremwertstatistik lässt sich dann untersuchen, inwieweit die Wahrscheinlichkeit eines Extremereignisses im Einflussbereich eines Rossbywellenzugs erhöht wird. Für die Untersuchungen von Extremereignissen kann es noch hilfreich sein, die Rossbywellenzüge analog zu der Überlegung für die Rossbywellenzug-Klimatologie oder der Vorhersagefehler in verschiedene Klassen zu unterteilen. Neben einfachen Kriterien wie der Lebenszeit eines Rossbywellenzugs kann eine Aufteilung auch hier wieder über globale Strukturindizes erfolgen.

Teil VII

ANHANG

A

LISTE DER VERWENDETEN BEGRIFFE, ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE

a	Erdradius: $a = 6371$ km
ACC	Standardmaß zur Bestimmung der Vorhersagequalität (englisch: „anomaly correlation coefficient“)
κ	Umrechnungsfaktor von Radian in Grad: $\kappa = 2\pi/360^\circ$
AO	Globaler Strukturindex zur Charakterisierung der Stärke des polaren Vortex (englisch: „Arctic Oscillation“)
Asymmetrischer Wellenzug	Siehe symmetrischer Wellenzug
LZ	Lebenszeit
PNA	Globaler Strukturindex zur Charakterisierung des pazifischen und nordamerikanischen Strömungsmusters (englisch: „Pacific/North American Oscillation“)
PV	Potentielle Wirbelstärke (englisch: „potential vorticity“)
sgKT	Semigeostrophische Koordinatentransformation
Symmetrischer Wellenzug	Dabei handelt es sich um einen Wellenzug, bei dem Tröge und Rücken eine annähernd gleiche räumliche Ausdehnung aufweisen und somit der Annahme eines beinahe ebenen Wellenpakets gerecht werden. Wird diese Annahme verletzt, wird der Wellenzug als asymmetrisch bezeichnet
v_{env}	Einhüllendenfeld des Meridionalwindes via Hilbert Transformation
WAF	Wellenaktivitätsfluss
F_{TNO1}	Wellenaktivitätsflussformulierung nach Takaya und Nakamura, 2001

B

ZUSÄTZLICHE ABBILDUNGEN ZU KAPITEL 6

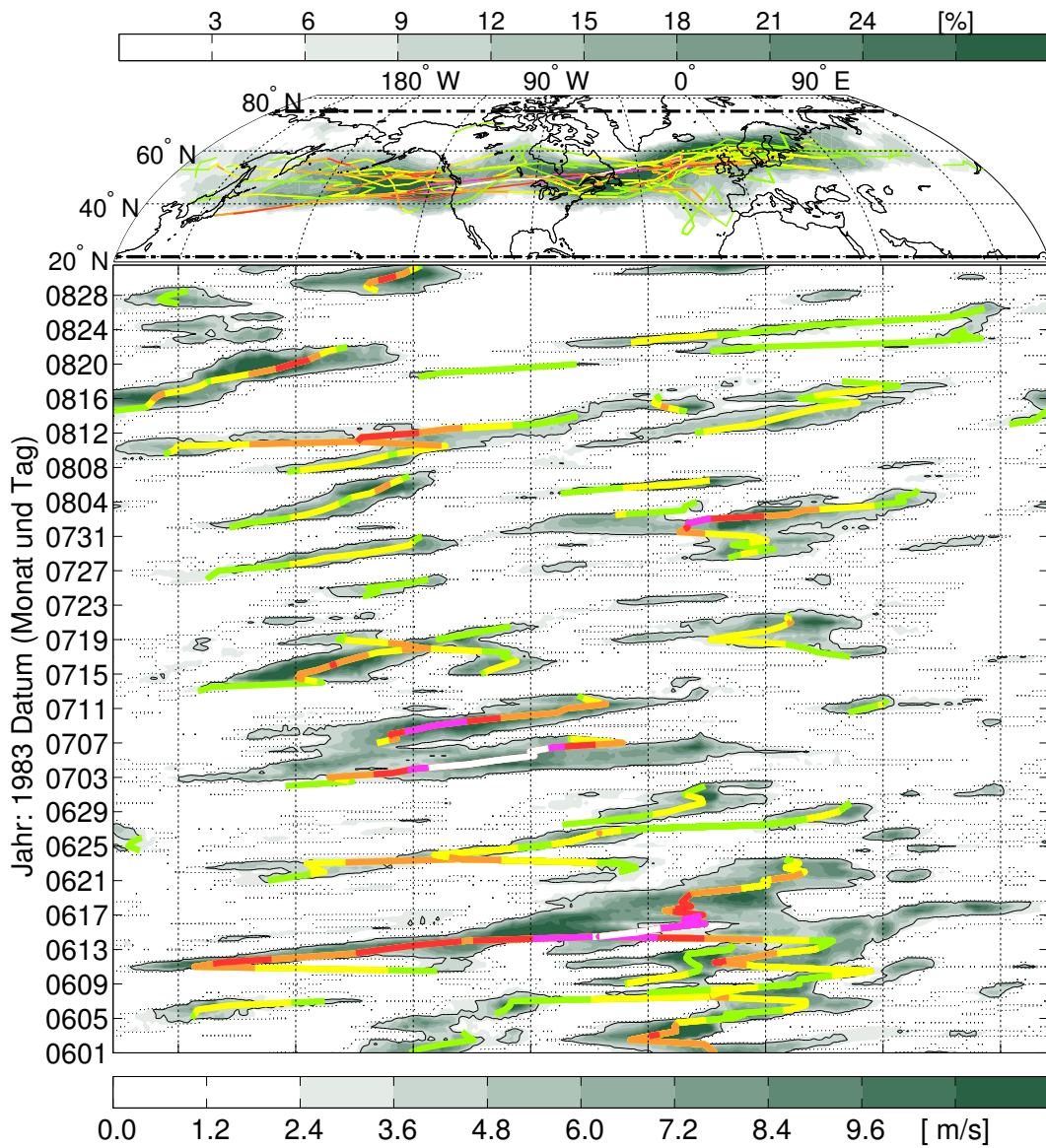


Abbildung B.1: Beschreibung wie in Abbildung 6.13, allerdings hier für den Sommer (Juni bis August) 1983.

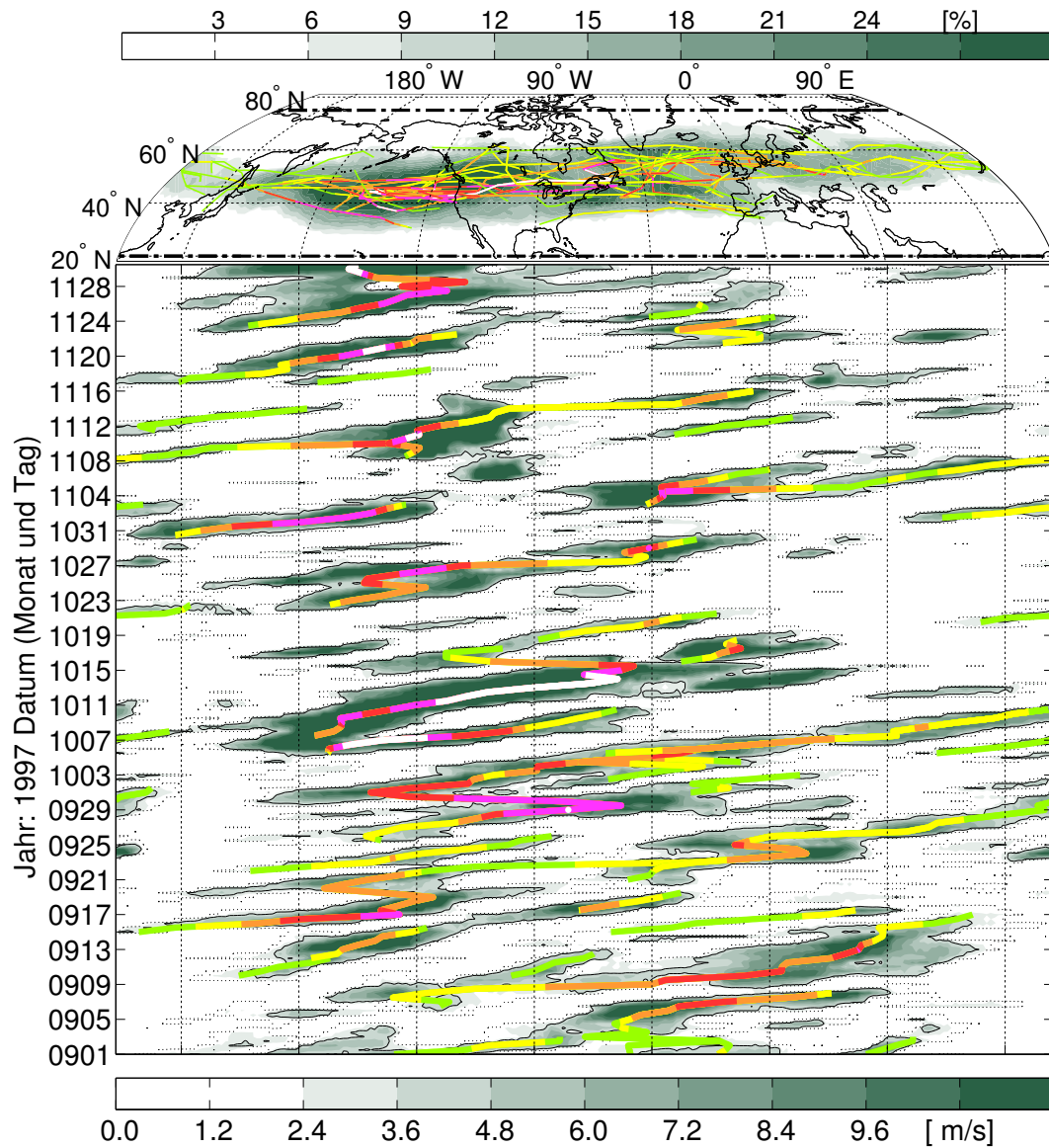


Abbildung B.2: Beschreibung wie in Abbildung 6.13, allerdings hier für den Herbst (September bis November) 1997.

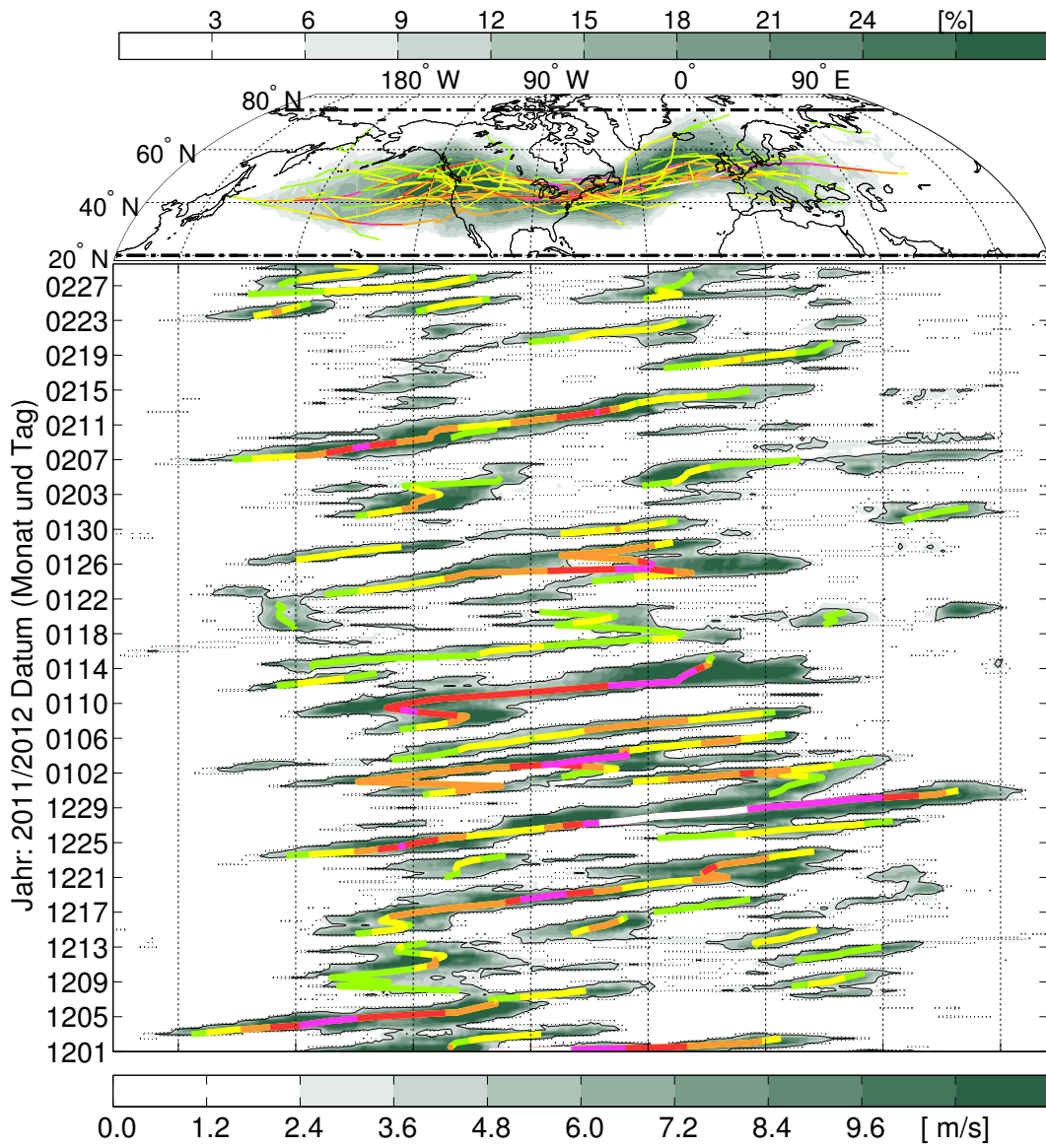


Abbildung B.3: Beschreibung wie in Abbildung 6.13, allerdings hier für den Winter (Dezember bis Februar) 2011/2012.

C

ABBILDUNGEN ZUR RWZ-
KLIMATOLOGIE NACH ZIMIN U.A.
(2003)

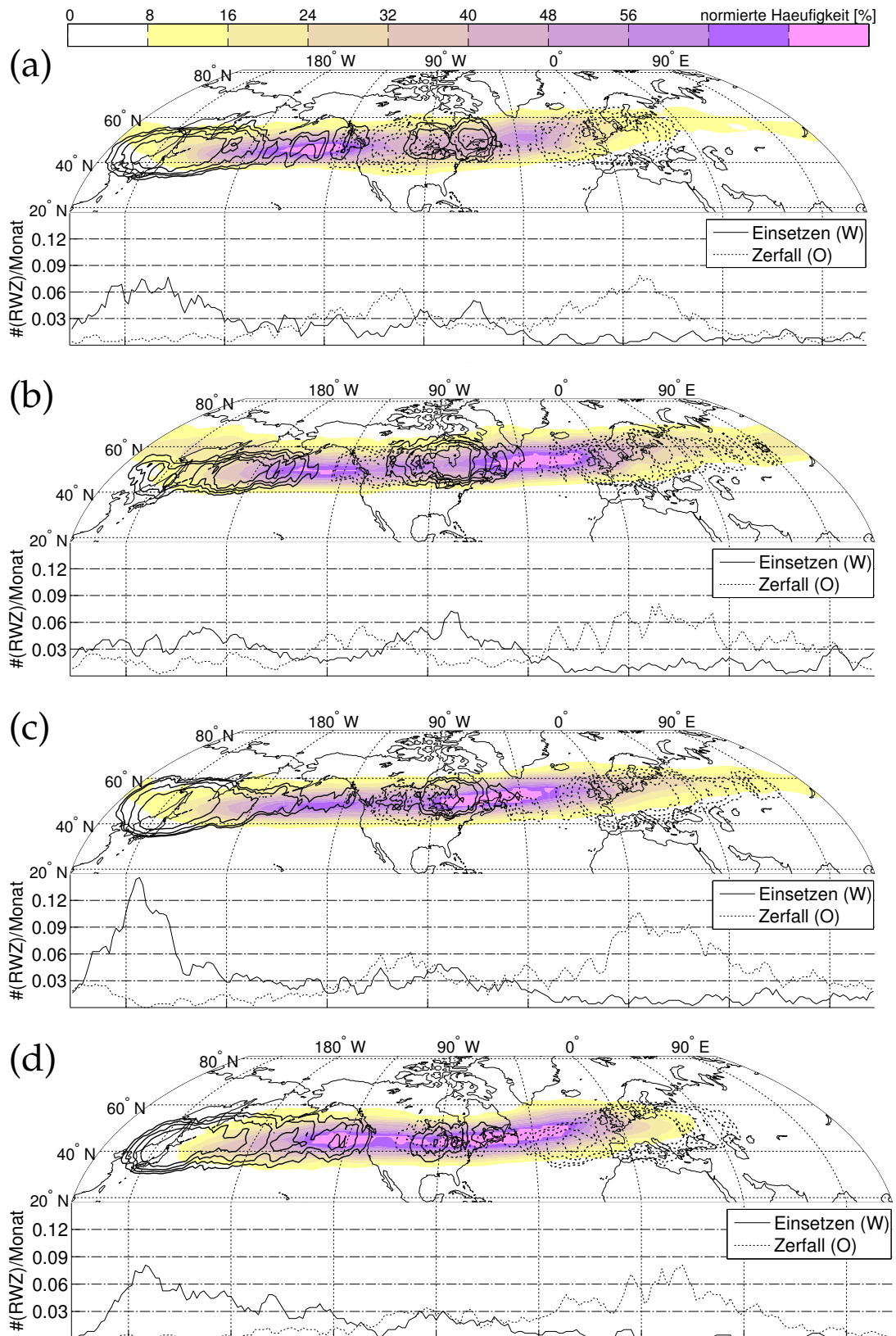


Abbildung C.1: Beschreibung wie in Abbildung 7.3, nur dass hier die Trajektorien mit einer minimalen Lebenszeit von 4 Tagen in die einzelnen Jahreszeiten unterteilt sind und die Methode nach Zimin u. a. (2003) verwendet wurde. In Abbildung (a) sind die Frühlingsmonate MAM, in Abbildung (b) die Sommermonate JJA, in Abbildung (c) die Herbstmonate SON und in Abbildung (d) die Wintermonate DJF.

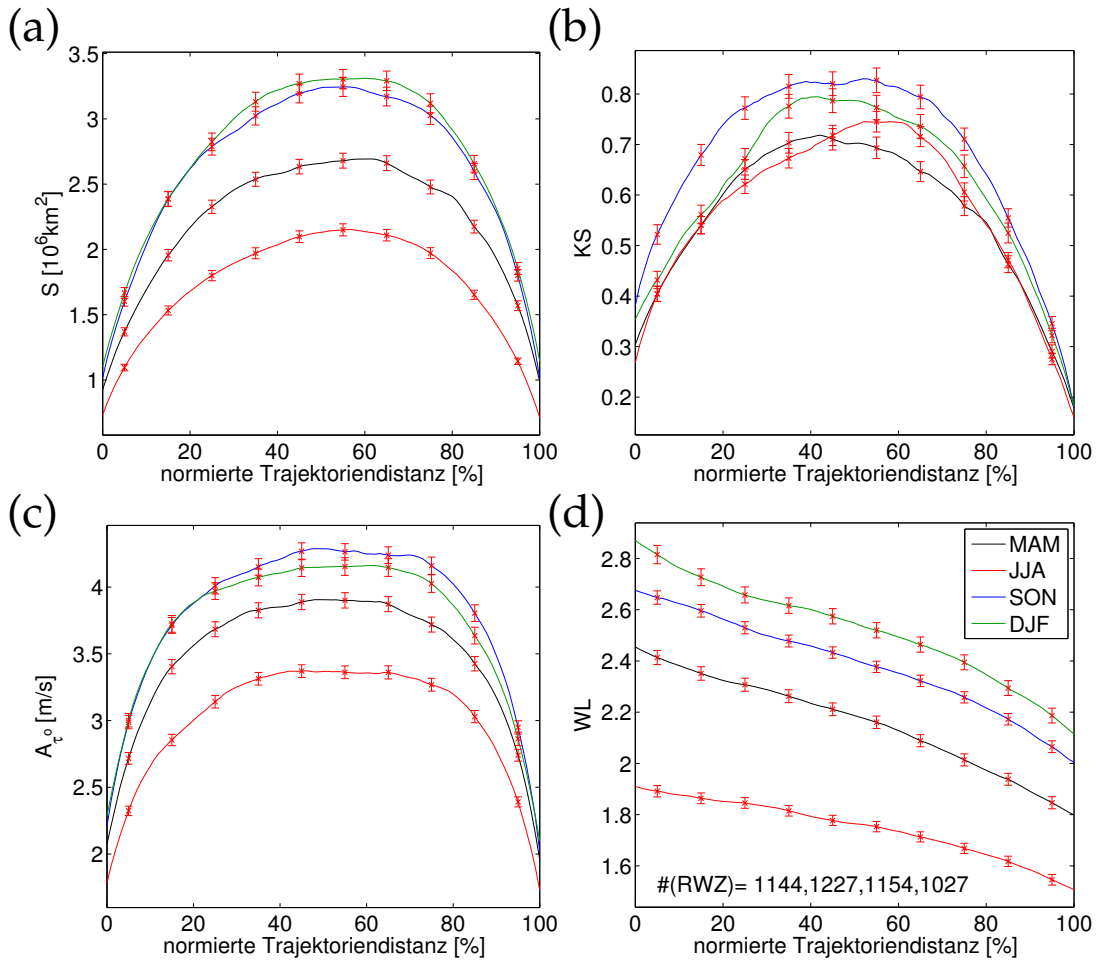


Abbildung C.2: Beschreibung wie in Abbildung 7.5 nur das hier noch zusätzlich in die verschiedenen Jahreszeiten unterteilt wurde (zugehörige Legende in Abbildung (d)) und die Methode nach Zimin u. a. (2003) verwendet wurde. Die Normierung des Lebenszyklusses basiert hier auf der zurückgelegten Trajektorien­distanz. Die minimale Lebenszeit beträgt 2 Tage, die Anzahl der RWZ im unteren Teil der Abbildungen entspricht der Reihenfolge in der Legende.

LITERATUR

- Archambault, Heather M. (2011). „The downstream extratropical flow response to recurving western north pacific tropical cyclones“. Diss. New York State University of Albany.
- Chang, Edmund K. M. (1993). „Downstream Development of Baroclinic Waves As Inferred From Regression-analysis“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 50.13, S. 2038–2053.
- (1999). „Characteristics of wave packets in the upper troposphere. Part II: Seasonal and hemispheric variations“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 56.11, S. 1729–1747.
- (2005). „The impact of wave packets propagating across Asia on Pacific cyclone development“. In: *Monthly Weather Review* 133.7, S. 1998–2015.
- Chang, Edmund K. M. und D. B. Yu (1999). „Characteristics of wave packets in the upper troposphere. Part I: Northern Hemisphere winter“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 56.11, S. 1708–1728.
- Danielson, RE u. a. (2006). „A case study of downstream baroclinic development over the North Pacific Ocean. Part II: Diagnoses of eddy energy and wave activity“. In: *Monthly Weather Review* 134.5, S. 1549–1567.
- Doblas-Reyes, F. J. und M. Deque (1998). „A flexible bandpass filter design procedure applied to midlatitude intraseasonal variability“. In: *Monthly Weather Review* 126.12, S. 3326–3335.
- Edmon, H. J. u. a. (1980). „Eliassen-palm Cross-sections For the Troposphere“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 37.12, S. 2600–2616.
- Eliassen, A. und E. Palm (1960). „On the transfer of energy in stationary mountain waves“. In: *Geophysica Norvegica* 22, S. 1–23.
- Enomoto, T. u. a. (2007). „Remote effects of tropical storm Cristobal upon a cut-off cyclone over Europe in August 2002“. In: *Meteorology and Atmospheric Physics* 96, S. 29–42.
- Gabriel, Axel und Dieter Peters (2008). „A Diagnostic Study of Different Types of Rossby Wave Breaking Events in the Northern Extratropics“. In: *Journal of the Meteorological Society of Japan* 86.5, S. 613–631.
- Glatt, Ilona (2012). „Automatische objektive Identifikation und Berechnung der Eigenschaften von Rossbywellenzügen“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- Glatt, Ilona und Volkmar Wirth (2014). „Identifying Rossby wave trains and quantifying their properties“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 140, S. 384–396.
- Glatt, Ilona u. a. (2011). „Utility of Hovmoller diagrams to diagnose Rossby wave trains“. In: *Tellus Series A-dynamic Meteorology and Oceanography* 63.5, S. 991–1006.
- Gray, S. L. u. a. (2014). „Systematic model forecast error in Rossby wave structure“. In: *Geophysical Research Letters* 41.8, 2979–2987.
- Grazzini, F. und V. Lucarini (2010). „Climatology of extratropical atmospheric wave packets in the northern hemisphere“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1011.3564](https://arxiv.org/abs/1011.3564).
- Grazzini, F. und F. Vitart (2015). „Atmospheric predictability and Rossby wave packets“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, n/a–n/a.

- Hoskins, B. J. (1975). „Geostrophic Momentum Approximation and Semi-geostrophic Equations“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 32.2, S. 233–242.
- Hovmoeller, Ernest (1949). „The Trough-and-Ridge diagram“. In: *Tellus* 1, S. 62–66.
- Jung, T (2005). „Systematic errors of the atmospheric circulation in the ECMWF forecasting system“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 131.607, A, 1045–1073.
- Lee, S. und I. M. Held (1993). „Baroclinic Wave-packets In Models and Observations“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 50.10, S. 1413–1428.
- Martius, O. u. a. (2008). „Far-upstream precursors of heavy precipitation events on the Alpine south-side“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 134.631, B, 417–428.
- Nakamura, H. u. a. (1997). „The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation“. In: *Monthly Weather Review* 125.9, S. 2074–2093.
- Orlanski, I. und Edmund K. M. Chang (1993). „Ageostrophic Geopotential Fluxes In Downstream and Upstream Development of Baroclinic Waves“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 50.2, S. 212–225.
- Piaget, N. u. a. (2014). „Dynamics of a local Alpine flooding event in October 2011: moisture source and large-scale circulation“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 140, n/a–n/a.
- Plumb, R. Alan (1985). „On the Three-Dimensional Propagation of Stationary Waves“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 42, S. 217–229.
- Prestel, Isabelle (2012). „Fehler in der Vorhersage von Rossbywellenzügen“. Diplomarbeit. Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- Quinting, J. F. und Sarah C. Jones. „On the impact of tropical cyclones on Rossby wave packets: a climatological perspective“. eingereicht.
- Riemer, Michael und Sarah C. Jones (2014). „Interaction of a tropical cyclone with a high-amplitude, midlatitude wave pattern: Waviness analysis, trough deformation and track bifurcation“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 140.681, S. 1362–1376.
- Rossby, Carl-Gustaf Arvid (1939). „Relations between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action“. In: *Journal of Marine Research* 2, S. 38–55.
- (1940). „Planetary flow patterns in the atmosphere“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 66, S. 68–87.
- Sanders, F (1986). „Explosive Cyclogenesis in the West-Central North Atlantic Ocean, 1981-84. Part.I: Composite Structure and Mean Behavior“. In: *Monthly Weather Review* 114.10, 1781–1794.
- Schneiderreit, Andrea und Dieter Peters (2015). „Seasonal rossby wave breaking events in the boreal extratropics and their mean impact on weather patterns“. eingereicht.
- Scott, David W. (1979). „On optimal and data-based histograms“. In: *Biometrika* 66, S. 605–610.
- Shapiro, Melvyn A. und Alan J. Thorpe (2004). *The Observing system Research and Predictability Experiment (THORPEX): International Science Plan*. WMO/TD.
- Shutts, G. J. (1983). „The propagation of eddies in diffluent jetstreams - eddy vorticity forcing of blocking flow-fields“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 109.462, 737–761.

- Simmons, A. J. und B. J. Hoskins (1979). „Downstream and Upstream Development of Unstable Baroclinic Waves“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 36, S. 1239–1254.
- Snyder, C. u. a. (1991). „A Comparison of Primitive-Equation and Semigeostrophic Simulations of Baroclinic Waves“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 48.19, 2179–2194.
- Souders, Matthew B. u. a. (2014). „The Climatology and Characteristics of Rossby Wave Packets Using a Feature-Based Tracking Technique“. In: *Mon. Wea. Rev.* 142.10, S. 3528–3548.
- Stipp, Christa (2012). „Untersuchungen zur Vorhersagbarkeit von Rossby-Wellenzuegen mittels Ensemble-Vorhersagen“. Masterarbeit. Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- Takaya, Koutarou und H. Nakamura (2001). „A Formulation of a Phase-Independent Wave-Activity Flux for Stationary and Migratory Quasigeostrophic Eddies on a Zonally Varying Basic Flow“. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 58, S. 608–627.
- Wernli, H. u. a. (2008). „SAL-A Novel Quality Measure for the Verification of Quantitative Precipitation Forecasts“. In: *Monthly Weather Review* 136.11, S. 4470–4487.
- Wirth, Volkmar und Joachim Eichhorn (2014). „Long-lived Rossby wave trains as precursors to strong winter cyclones over Europe“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 140, S. 729–737.
- Wolf, Gabriel und Volkmar Wirth (2015). „Implications of the Semigeostrophic Nature of Rossby Waves for Rossby Wave Packet Detection“. In: *Monthly Weather Review* 143, S. 26–38.
- Zimin, Aleksey V. u. a. (2003). „Extracting envelopes of Rossby wave packets“. In: *Monthly Weather Review* 131.5, S. 1011–1017.
- Zimin, Aleksey V. u. a. (2006). „Extracting envelopes of nonzonally propagating Rossby wave packets“. In: *Monthly Weather Review* 134.4, S. 1329–1333.

ERKLÄRUNG

Hiermit erkläre ich, dass ich alle Hilfsmittel und Hilfen angeben habe und versichere, auf dieser Grundlage die Arbeit selbständig verfasst zu haben. Die Arbeit wurde nicht schon einmal in einem früheren Promotionsverfahren eingereicht.

Mainz, den 20. April 2016



Gabriel Wolf