

DAVID AMOS PIPER

**Untersuchung der Gewitteraktivität
und der relevanten großräumigen
Steuerungsmechanismen über Mittel-
und Westeuropa**

David Amos Piper

**Untersuchung der Gewitteraktivität und der
relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen
über Mittel- und Westeuropa**

**Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und
Klimaforschung des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
Band 73**

Herausgeber: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Institut für Meteorologie und Klimaforschung
am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
Kaiserstr. 12, 76128 Karlsruhe

Eine Übersicht aller bisher in dieser Schriftenreihe
erschienenen Bände finden Sie am Ende des Buches.

Untersuchung der Gewitteraktivität und der relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen über Mittel- und Westeuropa

von
David Amos Piper

Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie
KIT-Fakultät für Physik

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 2017
Referenten: Prof. Dr. M. Kunz, Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Impressum



Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe

KIT Scientific Publishing is a registered trademark
of Karlsruhe Institute of Technology.
Reprint using the book cover is not allowed.

www.ksp.kit.edu



*This document – excluding the cover, pictures and graphs – is licensed
under a Creative Commons Attribution-Share Alike 4.0 International License
(CC BY-SA 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en>*



*The cover page is licensed under a Creative Commons
Attribution-No Derivatives 4.0 International License (CC BY-ND 4.0):
<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0/deed.en>*

Print on Demand 2017 – Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

ISSN 0179-5619

ISBN 978-3-7315-0701-7

DOI 10.5445/KSP/1000072089

**Untersuchung der Gewitteraktivität und
der relevanten großräumigen
Steuerungsmechanismen über
Mittel- und Westeuropa**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Met. David Amos Piper
aus Bonn

Tag der mündlichen Prüfung: 23.06.2017

Referent: Prof. Dr. M. Kunz

Korreferent: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Kurzfassung

In dieser Dissertation wird die raum-zeitliche Variabilität der Gewitteraktivität in Mittel- und Westeuropa mithilfe verschiedener statistischer Verfahren analysiert und auf die relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen zurückgeführt. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf den langzeitlichen Variabilitätskomponenten und deren Koppelung an niederfrequente Moden des Klimasystems. Zunächst wird die Gewitterhäufigkeit in Deutschland, Österreich, der Schweiz, Frankreich und den Benelux-Ländern hinsichtlich ihrer mittleren räumlichen Verteilung sowie regionaler Tages- und Jahresgänge auf der Basis hoch aufgelöster Blitzdaten der Sommerhalbjahre 2001 – 2014 untersucht. Ein Teil der hierbei beobachteten Variabilität lässt sich durch die folgenden drei Faktoren erklären: die Entfernung zum Meer, lokale orografische Effekte und die regionale Verfügbarkeit bodennaher Feuchte. Von entscheidender Bedeutung ist darüber hinaus die großräumige Strömung. Um deren Einfluss auf die konvektive Aktivität räumlich differenziert zu analysieren, werden unter Verwendung eines multivariaten Ansatzes zwei binäre Proxies (indirekte Klimagrößen) entwickelt. Diese beruhen auf einer Abbildung der Umgebungsbedingungen, die durch die Werte von vier konvektionsrelevanten Parametern bestimmt sind, auf die beiden Klassen gewitterförderlich (ja/nein), wobei Reanalyse-daten der Jahre 1958 – 2014 verwendet werden. Der gegenüber Blitzdaten deutlich verlängerte Bezugszeitraum erlaubt eine fundierte Diskussion der steuernden Prozesse, der langzeitlichen Variabilität der konvektionsrelevanten Umgebungsbedingungen und der dieser zugrundeliegenden Ursachen. Eine Verknüpfung der Proxies mit charakteristischen Strömungsmustern, die sich aus Hauptkomponentenanalysen ergeben, zeigt, dass sich gewitterförderliche

Bedingungen auf klar definierte großräumige Strömungszustände zurückführen lassen und sich diese zudem regional deutlich unterscheiden.

Wie Trendanalysen bezüglich der Proxy-Zeitreihen belegen, weist die Gewitterneigung zwischen 1958 und 2014 in den meisten Regionen keinen signifikanten Trend auf. Das langzeitliche Verhalten ist darüber hinaus durch eine hohe Jahr-zu-Jahr-Variabilität gekennzeichnet, für die sich eine dominante Mode von 2–3 Jahren ergibt. Erstmals wurde außerdem der Zusammenhang zwischen der Gewitteraktivität und atmosphärischen Telekonnektionen untersucht. So treten zum Beispiel während der positiven Phase der Nordatlantischen Oszillation in vielen Regionen signifikant weniger Gewittertage auf. Korrelationsanalysen der Zeitreihen verschiedener Telekonnektionsindizes in Bezug auf konvektive Wetterlagen zeigen, dass die langzeitliche Variabilität der konvektiven Aktivität teilweise durch diese nicht-periodischen Schwankungen des Klimasystems bedingt ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Meteorologische Grundlagen und physikalische Konzepte	7
2.1	Thermodynamische Umgebungsbedingungen	8
2.1.1	Adiabatische Zustandsänderungen	8
2.1.2	Vertikalbeschleunigung und Auftrieb	14
2.1.3	Statische Stabilität	19
2.1.4	Integrale Stabilitätsbetrachtung	22
2.2	Mechanismen erzwungener Hebung	28
2.2.1	Vertikalbewegungen in der quasigeostrophischen Approximation	30
2.2.2	Frontale Querkirkulation	34
2.2.3	Abgehobene Mischungsschichten – Spanish Plume	40
2.2.4	Auslösung von Konvektion durch orografische Effekte	43
2.3	Organisationsformen von Gewittern	52
2.3.1	Isolierte Organisationsformen	52
2.3.2	Mesoskalige konvektive Systeme	58
2.4	Gewitterelektrizität	60
2.4.1	Ladungstrennung und elektrisches Feld	60
2.4.2	Blitzentladungen	64
2.5	Großskalige atmosphärische Telekonnektionen	67
3	Datengrundlage	73
3.1	Blitzdaten	73

3.2	Reanalysedaten	78
3.2.1	NCEP/NCAR1-Reanalyse	79
3.2.2	CoastDat2-Reanalyse	81
3.3	Telekonnektionsindizes	84
3.4	Meeresoberflächentemperatur	87
4	Statistische Methoden	91
4.1	Univariate und bivariate Verfahren	91
4.1.1	Anpassung theoretischer Verteilungen an Blitzdaten	92
4.1.2	Abbildung der konvektiven Aktivität auf ein binäres Maß	94
4.1.3	Dispersion und Korrelation	96
4.1.4	Maß für den Einfluss von Telekonnektionen	98
4.1.5	Robuste Trendanalyse	99
4.1.6	Persistenzanalyse	102
4.2	Multivariate Verfahren	103
4.2.1	Hauptkomponentenanalyse	103
4.2.2	Diskriminanzanalyse	108
4.3	Verifikationsverfahren	111
4.3.1	Trennbarkeit der Klassen – Brier Skill Score	111
4.3.2	Kategorische Verifikation	113
4.4	Wetterlagenklassifikationen	116
4.4.1	Grundlagen	116
4.4.2	Objektive Wetterlagenklassifikation (OWLK)	117
5	Entwicklung konvektionsoptimierter objektiver Klassifikationsschemata	121
5.1	OWLK als Indikator für konvektive Tage	121
5.2	Konvektionsoptimierte objektive Wetterlagenklassifikation	124

5.3	Klassifikation konvektiver Tage basierend auf Diskriminanzanalyse	132
6	Gewitterklimatologie	135
6.1	Räumliche Gewitterhäufigkeit und Extrema	135
6.2	Saisonale und tageszeitliche Variabilität	145
6.2.1	Verknüpfte Jahres- und Tagesgänge	146
6.2.2	Monatliche Verteilungen der konvektiven Aktivität	150
6.2.3	Länge der Blitzperiode	153
6.3	Jahr-zu-Jahr-Variabilität	156
6.3.1	Variabilität der jährlichen konvektiven Aktivität	156
6.3.2	Räumliche Korrelationsmuster	159
7	Konvektionsrelevante Wetterlagen und Strömungskonfigurationen	163
7.1	Mittlere Gewitterneigung und typische Strömungskonfigurationen über Europa	164
7.1.1	Räumliche Verteilung der Gewitterneigung	164
7.1.2	Typische Strömungskonfigurationen	167
7.2	Einfluss der großskaligen Strömung auf die Gewitterneigung	172
7.2.1	Motivation anhand eines Fallbeispiels	172
7.2.2	Räumliche Variabilität von Gewittertagen	176
7.2.3	Konvektionsneigung in Deutschland	183
7.2.4	Räumliche Variabilität konvektionsförderlicher Bedingungen	187
7.3	Strömungsmuster an Tagen hoher und niedriger Gewitterneigung	191
7.3.1	Konvektionsförderliche Bedingungen in Deutschland	191
7.3.2	Konvektionshemmende Bedingungen in Deutschland	197
7.3.3	Regionale Unterschiede innerhalb Mitteleuropas	199

8	Langzeitliche Variabilität konvektionförderlicher Bedingungen	205
8.1	Trends und Persistenzverhalten	205
8.1.1	Trend der Gewitterneigung in Deutschland	206
8.1.2	Regionale Trends in Mitteleuropa	210
8.1.3	Persistenzanalyse	218
8.2	Räumliche Analyse der mehrjährigen Variabilität	222
8.2.1	Charakteristische Felder der Gewitterneigung	223
8.2.2	Räumliche Korrelationsanalysen	227
8.3	Einfluss atmosphärischer Telekonnektionen	232
8.3.1	Nordatlantische Oszillation	233
8.3.2	Ostatlantisches Muster	239
8.3.3	Skandinavisches Muster	243
8.3.4	Meeresoberflächentemperatur	249
8.3.5	Synthese	255
9	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	261
	Akronymverzeichnis	269
	Literaturverzeichnis	272
	Danksagung	295

1 Einleitung und Zielsetzung

In früheren Zeiten gaben Gewitter wegen ihres beunruhigenden Erscheinungsbilds häufig Anlass zu übernatürlichen sowie religiös motivierten Deutungen (Adam, 2015). Heute zählen Gewitter zu den eindrucksvollsten meteorologischen Phänomenen, nicht zuletzt wegen des hohen Gefahrenpotenzials der mannigfaltigen Begleiterscheinungen. So bergen die elektrischen Entladungen durch einen ionisierten Blitzkanal aufgrund der extremen Stromstärken von bis zu 300 kA eine große Gefahr für Menschen in der Umgebung des Einschlagsorts. Da dieser von vielen Faktoren abhängt und kaum exakt vorhergesagt werden kann, kommt es bei Freiluftaktivitäten immer wieder zu schweren, teilweise tödlichen Verletzungen. Darüber hinaus können Blitze zur Zerstörung von Gebäuden führen, umfangreiche Waldbrände hervorrufen und die Sicherheit des Flugverkehrs beeinträchtigen.

Ein bedeutendes Unwetterpotenzial geht von vier weiteren Begleiterscheinungen vieler Gewitter aus: konvektive Windböen, Starkregen, Hagel und Tornados. Im Laufe des Lebenszyklus einer Gewitterzelle bilden sich als Folge von Phasenübergängen kalte Abwinde aus, die bodennah horizontal umgelenkt werden. Die resultierenden Starkwindböen können Geschwindigkeiten von mehr als 200 km/h erreichen (Fujita, 1990) und erhebliche Schäden, zum Beispiel an Gebäuden oder kritischer Infrastruktur, verursachen. Konvektive Starkniederschläge führen besonders im Falle langsam ziehender Gewitterzellen zu extremen Abflussraten und in der Folge zu Sturzfluten oder lokalen Überschwemmungen. So kam es im Mai und Juni 2016 während einer zweiwöchigen Episode anhaltend hoher Gewitterneigung in mehreren Teilen Süddeutschlands verbreitet zu schweren Schäden durch Hochwasser (Piper et al.,

2016). Für die Hagelbildung sind sowohl hohe Vertikalgeschwindigkeiten als auch eine hohe Konzentration unterkühlter Tröpfchen (Flüssigwasser bei einer Temperatur unter 0°C) im Aufwindbereich einer Gewitterzelle notwendig (Pruppacher und Klett, 2010). Daher entsteht Hagel nur in intensiven und langlebigen Gewittersystemen wie Multizellen, Superzellen oder mesoskaligen konvektiven Systemen. Im Falle großkörnigen Hagels kommt es zu massiven Schäden an Gebäuden, Fahrzeugen und in der Landwirtschaft, wie beispielsweise während des Hagelunwetters vom 28. Juli 2013 in Südwestdeutschland, das zu Schäden von mehr als 1 Milliarde Euro führte (Kunz et al., 2017). Tornados stellen sicherlich die spektakulärste Ausprägung konvektiv bedingter Wetterphänomene dar, die auch in Mitteleuropa regelmäßig auftreten (z.B. Maiwald und Schwarz, 2016). Schwere Tornados entstehen ausschließlich im Aufwindbereich von Superzellen, wobei die Rotation des Tornados aus der Vorticity der vertikalen Windscherung mit anschließendem Kippen (Tilting), Strecken (Drehimpulserhaltung) und Advektion folgt. Aus diesen Mechanismen ergeben sich im Falle der stärksten Tornados (EF5 gemäß der Enhanced Fujita Skala) Windgeschwindigkeiten von mehr als 320 km/h (Markowski und Richardson, 2010), die innerhalb der schmalen und zumeist kurzen Zugbahnen zur weitgehenden Zerstörung aller Gebäude führen können.

Nicht zuletzt das hohe Schaden- und Gefahrenpotenzial von Gewitterereignissen begründet eine tiefgehende Erforschung der konvektiven Aktivität und der dabei zugrunde liegenden meteorologisch-physikalischen Zusammenhänge. Grundsätzlich sind an der Entstehung von Gewittern eine Vielzahl von Prozessen und Mechanismen auf verschiedenen Raum- und Zeitskalen beteiligt. Einerseits sind konvektive Zellen ein lokalskaliges Phänomen, dessen Ursprung im Aufstieg einer Warmluftblase von nur geringer räumlicher Ausdehnung liegt. Weiterhin wird die Niederschlagsbildung über Prozesse gesteuert, die der Mikrophysik zugeordnet werden. Andererseits werden die thermodynamischen Rahmenbedingungen für die konvektive Aktivität von Mechanismen bestimmt, die der synoptischen Skala angehören. So kann die Advektion konvektionsförderlicher Luftmassen über Distanzen von mehreren

Tausenden Kilometern ablaufen. Zudem sind die bodennahen Druckmuster, welche den Transport dieser Luftmassen bedingen, an das Strömungsfeld in der Höhe gekoppelt und folglich auch von Prozessen auf der planetaren Skala beeinflusst. Wenn die thermodynamischen Voraussetzungen für Konvektion erfüllt sind, ist in der Regel zusätzlich ein Auslösemechanismus erforderlich, der die Warmluftblase bis auf ein Niveau hebt, ab dem sie in freier Konvektion weiter aufsteigen kann. Hierfür gibt es verschiedene Hebungsantriebe, die den gesamten Bereich der Mesoskala sowie die synoptische Skala umfassen. Beispiele sind thermisch oder orografisch induzierte Sekundärzirkulationen, die Querkzirkulationen an Fronten oder ein durch die quasigeostrophische Dynamik bedingtes großräumiges Aufsteigen der Luftmassen. Aber auch auf der Zeitskala deckt die Entstehung von Gewittern einen großen Bereich ab. So liegt die charakteristische Lebensdauer einer kumulusförmigen Wolke im Bereich von Minuten, einer gewöhnlichen Einzelzelle meist bei weniger als einer Stunde, wohingegen sie im Falle organisierter Konvektion auf bis zu einen Tag ansteigen kann (Kunz, 2016). Die steuernde großräumige Dynamik zum Beispiel in Form der Genese und Transformation von Trog-Rücken-Strukturen läuft demgegenüber auf Zeitskalen von mehreren Tagen ab.

Die Erforschung der räumlichen Verteilung der Gewitter- und Hagelaktivität war lange Zeit der Einschränkung unterworfen, dass aus einzelnen Beobachtungen keine homogene und vollständige Klimatologie abgeleitet werden kann. So konnten in frühen Studien der Gewitteraktivität, die auf den Meldungen von bemannten Wetterstationen beruhten (z.B. Wakonigg, 1978), viele Ereignisse nicht berücksichtigt werden, wenn sie außerhalb des Detektionsradius der Beobachter auftraten. Erst mit der Einführung operationeller Blitzortungssysteme wurde es möglich, Blitzentladungen als Proxy (indirekte Messgröße) für die zugehörigen Gewitter räumlich und zeitlich hoch aufgelöst zu registrieren und auszuwerten. Mittlerweile existieren einige Arbeiten, die basierend auf solchen Blitzdaten die konvektive Aktivität in unterschiedlichen Regionen Europas untersuchten. Dabei zeigte sich, dass die Gewitterhäufigkeit markante räumliche Strukturen (Schulz et al., 2005; Czernecki et al., 2016) und re-

gionale Unterschiede bezüglich Tagesgang und Saisonalität der konvektiven Aktivität aufweist (z.B. Antonescu und Burcea, 2010; Santos et al., 2013). Speziell bezogen auf Deutschland belegen die Ergebnisse von Wapler (2013) kleinräumige regionale Maxima der Gewitteraktivität. Alle diese Arbeiten basieren jedoch auf relativ kurzen Zeitreihen und beziehen sich nur auf ein Land oder noch kleinere Gebiete. Dagegen ermöglichen Satellitenmessungen die Erstellung globaler Gewitterklimatologien (Christian et al., 2003; Beirle et al., 2014), die allerdings eine reduzierte räumliche Auflösung aufweisen. Basierend auf verschiedenen Proxies wurden außerdem Hagelklimatologien für mehrere Länder erstellt (Punge et al., 2014; Kunz und Kugel, 2015; Puskeiler et al., 2016).

Vertiefte statistische Analysen der Gewitter- und Hagelaktivität auf längeren Zeitskalen, welche über die Erstellung grundlegender Klimatologien hinaus gehen, liegen wegen der begrenzten Verfügbarkeit direkter Messdaten bisher nur in geringer Zahl vor. Eine Möglichkeit besteht darin, aerologische Messungen oder Reanalysedaten heranzuziehen, um basierend auf verschiedenen direkten Beobachtungsdaten von Gewittern geeignete Proxies zu identifizieren und deren Variabilität zu analysieren. Als Proxies für die konvektive Aktivität eignen sich verschiedene Konvektionsindizes oder Energiemaße, die zur Beurteilung der Stabilität entwickelt wurden. So konnte in mehreren Studien (z.B. Haklander und van Delden, 2003; Kunz, 2007) ein enger Zusammenhang zwischen diesen Indizes und der Häufigkeit und Intensität der konvektiven Aktivität belegt werden. Mohr (2013) entwickelte in Erweiterung dieser univariaten Methoden ein logistisches Modell, das, unter anderem auf der Basis eines Konvektionsindexes, einen Proxy zur Quantifizierung des Hagelpotenzials liefert. Sánchez et al. (1998) stellten einen multivariaten Ansatz zur Vorhersage von Gewittern auf der Basis mehrerer thermodynamischer meteorologischer Größen vor.

Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit besteht darin, unter Verwendung sowohl von Blitz- als auch Proxydaten die räumlichen und zeitlichen Variabilitätskomponenten der konvektiven Aktivität mithilfe einer Kombination

verschiedener uni-, bi- und multivariater statistischer Analysemethoden fundiert und umfassend zu charakterisieren. So wird die raum-zeitliche Variabilität der Gewitteraktivität zunächst basierend auf einer 14-jährigen Zeitreihe hoch aufgelöster Blitzdaten für mehrere europäische Länder (Deutschland, Österreich, Schweiz, Frankreich, Benelux) untersucht. Die Länge der Zeitreihe ermöglicht hierbei eine Ausweitung der Analyse auf zusätzliche, bisher nicht behandelte Fragestellungen, wie zum Beispiel räumliche Korrelationsanalysen, und gewährleistet zudem eine erhöhte Aussagekraft der Ergebnisse verglichen mit früheren Arbeiten. Anschließend dient diese Klimatologie als Ausgangspunkt, um regional differenziert die relevanten großskaligen Antriebsmechanismen zu untersuchen, die der beobachteten raum-zeitlichen Variabilität zugrunde liegen. Hierfür werden mithilfe objektiver Methoden zwei Proxies für verbreitete konvektive Aktivität bestimmt, die auf einem hoch aufgelösten regionalisierten Reanalysedatensatz basieren (CoastDatII des Helmholtz-Zentrums Geesthacht). Dieser liegt für einen langen Zeitraum von 57 Jahren vor und ermöglicht daher auch Analysen der langzeitlichen Variabilität. In diesem Zusammenhang wird außerdem erstmals der Einfluss verschiedener atmosphärischer Telekonnektionen auf die konvektive Aktivität in Europa untersucht.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen orientieren sich an den folgenden fünf zentralen Forschungsfragen:

1. Welche räumlichen Strukturen weist die konvektive Aktivität in Mittel- und Westeuropa auf?
2. Welche regionalen Unterschiede lassen sich hinsichtlich der tageszeitlichen und saisonalen Variabilität der Gewitterhäufigkeit beobachten?
3. Wie lässt sich die langzeitliche Variabilität der konvektiven Aktivität, einschließlich möglicher Trends, beschreiben?
4. Welche großskaligen Prozesse sind relevant für die beobachteten Variabilitätsmoden?

5. Inwieweit lässt sich das langzeitliche Verhalten der Gewitteraktivität auf die natürliche Klimavariabilität zurückführen?

Mit dem verbesserten Verständnis besonders der langzeitlichen Variabilitätsmoden und der relevanten großskaligen Steuerungsmechanismen im Falle hochreichender Konvektion leistet diese Arbeit einen wichtigen Beitrag zur Helmholtz-Initiative Regionale Klimaänderungen (REKLIM). Hierbei liegt der Schwerpunkt generell auf den großräumigen Zusammenhängen und Wirkmechanismen. Nicht näher diskutiert werden dagegen Prozesse auf kleineren Skalen wie zum Beispiel lokale Auslösungsmechanismen (z.B. Crook, 1996; Barthlott et al., 2010).

Die theoretische Grundlage der in dieser Arbeit durchgeführten Analysen bilden die in Kapitel 2 eingeführten meteorologisch-physikalischen Zusammenhänge und Gesetzmäßigkeiten. Daran schließt sich in Kapitel 3 eine Beschreibung der verwendeten Datensätze an. Die statistischen Verfahren, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommen, werden in Kapitel 4 vorgestellt. In Kapitel 5 wird die Entwicklung der beiden Proxies für konvektive Aktivität skizziert. Daran schließt sich die Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse an, die in drei Schritten erfolgt. So wird in Kapitel 6 zunächst die Analyse der raum-zeitlichen Variabilität auf der Basis von Blitzdaten vorgestellt. In Kapitel 7 werden typische Strömungssituationen diskutiert, die in den einzelnen Regionen zu konvektionsförderlichen Bedingungen führen und den Einfluss der großskaligen Dynamik auf die konvektive Aktivität widerspiegeln. Kapitel 8 widmet sich auf der Grundlage der entwickelten Proxies den langzeitlichen Variabilitätsmoden der Gewitterneigung, bevor in Kapitel 9 die zentralen Ergebnisse zusammengefasst und die wichtigsten Schlussfolgerungen abgeleitet werden.

2 Meteorologische Grundlagen und physikalische Konzepte

Gewitter entstehen als Folge eines komplexen Zusammenspiels mehrerer atmosphärischer Prozesse, deren Skalen ein breites Spektrum abdecken. Hat sich ein Gewitter gebildet, kann es, abhängig unter anderem von seinem Organisationsgrad, eine Vielzahl meteorologischer Phänomene mit Unwetterpotenzial auslösen. Grundlage für die Gewitterbildung ist der Mechanismus der hochreichenden Feuchtkonvektion. Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Zusammenhänge, die der Entwicklung von Gewittern zugrunde liegen, vorgestellt und diskutiert. Die ersten beiden Abschnitte widmen sich den Bedingungen, unter denen sich konvektive Zellen bilden. Dies erfolgt sowohl hinsichtlich des thermodynamischen Zustands der lokalen Umgebung (Kap.2.1) als auch der dynamischen Prozesse bei der Auslösung von Konvektion (Kap.2.2). Ob Gewitter in Form von kurzlebigen Einzelzellen oder als über mehrere Stunden andauernde organisierte Konvektion auftreten, hängt im Wesentlichen von den Umgebungsbedingungen ab (Kap.2.3). Dem elektrischen Feld einer Gewitterwolke und der Entstehung von Blitzen widmet sich Kapitel 2.4. Als Grundlage für die spätere Diskussion atmosphärischer Telekonnektionsmuster in der vorliegenden Arbeit werden diese in Kapitel 2.5 aus der theoretisch-methodischen Perspektive eingeführt und hinsichtlich ihrer meteorologischen Charakteristika vorgestellt.

2.1 Thermodynamische Umgebungsbedingungen

Grundvoraussetzung für die Gewitterentstehung ist eine ausreichende Labilität der Atmosphäre, die sich darin äußert, dass ein aufsteigendes Luftpaket über ein großes Höhenintervall hinweg wärmer als die lokale Umgebung ist und dadurch eine Vertikalbeschleunigung erfährt. Die hierfür relevanten Prozesse und deren konzeptionelle Beschreibung werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

2.1.1 Adiabatische Zustandsänderungen

Die thermodynamischen Vorgänge in der Atmosphäre lassen sich grundsätzlich durch Änderungen von Zuständen beschreiben, die durch Tripel bestehend aus den Variablen Druck p , Temperatur T und spezifischem Volumen α gegeben sind. Die Zustandsgleichung für ideale Gase, $p\alpha = R_L T$ (R_L ist die Gaskonstante für trockene Luft), impliziert hierbei, dass eine Variable stets durch die beiden anderen ausgedrückt werden kann. Vielfach ist es in der Meteorologie zulässig, in erster Näherung davon auszugehen, dass Zustandsänderungen *adiabatisch*, das heißt ohne Austausch von Wärme, ablaufen. Im Folgenden wird in Anlehnung an Päsler (1975) und Pichler (1997) eine mathematische Beschreibung derartiger Prozesse vorgestellt und, darauf basierend, ein konservatives Temperaturmaß für adiabatische Zustandsänderungen hergeleitet. Daran schließt sich eine Verallgemeinerung für gesättigte Luft an, die zu einem Maß für den Gesamtwärmeinhalt der Luft führt.

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik besagt, dass die innere Energie eines Systems, u , sowohl durch die Zufuhr beziehungsweise Abfuhr von Wärme, δq , als auch durch das Verrichten von Arbeit am System, δw , geändert werden kann. Es gilt also

$$du = \delta q + \delta w , \tag{2.1}$$

wobei du im Gegensatz zu δq und δw ein vollständiges Differential darstellt, das heißt wegunabhängig ist. Die Kleinschreibung zeigt an, dass spezifische Energiegrößen verwendet werden. Diese Grundform des 1. Hauptsatzes wird nachfolgend unter Verwendung der Zustandsgrößen T und p umformuliert. Mit der Expansionsarbeit $\delta w = -pd\alpha$ lassen sich die vollständigen Differentiale in Gleichung (2.1) dementsprechend entwickeln zu

$$\delta q = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_p \right] dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T + p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_T \right] dp. \quad (2.2)$$

Andererseits lässt sich Gleichung (2.1) schreiben als

$$\delta q = d(u + p\alpha) - \alpha dp = dh - \alpha dp, \quad (2.3)$$

mit der spezifischen Enthalpie $h = u + p\alpha$. Um die beiden Gleichungen zusammenzuführen, wird in Gleichung (2.2) der Druck konstant gesetzt, das heißt es gilt $dp = 0$. Da im zweiten der verbleibenden Terme der Druck in das Differential gezogen werden kann, folgt direkt

$$\delta q = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT = c_p dT, \quad (2.4)$$

wobei c_p die spezifische Wärmekapazität von trockener Luft bei konstantem Druck ist. Einsetzen in Gleichung (2.3) ergibt eine alternative Form des 1. Hauptsatzes in Enthalpieform, ausgedrückt durch dT und dp ,

$$\delta q = c_p dT - \alpha dp. \quad (2.5)$$

Nun wird die Annahme adiabatischer Zustandsänderungen verwendet, wodurch δq verschwindet. Nach Ersetzen von α mithilfe der Zustandsgleichung für ein ideales Gas kann Gleichung (2.5) durch Trennung der Variablen ana-

lytisch von einem Referenzniveau p_0 bis zum variablen Niveau p integriert werden. Es ergibt sich

$$\int_{T(p_0)}^{T(p)} \frac{dT}{T} = \frac{R_L}{c_p} \int_{p_0}^p \frac{dp}{p}, \quad (2.6)$$

und es folgt die gesuchte Gleichung für die *potentielle Temperatur* $\theta = T(p_0)$,

$$\theta = T(p) \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_L}{c_p}}, \quad (2.7)$$

wobei p_0 üblicherweise gleich 1000 hPa gesetzt wird (*Poisson-Gleichung*). θ ist invariant unter adiabatischen Zustandsänderungen, die ohne Phasenübergänge ablaufen (trockenadiabatisch).

Aus Gleichung (2.5) lässt sich außerdem der trockenadiabatische Temperaturgradient Γ_t herleiten, wenn $T(p)$ mithilfe der Kettenregel als $T(z(p))$ geschrieben wird,

$$\Gamma_t = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} = 9,76 \cdot 10^{-3} \frac{\text{K}}{\text{m}}. \quad (2.8)$$

Die bisherige Annahme trockener Luft ist in der Realität nicht gerechtfertigt. Stattdessen stellt die Luft ein Gasgemisch dar, in dem sich gemäß dem Daltonschen Gesetz die Partialdrücke der einzelnen Komponenten addieren (Markowski und Richardson, 2010). Auch der Wasserdampfpartialdruck (kurz: Dampfdruck) kann als ideales Gas behandelt und somit durch

$$e = \rho_d R_d T \quad (2.9)$$

mit der Dichte ρ_d und der Gaskonstante von Wasserdampf R_d beschrieben werden. Da der Dampfdruck bei Vertikalbewegungen nicht konservativ ist, empfiehlt sich die Verwendung eines weiteren Maßes für den Feuchtegehalt der Luft, des Wasserdampfmischungsverhältnisses

$$r_d = \frac{\rho_d}{\rho_L} = \frac{R_L}{R_d} \frac{e}{p - e}, \quad (2.10)$$

wobei mit L indizierte Größen trockene Luft beschreiben. Die relative Feuchte ist durch das Verhältnis von e und Sättigungsdampfdruck e_s gegeben und kann daher als Maß für den Sättigungsgrad aufgefasst werden. Für die Temperaturabhängigkeit von e_s gilt die Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{l_d e_s}{R_d T^2}, \quad (2.11)$$

mit der spezifischen Verdampfungswärme $l_d = l_d(T)$, die meist als konstant angenommen wird. Eine Näherungslösung für diese Differentialgleichung wurde beispielsweise von Bolton (1980) vorgestellt. Feuchte Luft kann grundsätzlich mithilfe einer effektiven Gaskonstante R_{eff} behandelt werden, was aufgrund von deren Nichtkonstanz jedoch wenig praktikabel ist. Stattdessen lässt sich zeigen, dass weiterhin mit R_L gerechnet werden kann, wenn die Feuchte in Form eines alternativen Temperaturmaßes, der virtuellen Temperatur T_v , berücksichtigt wird. Sie ist für ein gegebenes T eine Funktion des Wasserdampf-mischungsverhältnisses,

$$T_v = T \cdot \frac{1 + r_d \varepsilon}{1 + r_d} \approx T \cdot (1 + 0,61 r_d) \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{R_d}{R_L}. \quad (2.12)$$

Wird in Gleichung (2.7) die Temperatur durch T_v ersetzt, ergibt sich die virtuell-potentielle Temperatur θ_v , die bei adiabatischen Zustandsänderungen in feuchter, ungesättigter Luft eine Erhaltungsgröße ist.

Im Fall von Sättigung gestaltet sich das Problem, ein bei Vertikalbewegungen konservatives Temperaturmaß zu finden, komplexer, denn der 1. Hauptsatz muss aufgrund der Wärmezufuhr in Form von frei werdender latenter Wärme, δq_{lat} , und im Hinblick auf die hinzukommende Flüssigwasserphase modifiziert werden. Es werde vereinfachend angenommen, dass die Phasen im Gleichgewicht seien, weshalb die Herleitung nicht für übersättigte Zustände

gilt (Bryan, 2008). Ebenso werden Phasenübergänge Wasser–Eis nicht in die Betrachtung eingeschlossen. Die Gleichungen könnten jedoch durch eine entsprechende Substitution der relevanten Größen angepasst werden.

Grundsätzlich sind unter Sättigung zwei ideale Modellvorstellungen zu unterscheiden: Im reversiblen Fall verbleibt sämtliches Kondensat in der Wolke und steht für spätere Verdunstungsprozesse zur Verfügung. Dieser sogenannte *reversibel-feuchtadiabatische Prozess* ist aufgrund seiner Umkehrbarkeit nicht nur adiabatisch, sondern auch isentrop (Iribarne und Godson, 1981). Im Gegensatz dazu fällt bei einem irreversiblen, *pseudoadiabatischen Prozess* alles Kondensat instantan aus. Im Folgenden wird zunächst der reversible Fall betrachtet.

Im 1. Hauptsatz (Gl. 2.5) kann δq weiterhin null gesetzt werden, sofern die Kondensationsprozesse durch zusätzliche Terme energetisch berücksichtigt werden (Simpson, 1978),

$$(c_p + r_t c_w) d \ln T - R_L d \ln p + d \left(\frac{r_{ds} l_d}{T} \right) = 0, \quad (2.13)$$

wobei r_t das gesamte Mischungsverhältnis von Flüssigwasser und Wasserdampf, c_w die spezifische Wärmekapazität flüssigen Wassers und r_{ds} das Wasserdampfsättigungsmischungsverhältnis sind. Emanuel (1994) fügte einen weiteren Term hinzu, um auch untersättigte Bedingungen hinreichend genau beschreiben zu können. Da c_p und c_w in guter Näherung konstant sind und sich auch r_t nicht ändern kann, ist der erste Summand einfach zu integrieren. Gleiches gilt für beiden übrigen Terme, sodass sich nach einigen Rechenschritten die sogenannte *feucht-äquivalentpotentielle Temperatur* θ_e^f ergibt,

$$\theta_e^f = T \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{R_L(c_p + r_t c_w)} \exp \left[\frac{l_d r_{ds}}{(c_p + r_t c_w) T} \right]. \quad (2.14)$$

Zur Beschreibung hochreichender Konvektion ist der pseudoadiabatische Ansatz insofern besser geeignet, als dieser die hierbei auftretenden Niederschläge

berücksichtigt. Dennoch handelt es sich ebenfalls um eine Näherung, da in der Realität nur ein Teil des Kondensats ausfällt. Konkret besteht der Unterschied zum reversiblen Fall darin, in Gleichung (2.13) das Gesamtmischungsverhältnis, r_t , durch das Wasserdampfsättigungsmischungsverhältnis, r_{ds} , zu ersetzen:

$$(c_p + r_{ds}c_w)d \ln T - R_L d \ln p + d \left(\frac{r_{ds}l_d}{T} \right) = 0. \quad (2.15)$$

Da r_{ds} anders als r_t eine Funktion der Temperatur ist, erfordert Gleichung (2.15) die Lösung eines aufwändigeren Integrals, $(c_w \int r_{ds} d \ln T)$. In der Literatur wurden deshalb verschiedene Näherungslösungen für den pseudoadiabatischen Fall entwickelt. Als sehr genau hat sich die pseudopotentielle Temperatur nach Bolton (1980) erwiesen,

$$\theta_e \approx T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{0,2854(1-0,28r_d)} \exp \left[\left(\frac{3376}{T_{HKN}} - 2,54 \right) r_d (1 + 0,81r_d) \right], \quad (2.16)$$

mit der Temperatur im Hebungskondensationsniveau T_{HKN} . Die in dieser Arbeit verwendeten Werte für θ_e wurden mit Gleichung (2.16) berechnet.

Anschaulich gesprochen entspricht θ_e derjenigen Temperatur, die ein Luftpaket annimmt, wenn es adiabatisch, ab dem Niveau der Sättigung pseudoadiabatisch, gehoben wird, bis sämtlicher Wasserdampf kondensiert und ausgefallen ist, und anschließend das Luftpaket auf ein Referenzniveau von $p_0 = 1000$ hPa bewegt wird. Wegen der Invarianz gegenüber adiabatischen Zustandsänderungen und Kondensationsprozessen eignet sich Gleichung (2.16) dazu, Luftmassen hinsichtlich ihres Energiegehalts in fühlbarer sowie latenter Wärme zu charakterisieren. Insbesondere gibt ein hoher Wert von θ_e , berechnet für $p = 850$ hPa, einen Hinweis auf ein hohes Temperatur- und Feuchteniveau in der unteren Troposphäre und folglich auf gute Bedingungen für die Bildung konvektiver Zellen (engl.: *theta-e-ridge*; NWS, 2016). Gleichwohl sind hohe θ_e -Werte nicht hinreichend für gewitterförderliche Umgebungsbedingungen. Stattdessen muss zusätzlich die atmosphärische Stabilität betrachtet werden,

wobei sich labile Bedingungen in einer vertikalen Abnahme von θ_e äußern (siehe Kap. 2.1.3).

2.1.2 Vertikalbeschleunigung und Auftrieb

Entscheidend für die Bildung von Gewitterwolken ist die aufwärts gerichtete Bewegung von Luftmolekülen in Aufwindschläuchen. Um mikrophysikalische Aspekte zu vernachlässigen, wird im Folgenden von Warmluftblasen ausgegangen, deren Eigenschaften räumlich kontinuierlich verteilt sind. Um die vertikale Beschleunigung zu beschreiben, die das Aufsteigen solcher Fluidelemente induziert, wird die dritte Komponente der Bewegungsgleichung verwendet (Doswell III und Markowski, 2004),

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g(1 + q_f + q_e) + 2\Omega u \cos \phi + F_z. \quad (2.17)$$

Dabei sind w die Vertikalgeschwindigkeit, g die Gravitationsbeschleunigung, $q_{f/e}$ das Mischungsverhältnis von Flüssigwasser beziehungsweise Eis, Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde, ϕ die geografische Breite, u die zonale Geschwindigkeit und F_z die Vertikalkomponente externer Kräfte wie zum Beispiel Reibung. Für die nachfolgende Betrachtung können die letzten drei Terme in guter Näherung vernachlässigt werden. Die Aufspaltung von Druck und Dichte in Grundzustand (\bar{p} und $\bar{\rho}$) und Störungen (p' und ρ') führt zu

$$\rho \frac{dw}{dt} = -\left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right) - (\bar{\rho} + \rho')g. \quad (2.18)$$

Aus der Gleichung für das hydrostatische Gleichgewicht $\partial \bar{p} / \partial z = -\bar{\rho}g$ folgt, dass sich die beiden den Grundzustand beschreibenden Terme aufheben. Damit vereinfacht sich Gleichung (2.18) zu

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\rho} g. \quad (2.19)$$

Zusätzlich kann die Dichte im Nenner entweder als $\bar{\rho} = \text{const}$ gemäß Boussinesq-Approximation oder als $\bar{\rho} = \bar{\rho}(z)$ gemäß anelastischer Approximation geschrieben werden. Während der erste Term auf der rechten Seite den vertikalen Gradienten der Druckstörung darstellt, beschreibt der zweite Term den thermischen Auftrieb B , auf dem das Auftriebskonzept von Archimedes fußt. Unter Anwendung der Zustandsgleichung für feuchte Luft auf $\bar{\rho}$ und ρ' sowie anschließender Vernachlässigung aller Produkte von Störgrößen folgt für den thermischen Auftrieb

$$B = -\frac{\rho'}{\bar{\rho}} g \approx \left(\frac{T'_v}{\bar{T}_v} - \frac{p'}{\bar{p}} \right) g. \quad (2.20)$$

Im Rahmen der klassischen Theorie des gehobenen Luftpakets (*lifted parcel theory*, TGL, Bjerknes, 1938) wird davon ausgegangen, dass der vertikale Gradient der Druckstörung in Gleichung (2.19) verschwindet. Dies führt zu einer stark vereinfachten Form der Bewegungsgleichung, in der die vertikale Beschleunigung alleine durch den thermischen Auftrieb bestimmt wird. Wenn zudem der Druckterm in Gleichung (2.20) vernachlässigt wird, lässt sich die vertikale Beschleunigung wegen $T'_v = T_v - \bar{T}_v$ schreiben als

$$\frac{dw}{dt} = g \frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v}. \quad (2.21)$$

Wie Doswell III und Markowski (2004) zeigen, werden die physikalischen Vorgänge beim Aufstieg einer Warmluftblase hierdurch nicht hinreichend abgebildet. Die grundlegende Annahme des TGL-Modells besteht darin, dass ein Luftpaket ohne räumliche Ausdehnung in eine homogene Umgebung eingebettet ist, eine Wechselwirkung aufgrund der eindimensionalen Geometrie jedoch nicht stattfindet. Insbesondere kann das Modell wegen des Fehlens einer horizontalen Dimension keine Massenkontinuität abbilden. Der Auftrieb stellt eine relative Größe bezüglich des horizontal homogenen Grundzustands der Umgebung dar. Wird dieser verändert, muss sich offensichtlich auch der Auftrieb ändern, was sich gemäß Gleichung (2.21) direkt auf die Ver-

tikalbeschleunigung auswirkt. Physikalisch ist der Einfluss eines willkürlich gewählten Grundzustands auf den Aufstieg der Luftblase nicht sinnvoll, was die begrenzte Anwendbarkeit des Auftriebskonzepts nach Archimedes auf Konvektionsströmungen verdeutlicht.

Tatsächlich induziert die aufsteigende Luftblase im Allgemeinen einen Dichtegradienten, der eine Interaktion mit der Umgebung in Form von Druckstörungen nach sich zieht. Dies lässt sich unschwer zeigen, indem die Divergenz der dreidimensionalen Bewegungsgleichung unter Verwendung der Boussinesq-Approximation berechnet wird (Markowski und Richardson, 2010). Wegen der betrachteten kleinen Skalen sind Corioliskraft und Beta-Effekt vernachlässigbar und unter Annahme der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Fluide, $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$, folgt

$$\frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p' = |\mathbf{D}|^2 - |\vec{\nabla} \times \vec{v}|^2 - \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (2.22)$$

wobei B der thermische Auftrieb und \mathbf{D} der Deformationstensor sind, für dessen quadrierte Determinante gilt:

$$|\mathbf{D}|^2 = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2. \quad (2.23)$$

Gleichung (2.22) hat die Form einer elliptischen partiellen Differentialgleichung, wobei für wellenförmige Lösungen $\vec{\nabla}^2 p' \propto -p'$ gilt. Die Druckstörung p' lässt sich als Summe zweier Teilstörungen auffassen, von denen eine, p'_b , durch den Auftrieb bedingt, und die andere, p'_d , dynamisch induziert ist. Es gilt mit Gleichung (2.22):

$$\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}^2 p'_b = \frac{\partial B}{\partial z} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}^2 p'_d = |\mathbf{D}|^2 - |\vec{\nabla} \times \vec{v}|^2. \quad (2.24)$$

Der Störungsanteil p'_b steht im Zusammenhang mit Abweichungen der Dichte innerhalb des Störvolumens vom Grundzustand. So liegt beispielsweise

oberhalb einer warmen Luftblase ein negativer vertikaler Gradient des thermischen Auftriebs B vor, der mit einer positiven Druckstörung p'_b einhergeht. Unterhalb der Blase hingegen stellt sich analog ein negatives p'_b ein. Anschaulich lässt sich dieser Druckdipol mit der Verdrängung von Umgebungsluft aus dem Weg der aufsteigenden Blase und dem Nachströmen von Luft dahinter erklären. Einen weiteren Beitrag zu p'_b liefert die durch das Störvolumen bedingte Schichtdickenanomalie (Markowski und Richardson, 2010). Der Anteil p'_d wird von Unterschieden im Strömungsfeld hervorgerufen, die durch das Störvolumen induziert sind. Konkret sorgen Gradienten der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten für Verformungen und Drehungen im Umfeld der Störung. Die von der TGL vernachlässigte Beeinflussung der Umgebung durch die Luftblase wird anhand von Gleichung (2.24) somit unmittelbar sichtbar. Die Einführung von p'_b und p'_d in Gleichung (2.19) liefert nach Gruppieren

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'_d}{\partial z} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'_b}{\partial z} + B \right). \quad (2.25)$$

Der gesamte Auftrieb wird folglich durch die Klammer auf der rechten Seite beschrieben, also durch die Summe aus thermischem Auftrieb und dem negativen Gradienten der auftriebsinduzierten Druckstörung. Dieser zweite Auftriebsterm kompensiert die Abhängigkeit des thermischen Auftriebs vom Grundzustand der Umgebung vollständig, wie Davies-Jones (2003) auch für die Verallgemeinerung des Boussinesq-Fluids auf anelastische Systeme zeigte. Die vorangegangene Diskussion macht somit deutlich, dass die Hebung einer Luftblase mit der verwendeten Formulierung des Gesamtauftriebs physikalisch sinnvoll beschrieben werden kann.

Die Druckstörung p'_b bewirkt außerdem, dass die Luftblase langsamer aufsteigt als durch Gleichung (2.31) angenähert, denn der begleitende Druckdipol impliziert eine nach unten gerichtete Druckgradientkraft, die dem thermischen Auftrieb B entgegenwirkt. Dieser Effekt ist umso stärker, je breiter die

Warmluftblase ist, und kompensiert den Auftrieb im Grenzwert unendlicher Breite vollständig. Zur Verringerung des effektiven Auftriebs trägt daneben auch die Einmischung kälterer und trockenerer Umgebungsluft bei (engl.: *entrainment*), die offensichtlich mit zunehmender Breite der Warmluftblase relativ an Bedeutung verliert. Die Kombination beider Einflüsse führt zu dem Ergebnis, dass die höchsten Beschleunigungen in Aufwindschläuchen mittlerer Ausdehnung auftreten.

Generell stellt die Vernachlässigung der Druckstörungen vor allem für Zellen mit schmalen Aufwindbereichen eine gute Näherung dar (Markowski und Richardson, 2010). Eine entscheidende Bedeutung kommt den Druckstörungen umgekehrt im Falle von Konvektion unter starker Windscherung zu, insbesondere bei der Entstehung und Intensivierung von Superzellen. Vor allem in unteren Niveaus können die Gradienten der Druckstörungen hier in dieselbe Richtung zeigen wie die Auftriebskraft und somit die Vertikalbeschleunigung entscheidend verstärken.

Eine vollständige Betrachtung des konvektiven Aufstiegs muss ferner auch die Wirkung von in der Luftblase enthaltenen Hydrometeoren mit dem Mischungsverhältnis r_h berücksichtigen. Nach Markowski und Richardson (2010) kann Gleichung (2.20) dementsprechend verallgemeinert werden zu

$$B \approx \left(\frac{T'_v}{\bar{T}_v} - \frac{p'}{\bar{p}} - r_h \right) g. \quad (2.26)$$

Während die Gewichtskraft der Hydrometeore einerseits den Auftrieb hemmt, verfrachten sie andererseits Wärme in höhere Schichten und tragen dort zu einer Erhöhung der Vertikalbeschleunigung bei (vgl. Kap. 2.1.1: Definition reversibel-feuchtadiabatisch). Weitere relevante Effekte sind Gefrierprozesse innerhalb des Aufwinds und eine absinkende Ausgleichsbewegung in der Umgebung.

2.1.3 Statische Stabilität

Zur Beschreibung atmosphärischer Stabilität existieren zwei unterschiedliche Ansätze, von denen der eine das statische Stabilitätsverhalten lokal durch die Betrachtung *infinitesimaler* vertikaler Auslenkungen auswertet. Der andere untersucht, ob sich ein Luftpaket durch eine ausreichend große *finite* vertikale Verlagerung auftriebsbedingt beschleunigt (Markowski und Richardson, 2010). Nachfolgend wird zunächst das erste dieser komplementären Konzepte betrachtet.

Wie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert wurde, muss eine hinreichend vollständige physikalische Beschreibung der vertikalen Beschleunigung einer Warmluftblase den Einfluss von Druckstörungen berücksichtigen. Um im Folgenden die gängige Modellvorstellung zur statischen Stabilität abzuleiten, wird jedoch vereinfachend wieder auf den Ansatz der TGL (Bjerknes, 1938) zurückgegriffen. Die ausgedehnte Warmluftblase ist folglich durch ein eindimensionales Luftpaket zu ersetzen.

Die Ausgangssituation sei durch ein Gleichgewicht zwischen Luftpaket und Umgebung gegeben. Zur Vereinfachung wird von trockener Luft ausgegangen, weshalb in den Gleichungen T statt T_v verwendet wird. Nach einer infinitesimalen Auslenkung δz lassen sich die Temperaturen von Luftpaket T und Umgebung \bar{T} in der Höhe $z = z_0 + \delta z$ durch Taylorreihen ohne Berücksichtigung quadratischer und höherer Terme darstellen,

$$T(z) = T(z_0) - \Gamma_t \delta z, \quad \bar{T}(z) = T(z_0) - \gamma \delta z, \quad (2.27)$$

mit dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten, Γ_t (siehe Gl. 2.8), und dem Temperaturgradienten der Umgebung, γ (Iribarne und Godson, 1981).

Wegen $w = d\delta z/dt$ folgt damit aus Gleichung (2.21)

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} + g \frac{\Gamma_t - \gamma}{T(z_0) - \gamma \delta z} \delta z = 0. \quad (2.28)$$

Da der absolute Wert der Temperatur immer viel größer ist als deren Änderungen mit der Höhe, vereinfacht sich der Nenner und es ergibt sich eine gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung, auch bekannt als Gleichung des ungedämpften harmonischen Oszillators,

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} + \frac{g}{T(z_0)} (\Gamma_t - \gamma) \delta z = \frac{d^2 \delta z}{dt^2} + N^2 \delta z = 0, \quad (2.29)$$

mit der allgemeinen Lösung

$$\delta z(t) = A \cdot \exp\left(i \sqrt{\frac{g}{T(z_0)} (\Gamma_t - \gamma)} \cdot t\right) + B \cdot \exp\left(-i \sqrt{\frac{g}{T(z_0)} (\Gamma_t - \gamma)} \cdot t\right), \quad (2.30)$$

wobei A und B Integrationskonstanten sind.

Für den stabilen Fall $\Gamma_t > \gamma$ bleiben die Exponenten imaginär, sodass $\Re(\delta z)$ durch eine Kosinusfunktion darstellbar ist. Die Luftblase führt eine harmonische Schwingung um ihren Ausgangspunkt aus, deren Kreisfrequenz durch die Wurzel in Gleichung (2.30) gegeben ist und als Brunt-Väisälä-Frequenz N bezeichnet wird. Für den instabilen Fall $\Gamma_t < \gamma$ hat die Wurzel nur imaginäre Lösungen, wodurch die Exponenten reell werden. Die Auslenkung lässt sich in diesem Fall durch eine exponentielle Zunahme beschreiben,

$$\delta z(t) \propto \exp\left(\sqrt{\frac{g}{T(z_0)} (\Gamma_t - \gamma)} \cdot t\right). \quad (2.31)$$

Im Grenzfall neutraler Schichtung $\Gamma_t = \gamma$ verschwindet der zweite Term auf der linken Seite von Gleichung 2.29, weshalb auch die zeitliche Änderung der vertikalen Beschleunigung gleich Null ist. Die Auslenkung δz löst folglich keine weitere vertikale Verlagerung aus. Trotz der Zeitabhängigkeit von δz folgt aus Gleichung (2.31) kein unbegrenzter Aufstieg bei instabiler Schichtung, da die obigen Betrachtungen nur lokale Gültigkeit besitzen (Markowski und Richardson, 2010).

Um das basierend auf Gleichung (2.30) abgeleitete Kriterium für statische Stabilität auf den Fall einer gesättigten Umgebung zu verallgemeinern, wird zwischen Γ_t und dem pseudoadiabatischen Temperaturgradienten, Γ_p , unterschieden. Wie in Kapitel 2.1.1 erläutert, ist bei allen Prozessen, die unter Sättigung ablaufen, zwischen einer reversiblen und irreversiblen Modellvorstellung zu differenzieren. Zur Herleitung von Γ_p für den ersten Fall werden die Differentiale in Gleichung (2.13) mithilfe von Differentiationsregeln und durch einige Substitutionen umgeformt. Unter Verwendung der Clausius-Clapeyron-Gleichung (Gl. 2.11) und des Kirchhoffschen Gesetzes

$$dl_d = (c_{pd} - c_w) dT, \quad (2.32)$$

mit der spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf bei konstantem Druck, c_{pd} , ergibt sich nach längerer Rechnung (Iribarne und Godson, 1981)

$$\Gamma_p = \Gamma_t \cdot \frac{\frac{p}{p-e_s} \left[1 + \left(\frac{l_d}{TR_L \cdot (1+0,61r_s)} - 0,61 \right) \cdot r_s \right]}{1 + \frac{c_{pd}r_s + c_w(r_t - r_w)}{c_p} + \frac{l_d^2 r_w (\beta + r_s)}{c_p R_L T^2}}, \quad (2.33)$$

wobei r_w das Mischungsverhältnis von Flüssigwasser und β das Verhältnis der Molekulargewichte von Wasserdampf und trockener Luft sind. Für den, in Konsistenz mit Gleichung (2.16), im Weiteren verwendeten irreversiblen Fall vereinfacht sich Gleichung (2.33) durch Verwendung von $r_t = r_w$.

Da während des pseudoadiabatischen Aufstiegs laufend latente Wärme frei wird, nimmt die Temperatur des Luftpakets geringer ab als im trockenadiabatischen Fall, das heißt $\Gamma_t > \Gamma_p$ und folglich auch

$$\gamma > \Gamma_t \Rightarrow \gamma > \Gamma_p \quad \text{aber} \quad \gamma > \Gamma_p \not\Rightarrow \gamma > \Gamma_t \quad \text{i.A.} \quad (2.34)$$

Die durch Gleichung (2.34) ausgedrückte Kausalität impliziert, dass das Luftpaket nur im Falle von $\gamma > \Gamma_t$ generell aufzusteigen beginnt, was als *absolute Instabilität* bezeichnet wird. Bei $\gamma < \Gamma_p$ hingegen liegt *absolute*

Stabilität vor. Im Übergangsbereich der *bedingten Instabilität*, welcher durch $\Gamma_p < \gamma < \Gamma_l$ gegeben ist, geht eine gesättigte Umgebung mit Instabilität und eine ungesättigte mit Stabilität einher.

Es lässt sich zeigen, dass die genannten Stabilitätskriterien auch durch Gradienten der potentiellen beziehungsweise pseudopotentiiellen Temperatur ausgedrückt werden können (Markowski und Richardson, 2010):

$$\begin{aligned} \text{absolut instabil : } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} < 0 & \quad \text{absolut stabil : } \frac{\partial \bar{\theta}_e^*}{\partial z} > 0 \\ \text{bedingt instabil : } \frac{\partial \bar{\theta}_e^*}{\partial z} < 0, & \end{aligned} \quad (2.35)$$

wobei $\bar{\theta}_e^*$ die pseudopotentielle Temperatur ist, die die Umgebung annähme, wenn sie bei der aktuellen Temperatur und dem aktuellen Druck gesättigt wäre. Obwohl die Vernachlässigung der Druckstörungen p'_b und p'_d , wie in Kapitel 2.1.2 ausgeführt, eine Vereinfachung darstellt, führt das darauf fußende TGL-Modell dennoch zu einer physikalisch korrekten Abgrenzung der Stabilitätsbereiche, die beispielsweise für eine gegebene Radiosondenmessung die Beurteilung der statischen Stabilität in verschiedenen Höhen ermöglicht.

2.1.4 Integrale Stabilitätsbetrachtung

Der Zustand bedingter Instabilität (vgl. Kap. 2.1.3) impliziert keine Aussage über das tatsächliche Vorliegen von Instabilität (Sherwood, 2000). Ausschließlich im Falle von Sättigung kommt es unter bedingter Instabilität zu einer exponentiellen Auslenkung des Luftpakets. Ungesättigte Luftpakete können dagegen erst durch eine *finite* vertikale Verlagerung eventuell in den Zustand absoluter Instabilität gebracht werden. Das in Kapitel 2.1.3 eingeführte Stabilitätskonzept, insbesondere Gleichung (2.31), umfasst jedoch solche finiten Auslenkungen nicht, da es ausschließlich für eine infinitesimale Umgebung des Ausgangspunkts gilt. Aus diesen Überlegungen folgt, dass die bedingte Instabilität einen unbestimmten Zustand darstellt, der erst nach einer integralen

Betrachtung des Temperatur- und Feuchteprofils eine eindeutige Aussage zum Stabilitätsverhalten liefern kann. Dies führt zum Begriff der verfügbaren Energie, der die Grundlage integraler Stabilitätsmaße bildet (Normand, 1938). In der TGL-Modellvorstellung kühlt sich ein gehobenes Luftpaket solange trockenadiabatisch ab, bis im Hebungskondensationsniveau (HKN) Sättigung eintritt (Abb. 2.1). Das HKN bildet im Fall erzwungener Hebung die Wolkenuntergrenze. Der weitere Aufstieg stellt eine pseudoadiabatische Zustandsänderung dar, die als Folge der frei werdenden latenten Wärme mit einer geringeren Temperaturabnahme gegenüber einer trockenadiabatischen Zustandsänderung einhergeht (vgl. Kap. 2.1.3). Diese erleichtert es dem Luftpaket, das Niveau der freien Konvektion (NFK) zu erreichen. Dort überschreitet seine Temperatur die der Umgebungsluft und es kann deshalb selbstständig weiter aufsteigen, bis sich die beiden Temperaturkurven im Niveau des neutralen Aufstiegs (NNA) erneut schneiden. Dort bildet sich die Wolkenobergrenze aus.

Andererseits können Gewitter auch durch freie Konvektion ohne externen Hebungsantrieb entstehen. Wenn in der untersten Luftschicht infolge solarer Aufheizung die sogenannte Auslösetemperatur erreicht wird, ist die Luft bis zu demjenigen Niveau trockenadiabatisch ($\gamma = \Gamma_t$) geschichtet, in dem ein aufsteigendes Luftpaket Sättigung erreicht (Kumulus-Kondensationsniveau, KKN). Unter solchen Bedingungen kann dieses frei vom Erdboden bis zum NNA aufsteigen, wobei die Wolkenuntergrenze durch das KKN gegeben ist.

Die Stärke der Konvektion kann beispielsweise durch die konvektiv verfügbare potentielle Energie (engl.: *convective available potential energy*, CAPE) quantifiziert werden. Die CAPE repräsentiert die Energie, welche zwischen dem NFK beziehungsweise KKN und dem NNA als Folge des Auftriebs für den Aufstieg zur Verfügung steht. Dagegen stellt die konvektive Sperre (CIN) diejenige Energie dar, die bis zum Erreichen des HKN überwunden werden muss (Markowski und Richardson, 2010). Für die Berechnung von CAPE und CIN ist der thermische Auftrieb B unter Vernachlässigung der Druckstörungen über das jeweilige Höhenintervall zu integrieren (Moncrieff und Miller, 1976),

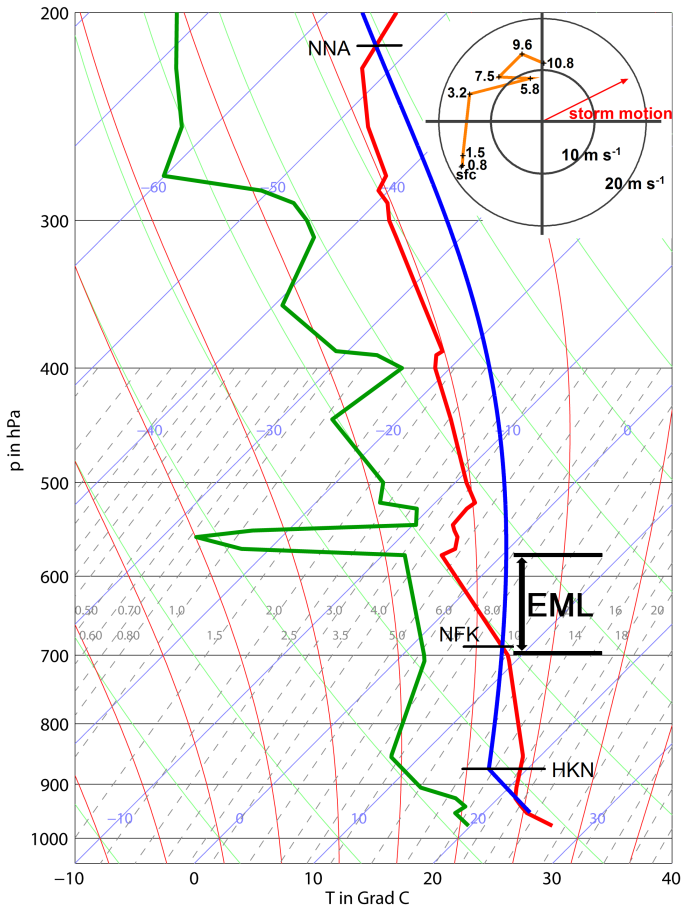


Abbildung 2.1: Thermodynamisches Diagramm (Stuttgart, 28.07.2013, 12 UTC) mit der adiabatischen Aufstiegskurve eines Luftpaketts (blau) sowie Zustandskurven der Temperatur (rot) und des Taupunkts (grün). Die Niveaus HKN, NFK und NNA sind durch schwarze Striche gekennzeichnet. Zum dargestellten Termin war eine abgehobene Mischungsschicht vorhanden (siehe Kap. 2.2.3), im Diagramm mit EML markiert. Außerdem ist oben rechts die Windscherung skizziert. (aus: Kunz et al., 2017, © M. Kunz, genehmigter Nachdruck).

$$\begin{aligned}
 \text{CAPE} &= \int_{\text{NFK}}^{\text{NNA}} B \, dz \approx g \int_{\text{NFK}}^{\text{NNA}} \frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} \, dz, \\
 \text{CIN} &= - \int_{z=0}^{\text{NFK}} B \, dz \approx -g \int_{z=0}^{\text{NFK}} \frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} \, dz.
 \end{aligned}
 \tag{2.36}$$

Im Falle freier Konvektion muss das KKN als untere Integrationsgrenze verwendet werden (CAPE_{KKN}). Der mithilfe von Gleichung (2.36) ermittelte Wert der CAPE hängt davon ab, für welches Luftpaket der Aufstieg berechnet wird. Ein üblicher Ansatz geht von einem Startpunkt am Erdboden aus (CAPE_S). Allerdings ist der thermodynamische Zustand bodennaher Luftpakete im Allgemeinen nicht repräsentativ für die gesamte Grenzschicht, da sich bodennah häufig eine dünne Schicht mit erhöhter Feuchte und überadiabatischem vertikalen Temperaturgradienten ausbildet (Craven et al., 2002). Dieses Problem kann umgangen werden, indem bei der Berechnung der Aufstiegskurve ein fiktives Luftpaket angenommen wird, das über die unteren X hPa gemittelte Werte des Mischungsverhältnisses und der potentiellen Temperatur aufweist. Die hierauf basierende CAPE wird als CAPE_X bezeichnet. Die CAPE_{mul} (engl.: *most unstable layer*) schließlich basiert auf demjenigen Luftpaket in der unteren Troposphäre mit der maximalen CAPE. Folglich wird als Startniveau die Höhe gewählt, in der θ_e maximal ist (Doswell III und Rasmussen, 1994). Dieser Ansatz hat sich besonders für den Fall abgehobener Konvektion (engl.: *elevated convection*) als gute Näherung erwiesen.

Aus der CAPE lässt sich die thermodynamisch maximale Vertikalgeschwindigkeit w_{max} herleiten (Markowski und Richardson, 2010). Wenn die Beträge der Druckstörungen zur vertikalen Beschleunigung weiterhin vernachlässigt werden, folgt aus Gleichung (2.25) nach Multiplikation mit w :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{w^2}{2} \right) = B \frac{dz}{dt}.
 \tag{2.37}$$

Unter der Annahme, dass w am NFK verschwindet und am NNA maximal wird, liefert die Integration von Gleichung (2.37) über die Zeitspanne zwischen dem Erreichen des NFK und des NNA eine Abschätzung von w_{max} :

$$w_{max}^2 = w_{NNA}^2 - w_{NFK}^2 = 2 \int_{NFK}^{NNA} B dz, \quad (2.38)$$

$$w_{max} = \sqrt{2 \cdot CAPE}. \quad (2.39)$$

Der hierdurch ermittelte Wert stellt eine theoretische Obergrenze für w_{max} dar für den Fall, dass die Druckstörungen keine Rolle spielen. In der Realität sind die erreichten Vertikalgeschwindigkeiten deshalb in der Regel deutlich niedriger.

Zusätzlich zur CAPE wurden weitere Stabilitätsmaße, sogenannte Konvektionsindizes, entwickelt, die ebenfalls auf der finiten Betrachtungsweise beruhen. Unter Verwendung geeigneter Schwellenwerte können sie als Indikatoren für die konvektive Neigung eingesetzt werden. Kunz (2007) zeigte, dass sich in Abhängigkeit von der betrachteten Ausprägung konvektiver Aktivität unterschiedliche Konvektionsindizes als Prädiktoren beispielsweise für großkörnigen Hagel eignen. In dieser Arbeit wird der Lifted Index (LI; Galway, 1956) verwendet, der ein approximatives Maß für latente Instabilität (siehe unten) darstellt und als Differenz der Umgebungstemperatur in 500 hPa und der Temperatur eines vom Startniveau i auf 500 hPa gehobenen Luftpakets,

$$LI = \bar{T}_{500} - T_{i \rightarrow 500}, \quad (2.40)$$

definiert ist. Wie bei der CAPE muss zwischen einer Hebung vom Boden (Surface Lifted Index, SLI) und von einem über die unteren X hPa gemittelten Zustand (LI_X) unterschieden werden.

Unter Verwendung von CAPE und CIN kann der Zustand bedingter Instabilität in mehrere eindeutige Bereiche aufgeteilt werden. Im Falle verschwindender CAPE liegt Stabilität unabhängig vom Ausmaß der Hebung vor (stabile

bedingte Instabilität; Normand, 1938). Für $CAPE > 0$ hat Normand (1931a,b) den Begriff der *latenten Instabilität* geprägt, die zu exponentiellem Aufsteigen gemäß Gleichung (2.31) führt, sobald ausreichende Hebung die durch die CAPE quantifizierte potentielle Energie freisetzt. Wegen der Bedingung $CAPE > 0$ ist latente Instabilität immer mit einer hinreichend hohen Feuchte in den unteren Luftschichten verbunden. Damit die Instabilität freigesetzt werden kann, muss das Luftpaket zuerst eine stabile untere Schicht, quantifiziert durch die CIN, überwinden, um in den Bereich positiven Auftriebs zu gelangen.

Dies führt direkt zu den drei notwendigen Voraussetzungen für hochreichende Konvektion (engl.: *ingredients-based methodology*; Schultz et al., 2000). Sowohl bedingte Instabilität als auch ausreichende Feuchte und Hebung sind jeweils notwendig, aber nicht hinreichend für die Auslösung konvektiver Zellen; erst in der Kombination sind sie auch hinreichende Faktoren. Die CAPE ihrerseits gibt in kombinierter Weise an, zu welchem Grad die ersten beiden Voraussetzungen erfüllt sind. Ausreichende Werte der CAPE und ein Hebungsantrieb, der zur Überwindung der CIN genügt, führen folglich zur Bildung von Gewittern.

Wird, anders als beim Aufstieg eines Luftpakets, eine von zwei Druckflächen abgegrenzte Schicht als Ganzes gehoben und tritt auf der unteren Druckfläche früher Sättigung ein als auf der oberen, führt weitere Hebung wegen $\Gamma_p < \Gamma_t$ zu einer Zunahme des Temperaturgradienten γ , was eine Labilisierung der Luftsäule zur Folge hat. Die Bedingung hierfür ist eine feuchte untere und trockene obere Schicht. Durch dieses Prinzip der *potentiellen Instabilität* kann selbst eine Schichtung mit $CAPE = 0$ unter Umständen instabil und damit konvektionsförderlich werden. Das Kriterium für das Vorliegen potentieller Instabilität ist die Abnahme der pseudopotentiellen Temperatur mit der Höhe (Rossby, 1932). Häufige Ursachen sind Warmluftadvektion in den unteren Luftschichten, bodennahe Feuchteakkumulation und solare Aufheizung der unteren Luftschichten. Außerdem kann es im Lee eines ausreichend hohen Gebirges, wie zum Beispiel der Alpen, zu hoher potentieller Instabilität kommen, wenn eine Kaltfront in den unteren Niveaus

blockiert wird (van Delden, 2001). Die resultierende Kaltluftadvektion ausschließlich in höheren Schichten führt zu einer Verstärkung des vertikalen θ_e -Gradienten. Bei vielen schweren Gewitterereignissen, wie beispielsweise dem Münchner Hagelunwetter von 1984 (Heimann und Kurz, 1985), waren die thermodynamischen Umgebungsbedingungen von einer hohen potentiellen Instabilität gekennzeichnet.

Wie Groenemeijer (2009) zeigen konnte, stellt latente Instabilität die Voraussetzung für das tatsächliche Erreichen eines konvektiv instabilen Strömungszustands dar. Dabei folgt aus latenter Instabilität immer auch potentielle Instabilität, nicht jedoch umgekehrt. Gleichwohl steht die Auslösung von Konvektion meist nicht in Verbindung mit der einheitlichen Hebung einer potentiell instabilen Schicht (Schultz et al., 2000). Wie Luftpakete unter der Voraussetzung einer latent oder potentiell instabilen Schichtung die CIN überwinden und in den Zustand freier Konvektion überführt werden können, wird in Kapitel 2.2 ausführlich diskutiert.

2.2 Mechanismen erzwungener Hebung

Hohe Werte der CAPE als Folge bedingter Instabilität und eines reichlichen Feuchteangebots sind nicht hinreichend für die Entstehung konvektiver Zellen. Zusätzlich ist ein Hebungsmechanismus erforderlich, der es den Luftpaketen ermöglicht, die Zone negativen Auftriebs zu überwinden und anschließend, nach Erreichen des NFK, in den Bereich positiven Auftriebs zu gelangen (vgl. Kap. 2.1.4).

Insbesondere führt eine hohe CIN oft zu einer vollständigen Unterdrückung von Konvektion. Zugleich resultiert daraus auch, dass sich in den unteren Luftschichten fühlbare und latente Wärme akkumulieren können, die bei einer möglichen späteren Überwindung der konvektiven Sperre das Potenzial für eine sehr rasche, oft als explosiv bezeichnete Gewittergenese bergen (Carlson und Ludlam, 1968). Zum Abbau der CIN trägt, neben der solar bedingten Erwärmung und der Feuchtezunahme durch Evapotranspiration

und Advektion in den unteren Schichten, die großskalige Hebung der Luftschichten in Verbindung mit dynamischen Antrieben bei (Kap. 2.2.1). Außerdem sinkt die CIN im Zusammenhang mit Prozessen, die eine Erhöhung des Temperaturgradienten der Umgebungsluft, γ , nach sich ziehen. Nach Markowski und Richardson (2010) sind dies die horizontale und vertikale Advektion von γ , differentielle Temperaturadvektion, die Streckung der Luftsäule sowie differentielle diabatische Erwärmung.

Die Auslösung von Konvektion wird überwiegend von Prozessen der Mesoskala bewerkstelligt, die als Übergangsbereich zwischen der Mikroskala und der synoptischen Skala definiert ist. Unter den verschiedenen in der Literatur diskutierten Abgrenzungen zählt die von Fujita (1981) zu den gebräuchlichsten, gemäß der die Mesoskala den Bereich zwischen 4 und 400 km abdeckt. Zu den relevanten mesoskaligen Prozessen gehören die Querkirkulation synoptischer Fronten, insbesondere im Zusammenspiel mit einer *Spanish Plume*, sowie kleinräumige Konvergenzzonen als Folge der vielfältigen Arten der Wechselwirkung mit orografischen Strukturen. In Küstennähe kommt es an Seewindfronten zu Konvergenz und der Auslösung von Konvektion. Konvergenzlinien können sich des Weiteren durch bestimmte bodennahe Strömungskonfigurationen bilden, zum Beispiel im Übergangsbereich zwischen Hoch und Tief. Für die Konvektionsauslösung spielen ferner Vorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht eine Rolle, die als Folge räumlicher Diskontinuitäten von Landnutzung und Bodenfeuchte einsetzen (Kottmeier et al., 2008). Auch können bestehende Zellen eine Zellneubildung induzieren, indem sich ihr Kaltluftausfluss lateral von Abwindschlauch entfernt und die damit verbundene Böenfront als Kaltfront für Hebung sorgt (vgl. Kap. 2.3).

In der Literatur wird vielfach argumentiert, dass die synoptischskalige Hebung einer Luftschicht in der Regel nicht für die Konvektionsauslösung verantwortlich ist, da erstens die Vertikalgeschwindigkeiten als zu klein eingeschätzt werden. Zweitens müsste in diesem Fall zunächst, anders als meistens beobachtet, stratiforme Bewölkung entstehen, in die sich anschließend Cumulonimben ein-

lagern würden (Doswell III, 1987; Schultz et al., 2000; Groenemeijer, 2009). Allerdings beschreiben mehrere Publikationen, wie großräumige Hebung bei Vorliegen einer hohen potentiellen Instabilität (vgl. Kap. 2.1.4) zur verbreiteten und schnellen Entwicklung von Gewittersystemen führen kann, wie beispielsweise im Vorfeld des Münchener Hagelunwetters von 1984 oder während der COPS-Messkampagne 2007 im Umfeld von Vogesen und Schwarzwald (z.B. Heimann und Kurz, 1985; Kottmeier et al., 2008; Barthlott et al., 2011). Oftmals ist ein Zusammenspiel mehrerer Mechanismen zu beobachten. So kann es zum Beispiel zu einer Kombination von lokaler Auslösung an Gebirgskämmen und verbreiteter Gewitterbildung infolge großräumiger Hebung kommen.

2.2.1 Vertikalbewegungen in der quasigeostrophischen Approximation

Allgemein lassen sich großskalige Bewegungen in der Atmosphäre durch ein Differentialgleichungssystem bestehend aus Navier-Stokes-Gleichung

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = -2\vec{\Omega} \times \vec{v} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - g\vec{k} + \vec{F}_r, \quad (2.41)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \rho = 0 \quad (2.42)$$

und thermodynamischer Gleichung

$$c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} = J \quad (2.43)$$

beschreiben. Dabei sind $\vec{\Omega}$ der Kreisfrequenzvektor der Erde, g die effektive Erdbeschleunigung einschließlich des Beitrags der Zentrifugalkraft, \vec{F}_r die Summe der Reibungsterme sowie J die diabatische Erwärmungsrate. Gleichung (2.43) folgt aus Gleichung (2.5), wenn auf beiden Seiten die totale Zeitableitung gebildet wird (Holton und Hakim, 2012).

Dieses Gleichungssystem kann durch Übergang in das p -System, entsprechend der Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts, und unter Vernachlässigung mehrerer Terme nach einer Skalenanalyse vereinfacht werden. Um Vertikalbewegungen aus der großskaligen Dynamik heraus auf der Basis einer diagnostischen Gleichung zu beschreiben, wird des Weiteren von der Annahme ausgegangen, dass die horizontale Strömung annähernd geostrophisch ist und vertikale Advektionen als Folge dessen vernachlässigt werden können (Holton und Hakim, 2012). Für die geostrophische und ageostrophische Windkomponente, \vec{v}_g und \vec{v}_a , gilt also

$$\vec{v} = \vec{v}_g + \vec{v}_a \quad \text{mit} \quad |\vec{v}_g| \gg |\vec{v}_a|, \quad (2.44)$$

und

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\rho f} \vec{k} \times \vec{\nabla}_h p = \frac{1}{f_0} \vec{k} \times \vec{\nabla}_p \Phi, \quad (2.45)$$

wobei \vec{k} der vertikale Basisvektor und $f_0 = \text{const} \approx 10^{-4} \text{s}^{-1}$ der Coriolisparameter auf einer f -Ebene sind.

Diese sogenannte *quasigeostrophische Approximation* ermöglicht es, \vec{v}_a auf der linken Seite von Gleichung (2.41), nicht jedoch im Coriolisterm, zu vernachlässigen. Ferner wird von einer β -Ebene, das heißt einer linearen Zunahme des Coriolisparameters $f = f(|\vec{\Omega}|) = f_0 + \beta y$ mit der geografischen Breite y , ausgegangen. Damit ergibt sich aus der Bewegungsgleichung (Gl. 2.41)

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla}_p \vec{v}_g = -f_0 \vec{k} \times \vec{v}_a - \beta y \vec{k} \times \vec{v}_g \quad (2.46)$$

und aus der Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.42) unter der Annahme von Inkompressibilität ($\partial \rho / \partial t = 0$) sowie unter Verwendung der Divergenzfreiheit von \vec{v}_g auf einer p -Ebene

$$\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (2.47)$$

mit den horizontalen ageostrophischen Windkomponenten (u_a, v_a) , und der Vertikalgeschwindigkeit im p -System, $\omega \propto -w$. Mithilfe einiger Umformungen und unter Verwendung eines Grundzustands T_0 und θ_0 , der nur von p abhängt, folgt außerdem aus Gleichung (2.43)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla}_p T + T_0 \frac{d \ln \theta_0}{d p} = \frac{J}{c_p} . \quad (2.48)$$

Kreuzweises Ableiten der beiden Komponenten von Gleichung (2.46) nach x beziehungsweise y und Differenzbildung liefert unter Verwendung von Gleichung (2.47) die quasigeostrophische Vorticitygleichung

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla}_p (\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} , \quad (2.49)$$

wobei $\zeta_g = (\vec{\nabla} \times \vec{v}_g)_z$ die geostrophische Vorticity ist. Wird nun auf Gleichung (2.48) der Laplace-Operator Δ angewendet, Gleichung (2.49) nach dem Druck abgeleitet und die Geopotentialtendenz $\chi = \partial \Phi / \partial t$ eingeführt, ergibt sich durch die Differenz beider Gleichungen die *quasigeostrophische ω -Gleichung*

$$\sigma \left(\Delta + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega = f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla}_p (\zeta_g + f) \right] + \frac{R_L}{p} \Delta \left[\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla}_p T \right] - \frac{R_L}{c_p p} \Delta J , \quad (2.50)$$

wobei $\sigma = -R_L T_0 p^{-1} d \ln \theta_0 / d p$ ein Stabilitätsparameter ist.

Zur anschaulichen Diskussion der ω -Gleichung wird der Laplace-Operator mithilfe einer Wellenlösung ausgewertet, was für eine beliebige skalare Größe ξ zu $\Delta \xi \propto -\xi$, und im Falle von ω zu $\Delta \omega \propto -\omega \propto w$ führt. Zu einer aufwärts gerichteten Bewegung kommt es gemäß Gleichung (2.50) folglich in Gebieten, die eine mit der Höhe zunehmende positive oder abnehmende negative Vorticityadvektion, ein Maximum der Warmluftadvektion oder ein

Minimum der Kaltluftadvektion oder maximale diabatische Wärmezufuhr insbesondere durch Kondensation oder Gefrieren aufweisen (Pichler, 1997). Allerdings kompensieren sich diese Terme zum Teil, was im Anwendungsfall eine Diagnose des ω -Feldes erschwert. Daher wird im Folgenden die Herleitung einer alternativen Form der ω -Gleichung skizziert, die dieses Problem löst und zugleich äquivalent zu Gleichung (2.50) ist. Nachdem bereits Sutcliffe (1947) die Vertikalgeschwindigkeit mithilfe nur eines Antriebsterms annähern konnte, werden bei dem Ansatz von Hoskins et al. (1978) alle der in Gleichung (2.50) enthaltenen quasigeostrophischen Antriebe berücksichtigt. Die Grundidee besteht darin, das quasigeostrophische Differentialgleichungssystem (Gl. 2.46-2.48) derart umzuformen, dass sich Navier-Stokes- und thermodynamische Gleichung über den Q-Vektor

$$\vec{Q} = \left(-\frac{R_L}{p} \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial x} \cdot \vec{\nabla}_p T, -\frac{R_L}{p} \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial y} \cdot \vec{\nabla}_p T \right)^T \quad (2.51)$$

koppeln lassen. Nach längerer Rechnung (z.B. Holton und Hakim, 2012), bei der die Gleichungen (2.46) und (2.48) durch partielle Differentiation und Anwendung der thermischen Windgleichung (Gl. 2.57) verknüpft werden, folgt schließlich die Q-Vektor-Form der ω -Gleichung

$$\sigma \Delta \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = -2 \vec{\nabla}_p \cdot \vec{Q} + f_0 \beta \frac{\partial v_g}{\partial p} - \frac{R_L}{c_p p} \Delta J. \quad (2.52)$$

Wenn die x-Achse parallel zu den Isothermen, mit der kalten Luft zur Linken, gedreht wird, vereinfacht sich Gleichung (2.51) ohne Beschränkung der Allgemeinheit zu

$$\vec{Q} = -\frac{R_L}{p} \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right| \left(\vec{k} \times \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial x} \right), \quad (2.53)$$

womit sich der Q-Vektor sehr anschaulich interpretieren lässt. Gemäß Gleichung (2.53) zeigt \vec{Q} immer orthogonal nach rechts bezogen auf

den Änderungsvektor von \vec{v}_g entlang einer Isotherme. Da der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (2.52) bei synoptischskaligen Bewegungen klein ist, kann unter Vernachlässigung diabatischer Prozesse vom Divergenzfeld des Q-Vektors direkt auf das Feld der Vertikalgeschwindigkeit geschlossen werden, wobei Konvergenz mit Aufsteigen und Divergenz mit Absinken einhergeht. Beispielsweise verlangsamt sich \vec{v}_g in der diffluenten Ausgangsregion eines Jetstreaks (Windmaximum innerhalb des Jetstreams) mit zunehmendem x , sodass der Q-Vektor in y -Richtung, also bezogen auf die Strömungsrichtung, nach links zeigt. Im linken Ausgangssektor des Jetstreaks kommt es folglich zu einer Konvergenz von \vec{Q} und daher zum Aufsteigen (Hoskins et al., 1978). Dies ist äquivalent zum Ergebnis einer Auswertung der ageostrophischen Windkomponente, die sich in der Umgebung des Jetstreaks als Folge von Beschleunigung und Verzögerung ausbildet (Kunz, 2016). Die Vertikalbewegungen sind Teil einer ageostrophischen Sekundärzirkulation, die Störungen des geostrophischen und hydrostatischen Gleichgewichts auszugleichen versucht, welche durch die den Antriebstermen zugrundeliegenden Prozesse hervorgerufen werden (Holton und Hakim, 2012).

2.2.2 Frontale Querzirkulation

Häufig sorgt zunächst großskalige Hebung für einen partiellen Abbau der CIN und bewirkt dadurch eine Verbesserung der thermodynamischen Umgebungsbedingungen, bevor die eigentliche Konvektionsauslösung von einem Prozess der Mesoskala bewerkstelligt wird. Hierbei stellt insbesondere der aufsteigende Ast der frontalen Querzirkulation einen bedeutenden Auslösemechanismus hochreichender Feuchtkonvektion dar (Markowski und Richardson, 2010). In diesem Kontext sei auf die Arbeiten von Schemm et al. (2015) und Baumstark (2017) verwiesen, die den Zusammenhang zwischen Fronten und Hagel untersuchten. Daher wird in diesem Kapitel die Dynamik synoptischer Fronten basierend auf einer Verallgemeinerung

der quasigeostrophischen Theorie vorgestellt und daraus die physikalische Notwendigkeit einer Querkirkulation an Fronten abgeleitet.

Eine Front ist definiert als Übergangsbereich zweier Luftmassen, in dem die Gradienten von Dichte und pseudopotentieller Temperatur gegenüber denen innerhalb der jeweiligen Luftmassen stark erhöht sind (Markowski und Richardson, 2010). Dieser Übergangsbereich kann in erster Näherung als unendlich dünne Grenzschicht (Diskontinuität 0. Ordnung) beschrieben werden. Eine bessere Abbildung der Realität wird allerdings erzielt, wenn anstatt des Sprungs ein finiter Übergangsbereich mit linearem Dichteverlauf gewählt wird (Diskontinuität 1. Ordnung). Es kann gezeigt werden, dass eine derart definierte Frontalzone die Neigung

$$\frac{dz}{dy} = \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_k - \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_w \right] \cdot \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_w - \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_k \right]^{-1} \quad (2.54)$$

besitzt, wobei die x-Achse als frontparallel angenommen wird und die Indizes w und k die warme beziehungsweise kalte Seite bezeichnen (Markowski und Richardson, 2010). Gleichung (2.54) sagt aus, dass die Neigung einer Diskontinuität 1. Ordnung zum einen vom Unterschied des frontsenkrechten Gradienten der potentiellen Temperatur zwischen der kalten und warmen Seite der Front (Zähler) und zum anderen vom Unterschied der statischen Stabilität zwischen beiden Seiten (Nenner) bestimmt wird.

Einen grundlegenden Aspekt der Frontentheorie stellen die Mechanismen dar, die zur Verstärkung (Frontogenese) oder Abschwächung (Frontolyse) einer Front führen. Im Rahmen dieser kurzen Einführung kann vereinfachend von rein geostrophischen und adiabatischen Prozessen ausgegangen werden. Den Ausgangspunkt bildet ein Zwischenergebnis, das sich bei der Ableitung der ω -Gleichung in Q-Vektor-Form (Gl. 2.52) ergab:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} \right) \left(\frac{R_L}{p} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = Q_y + \sigma \frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{R_L}{c_p p} \frac{\partial J}{\partial y}. \quad (2.55)$$

Diese Gleichung vereinfacht sich unter Verwendung der Divergenzfreiheit von \vec{v}_g zu einer Definition der Frontogenesefunktion

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = - \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right), \quad (2.56)$$

wobei θ anstatt T benutzt wurde, um die Invarianz unter adiabatischen Zustandsänderungen sicherzustellen (Holton und Hakim, 2012). Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Frontogenese als Folge horizontaler Scherung. Ein anfangs in x -Richtung zeigender Temperaturgradient wird hierbei durch einen meridionalen Gradienten des Zonalwindes verzerrt, sodass der Temperaturgradient in y -Richtung zunimmt. Der zweite Term beschreibt den frontogenetischen Effekt eines Deformationsfeldes. Die Änderung der zonalen Windkomponente in x -Richtung, welche wegen $\vec{\nabla}_p \cdot \vec{v}_g = 0$ mit einer entgegengesetzten Änderung der meridionalen Komponente in y -Richtung einhergeht, führt zusammen mit einem meridional orientierten Temperaturgradienten offensichtlich zu einer Verringerung des Abstands der Isothermen. In der höheren Troposphäre überlagert sich dem idealen Deformationsfeld in den meisten Fällen eine starke Hintergrundströmung, die ein konfluentes Strömungsmuster erzeugt (Holton und Hakim, 2012). Durch Zerlegung der Terme in Gleichung (2.56) lässt sich ferner zeigen, dass Frontogenese nur eintritt, wenn die Isothermen und die Dilatationsachse der Strömung einen Winkel von höchstens 45° einschließen. Anderenfalls kommt es zum umgekehrten Fall der Frontolyse.

Die von diesen geostrophischen Prozessen gesteuerte Frontogenese läuft deutlich langsamer ab, als es in realen außertropischen Strömungskonfigurationen beobachtet wird (Markowski und Richardson, 2010). Einen weiteren, wesentlichen Beitrag liefert die ageostrophische Sekundärzirkulation, die aus Kontinuitätsgründen zugleich ein Muster aus Auf- und Abwinden induziert. Analog zu den Überlegungen in Kapitel 2.2.1 folgt beispielsweise für den Fall des Konfluenzfeldes im Eingangsbereich eines Jetstreaks, dass die Q-Vektoren

in Strömungsrichtung gesehen rechts konvergieren und links divergieren. Darunter befindet sich wegen der thermischen Windgleichung (Pichler, 1997),

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \vec{v}_g + \frac{g}{fT} (\vec{k} \times \vec{\nabla}_h T), \quad (2.57)$$

rechts die warme und links die kalte Seite der zugehörigen Front. Daher kommt es auf der warmen Seite wegen $\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} < 0$ zu Aufsteigen und auf der kalten wegen $\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} > 0$ zu Absinken (Abb. 2.2).

Von der bisherigen kinematischen Betrachtungsweise wird nun auf eine dynamische übergegangen, mit der sich die frontale Querkirkulation explizit beschreiben lässt. Während die frontparallele Strömungskomponente meist der synoptischen Skala zuzuordnen ist, ageostrophische Beschleunigungen also weiterhin eine untergeordnete Rolle spielen, ist die deutlich kleinräumigere Querkomponente auf der Meso- β -Skala angesiedelt (40–400 km), wobei die Größenordnung in der Regel unter 100 km liegt (Markowski und Richardson, 2010). Die Annahmen der quasigeostrophischen Approximation verlieren daher ihre Berechtigung. Stattdessen ist das verwendete Gleichungssystem gemäß der *semigeostrophischen Theorie* zu verallgemeinern. Hierbei wird die Advektion von Temperatur und horizontalem Impuls durch den ageostrophischen Wind, einschließlich der vertikalen Windkomponente, berücksichtigt. Da die x-Achse weiterhin frontparallel ausgerichtet ist, lässt sich die semigeostrophische Form der Navier-Stokes-Gleichung durch ihre erste Komponente

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + u_a \frac{\partial u_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial u_g}{\partial y} + v_a \frac{\partial u_g}{\partial y} + \omega \frac{\partial u_g}{\partial p} = f v_a \quad (2.58)$$

und die der thermodynamischen Gleichung durch

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_g \frac{\partial \theta}{\partial x} + u_a \frac{\partial \theta}{\partial x} + v_g \frac{\partial \theta}{\partial y} + v_a \frac{\partial \theta}{\partial y} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\theta J}{c_p T} \quad (2.59)$$

darstellen.

Zur Vereinfachung wird nachfolgend angenommen, dass die ageostrophische Strömung keine x -Komponente besitzt. Wenn nun Gleichung (2.59) nach y und Gleichung (2.58) nach p differenziert werden, die Divergenzfreiheit von \vec{v}_g ausgenutzt und außerdem die thermische Windgleichung für eine f -Ebene verwendet wird, lässt sich das Gleichungssystem durch die Einführung einer Stromfunktion ψ mit

$$v_a = -\frac{\partial \psi}{\partial p} \quad \text{und} \quad \omega = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (2.60)$$

koppeln und es folgt nach kurzer Rechnung die *Sawyer-Eliassen-Gleichung* (Hoskins, 1975):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{R_L T}{f_0 p \theta} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} \left(2 \frac{\partial u_g}{\partial p} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) = \\ 2 \frac{R_L T}{f_0 p \theta} \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - \frac{R_L}{c_p f_0 p} \frac{\partial J}{\partial y}, \end{aligned} \quad (2.61)$$

wobei die statische Stabilität als horizontal homogen und die Baroklinität innerhalb der Frontalzone als konstant angenommen wurden. Diese lineare partielle Differentialgleichung 2. Ordnung hat genau dann eine eindeutige Lösung, wenn die Diskriminante $b^2 - 4ac$ negativ ist (elliptischer Fall), wobei a , b und c die Parameter des ersten, zweiten und dritten Terms auf der linken Seite sind. Es kann gezeigt werden, dass dies außerhalb der Tropen in ungesättigter Luft fast immer zutrifft (Holton und Hakim, 2012). Die durch ψ beschriebenen Stromlinien bilden Ellipsen, welche die Struktur der Sekundärzirkulation festlegen. Wird der diabatische Term vernachlässigt, hängt deren Richtung ausschließlich vom Vorzeichen der Klammer auf der rechten Seite ab, die wiederum identisch mit der Frontogenesefunktion in Gleichung (2.56) ist. Im Falle von Frontogenese kommt es deshalb zu einer thermisch direkten (Aufstieg auf der warmen Seite), bei Frontolyse zu einer indirekten Zirkulation.

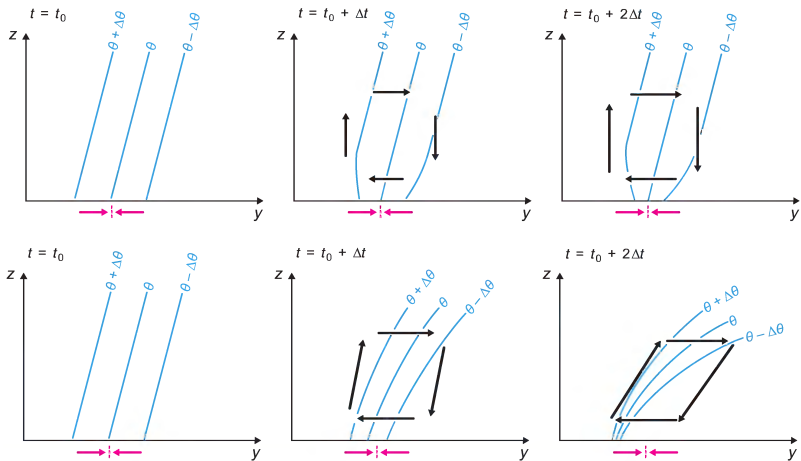


Abbildung 2.2: Skizze der frontalen Querkirkulation in der vertikalen, frontsenkrechten Ebene ($y - z$, schwarze Pfeile) unter den Annahmen der quasigeostrophischen (obere Zeile) und semigeostrophischen Theorie (untere Zeile) mit dem jeweiligen Verlauf der Isothermen (blaue Linien). Die gestrichelte pinkle Linie gibt die Dilatationsachse des geostrophischen Windfeldes an und die pinkle Pfeile sind die frontsenkrechten geostrophischen Windvektoren (aus: Markowski und Richardson, 2010, © John Wiley & Sons, genehmigter Nachdruck).

Physikalisch liegt die Notwendigkeit der frontalen Querkirkulation in der Reaktion des Systems auf Störungen des Gleichgewichts des thermischen Windes begründet. So müssen die Warm- und Kaltluftadvektion, mit denen eine zunächst geostrophisch ablaufende Frontogenese (siehe oben) auf den jeweiligen Seiten der Front verbunden ist, mit einer Zunahme des geostrophischen Windes mit der Höhe einhergehen. Die Warmluftadvektion auf der warmen Seite bewirkt, dass sich die Druckflächen in der Höhe anheben, während sie sich auf der kalten Seite infolge der Kaltluftadvektion absenken. Dies erhöht den Druckgradienten senkrecht zur Front, was eine ageostrophische Querkomponente erzeugt. Die auf diese wirkende Corioliskraft führt schließlich zu einer Verstärkung der geostrophischen

Strömung, wodurch die thermische Windgleichung erfüllt wird (Markowski und Richardson, 2010).

Da der ageostrophische Wind in der semigeostrophischen Theorie auch advehierend wirkt, verstärkt er sowohl in den unteren als auch oberen Schichten die Drängung der Isothermen, unten auf der warmen, oben auf der kalten Seite der Frontfläche. Hierdurch neigt sich die Frontalzone zunehmend in Richtung der Kaltluft und die Quercirkulation wird verzerrt (Abb. 2.2). Da aber eine Drängung der Isothermen eine weitere Zunahme des thermischen Windes verlangt, liegt eine positive Rückkopplung vor, die eine sehr rasche Frontogenese und eine starke Sekundärzirkulation ermöglicht (Holton und Hakim, 2012).

Der aufsteigende Ast der frontalen Quercirkulation wird durch eine weitere Sekundärzirkulation verstärkt, die sich als Folge des unterschiedlichen Bedeckungsgrades vor und hinter der Front ausbildet (Kottmeier et al., 2008). Infolge solarer Erwärmung der präfrontalen Luftmasse im Tagesverlauf, gepaart mit einem deutlich schwächeren Tagesgang in der bewölkten Frontalzone, kommt es vor der Front besonders nachmittags zu einem zusätzlichen Hebungsantrieb, der entscheidend zur Bildung von Gewitterlinien (Kap. 2.3.2) beitragen kann.

2.2.3 Abgehobene Mischungsschichten – Spanish Plume

Einen Spezialfall von Warmluftadvektion in unteren Schichten, wie in Kapitel 2.1.4 gezeigt eine Quelle potentieller Instabilität, stellt die Advektion abgehobener Mischungsschichten (engl.: *elevated mixed-layers*, EML) dar, die in West- und Mitteleuropa ihren Ursprung primär auf dem Iberischen Plateau haben. In Interaktion mit einer EML können herannahende Kaltfronten eine besondere Form der Quercirkulation entwickeln, die in vielen Fällen eine explosive Entwicklung konvektiver Systeme auslöst (Morris, 1986). Darüber hinaus bieten EML bereits ohne diesen frontalen Antrieb als Folge der hohen potentiellen Instabilität günstige Bedingungen für eine intensive konvektive

Entwicklung. Beispiele für Unwetter unter dem Einfluss einer EML, jedoch ohne frontale Effekte, sind die Hagelereignisse am 28. Juli 2013 (Kunz et al., 2017) und das Münchner Hagelgewitter von 1984 (Heimann und Kurz, 1985). Günstige Voraussetzungen für die Gewittergenese aus einer solchen Warmluftfahne heraus sind gegeben, wenn Spanien und die Biskaya auf der Vorderseite eines ausgeprägten Höhentrog liegen. Ein über der iberischen Halbinsel entstandenes Hitzetief verlagert sich bei dieser als *Spanish Plume* bezeichneten Strömungskonfiguration nach Norden über das westliche Frankreich (Abb. 2.3). Da diese Region niedriger liegt, ist die ursprünglich am Boden aufliegende Schicht nun abgehoben und wirkt als Deckinversion (engl.: *capping inversion*) für die sich mit fühlbarer und latenter Wärme anreichernde Bodenschicht. Hier entwickelt sich meist zunächst flache Konvektion, die aber die hohe konvektive Sperre nicht überwinden kann (Carlson und Ludlam, 1968). Andererseits bewirkt die Beschränkung der vertikalen Durchmischung, dass θ_e in der Bodenschicht umso stärker ansteigt. Oberhalb der EML liegt wegen des dortigen vertikalen θ_e -Gradienten eine hohe potentielle Instabilität vor. Infolge der trogvorderseitigen Lage kann sich das Hitzetief im weiteren Verlauf durch quasigeostrophische Antriebe (siehe Kap. 2.2.1) intensivieren. Der hohe Druckgradient an seiner östlichen Flanke sorgt dabei für die bodennahe Advektion feucht-warmer mediterraner Luft über dem flachen Terrain zwischen Pyrenäen und Zentralmassiv nach Westfrankreich. Gleichzeitig fließt von der Biskaya her sehr feuchte Luft ein.

Wegen der thermischen Windgleichung (Gl. 2.57) gehen Jetstreaks mit ausgeprägten Kaltfronten in den unteren Schichten einher (van Delden, 1998). Im Zuge der Verlagerung des Bodentiefs und der Warmluftadvektion nach Westfrankreich intensivieren sich die Kaltfront sowie der zugehörige Jetstreak, da sich der Temperaturgradient quer zur Front durch postfrontale Kaltluft- und präfrontale Warmluftadvektion verstärkt. Diese Advektionsprozesse lösen eine Anpassung des Systems an das Gleichgewicht des thermischen Windes aus, die durch den Aufbau einer Sekundärzirkulation bewerkstelligt wird.

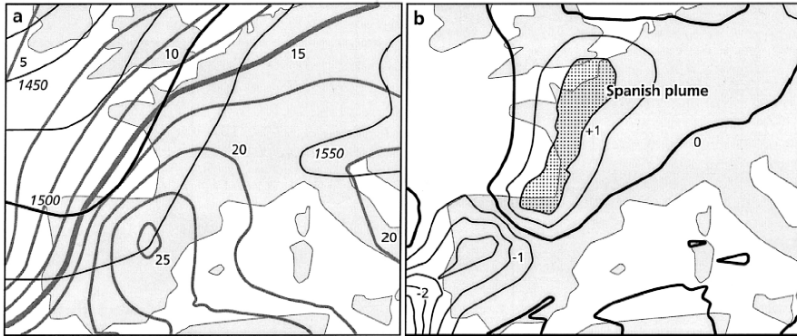


Abbildung 2.3: Fallbeispiel einer Spanish Plume (20.07.1992, 12 UTC). (a) Geopotentielle Höhe (schwarz, Werte in m) und Temperatur (grau, Werte in °C) jeweils auf dem Druckniveau 850 hPa sowie (b) horizontale Temperaturadvektion (Einheit: 10^{-4} K s^{-1}), wobei die Region der stärksten Warmluftadvektion schattiert ist (aus: van Delden, 2001, © Elsevier, genehmigter Nachdruck).

Da Warmluftadvektion nach Gleichung (2.57) mit einer Rechtsdrehung (antizyklonal) des Windes mit der Höhe einhergeht, ergibt sich im Bereich der Spanish Plume bodennah eine östliche und in der Höhe eine westliche Strömungskomponente senkrecht zur Front. Kaltluftadvektion hingegen ist mit einer Linksdrehung (zyklonal) des Windes verbunden, weshalb sich postfrontal bodennah eine westliche und in der Höhe eine östliche Komponente ausbildet. Im Grenzbereich, unmittelbar vor der Front, ist dies mit bodennaher Konvergenz und Aufsteigen verbunden. Dreidimensional betrachtet führt die frontale Querzirkulation somit zu einer Konvergenzlinie. Diese definiert das Gebiet, in welchem die hohe potentielle Instabilität infolge des starken Hebungsantriebs freigesetzt wird und sich intensive Gewitterlinien oder – aufgrund der starken vertikalen Windscherung – Superzellen (siehe Kap. 2.3.1) entwickeln können (van Delden, 2001). Beide Zirkulationszellen werden aus Kontinuitätsgründen durch eine jeweils entgegengesetzte Vertikalbewegung geschlossen, sodass die Temperatur der Spanish Plume durch adiabatisches Absinken weiter ansteigt. Dieser Effekt trägt zusätzlich zur Frontogenese bei. Zugleich löst die Front eine weitere Labilisierung der präfrontalen

Warmluft aus, da die Querkirkulation, wie van Delden (1998) zeigte, mit einer vorwärts geneigten Frontfläche einhergeht. Die beschriebenen Mechanismen verdeutlichen die Interaktion der Spanish Plume mit einer Front, die eine gegenseitige Verstärkung zur Folge hat. Insgesamt liefert die Warmluftfahne gemeinsam mit der darunter liegenden Bodenschicht die konvektionsförderlichen Umgebungsbedingungen, während die mit der Front gekoppelte Sekundärzirkulation den Hebungsantrieb bereitstellt.

2.2.4 Auslösung von Konvektion durch orografische Effekte

Einen weiteren wichtigen Auslösemechanismus stellt die Deformation des Strömungsfeldes in orografisch gegliedertem Gelände dar. Sowohl im Luv als auch im Lee kann es dabei zu bodennaher Konvergenz kommen, die mit Vertikalbewegungen und, günstige thermodynamische Umgebungsbedingungen vorausgesetzt, der Auslösung von Konvektion einhergeht. Relevant sind in diesem Kontext des Weiteren Aufwindbereiche im Zusammenhang mit orografisch induzierten Schwerewellen.

Mathematisch können orografische Hindernisse allgemein durch ein Feld finiter Auslenkungen der Geländehöhe h bezogen auf den Meeresspiegel mit $h = h(x, y)$ beschrieben werden oder, äquivalent dazu, durch das entsprechende Gradientenfeld $\vec{\nabla}h(x, y)$. Unabhängig von der expliziten Form von h bewirkt die solare Einstrahlung und die daraus resultierende Erwärmung der Oberflächen in diesem Gradientenfeld, dass sich horizontale Dichtegradienten ausbilden, welche wiederum eine positive vertikale Windkomponente hervorrufen. Das Zusammentreffen mehrerer solcher Hangaufwinde über dem Gebirgskamm (Abb. 2.5 a) führt zu Konvergenz und Aufsteigen (z.B. Kottmeier et al., 2008). Ebenso ist die strahlungsbedingte nächtliche Auskühlung der Hänge mit Hangabwinden verbunden, die mit einer feuchten bodennahen Strömung im Tal konvergieren. Vorrangig ersterer Effekt kann in der Folge hochreichende Konvektion auslösen. Diesen thermisch induzierten Windsystemen sind auf größerer Skala auch die tageszeitlich wechselnden Talauf- und abwinde zuzu-

ordnen. Hierbei kommt es beispielsweise an Talverzweigungen zu bodennahen Konvergenzen (Houze, 2012). Die Berücksichtigung dynamischer Effekte als Folge der Wechselwirkung eines überlagerten Grundstroms mit der Orografie führt zu einer komplexeren Situation, die mit mehreren Möglichkeiten der orografisch induzierten Konvektionsauslösung einhergeht.

Die einer Strömung durch ein Hindernis aufgeprägten Modifikationen lassen sich mithilfe der linearen Theorie (Smith, 1979) untersuchen. Nachdem dieses Überströmungsproblem zunächst zweidimensional anhand eines unendlich weit ausgedehnten Bergrückens behandelt worden war (z.B. Queney, 1948), wurde die Herleitung später auf den dreidimensionalen Fall eines Einzelberges verallgemeinert (Wurtele, 1957). Hierbei wird eine stationäre Strömung eines geschichteten Boussinesq-Fluids angenommen, die eine Störung infolge einer kleinen topografisch bedingten Auslenkung erfährt. Auch horizontal wird von kleinen Skalen ausgegangen, sodass die Corioliskraft vernachlässigt werden kann, die Lösung im Falle weit ausgedehnter Bergmassive aber ihre Gültigkeit verliert. Nach Smith (1980) lässt sich das Problem durch das folgende linearisierte Differentialgleichungssystem bestehend aus Navier-Stokes- und Kontinuitätsgleichung beschreiben,

$$\rho_0 U \frac{\partial u'}{\partial x} = - \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (2.62)$$

$$\rho_0 U \frac{\partial v'}{\partial x} = - \frac{\partial p'}{\partial y}, \quad (2.63)$$

$$\rho_0 U \frac{\partial w'}{\partial x} = - \frac{\partial p'}{\partial z} - \rho' g, \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0, \quad (2.65)$$

wobei ρ_0 und U die ungestörten Grundzustände der Dichte und zonalen Geschwindigkeit, sowie alle gestrichelten Variablen die jeweiligen Störanteile bezeichnen. Außerdem gilt

$$\rho' = -\frac{d\rho_0}{dz} \eta, \quad (2.66)$$

mit der vertikalen Auslenkung η . Aus der Stationarität der Strömung folgt

$$w' = \dot{\eta} = U \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (2.67)$$

womit sich die obigen Gleichungen unter Verwendung der Brunt-Väisälä-Frequenz N (vgl. Kap. 2.1.3) zu einer Differentialgleichung für η zusammenführen lassen,

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta \eta + \frac{N^2}{U^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \eta = 0. \quad (2.68)$$

Wird $\eta(x, y, z)$ nun als zweidimensionales Fourier-Integral dargestellt mit den horizontalen Wellenzahlen k und l ,

$$\eta(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\eta}(k, l, z) \exp[i(kx + ly)] dk dl, \quad (2.69)$$

so kann Gleichung (2.68) geschrieben werden als

$$\frac{\partial^2 \hat{\eta}}{\partial z^2} + m^2 \hat{\eta} = 0 \quad \text{mit der Dispersionsrelation} \quad m^2 = \frac{k^2 + l^2}{k^2} \left(\frac{N^2}{U^2} - k^2 \right). \quad (2.70)$$

Formal ist dies die Gleichung des harmonischen Oszillators mit der vertikalen Wellenzahl m , deren Lösung

$$\hat{\eta}(k, l, z) = \hat{\eta}(k, l, 0) \exp[im(k, l)z] \quad (2.71)$$

mithilfe der unteren Randbedingung $\eta(x, y, z = 0) = h(x, y)$ näher bestimmt werden kann. Die Transformation von $h(x, y)$ in den Fourierraum ermöglicht es, unter Verwendung der Fouriertransformierten $\hat{h}(k, l)$ die vollständige Lösung von Gleichung (2.68) anzugeben,

$$\eta(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{h}(k, l) \exp[im(k, l)z] \exp[i(kx + ly)] dk dl . \quad (2.72)$$

Die Dispersionsrelation zeigt in Verbindung mit Gleichung (2.72), dass zwei Regime zu unterscheiden sind: Im Falle von $k^2 > N^2 U^{-2}$ (kleine horizontale Ausdehnung des Berges, geringe Stabilität oder hohe Strömungsgeschwindigkeit) weist die z -Abhängigkeit der Lösung einen reellen Exponenten auf. Da ein exponentielles Wachstum mit der Höhe unphysikalisch ist, wird nur die positive Wurzel von m^2 verwendet und es liegt eine exponentielle Dämpfung mit der Höhe vor. Derartige Wellen werden abklingend genannt (engl.: *evanescent waves*). Falls $k^2 < N^2 U^{-2}$ erfüllt ist, wird die z -Abhängigkeit durch harmonische Funktionen beschrieben, das heißt die Welle breitet sich auch vertikal aus. Infolge der zweiten Randbedingung, gemäß der keine Energie hin zur Störung sondern nur von ihr weg transportiert werden kann (engl.: *radiation condition*), muss in diesem Fall $\text{sgn}(m) = \text{sgn}(k)$ gelten. Die durch den Berg aufgeprägte Störung wird in Form vertikaler Auslenkung bis in große Höhen weitergegeben, was dort bei ausreichender Feuchte zu Wolkenbildung führen kann (Houze, 1993). Eine analytische Auswertung von Gleichung (2.72) ist nur für bestimmte $h(x, y)$ möglich (Smith, 1989), wie zum Beispiel den glockenförmigen Berg (Smith, 1980) sowie dessen Verallgemeinerung auf elliptische Querschnitte (Phillips, 1984). Bei ersterem tritt der Bereich stärkster Hebung über dem Berg auf, verschiebt sich jedoch mit zunehmender Höhe stromaufwärts. Im Lee bildet sich ein U-förmiger Subsidenzbereich aus, der sich nach oben hin verbreitert und ebenfalls stromaufwärts verschoben ist, wobei sich leeseitig ein U-förmiger Hebungsbereich anschließt (Abb. 2.4).

In Strömungen, deren Geschwindigkeit klein gegenüber der Ausdehnung des Hindernisses sowie der Stabilität ist, kommt es zur Umströmung und gegebenenfalls zu brechenden Wellen. Dieses Regime lässt sich gegenüber der Überströmung mithilfe der dimensionslosen Froudezahl Fr abgrenzen, die das Verhältnis von Trägheits- zu Auftriebskraft angibt.

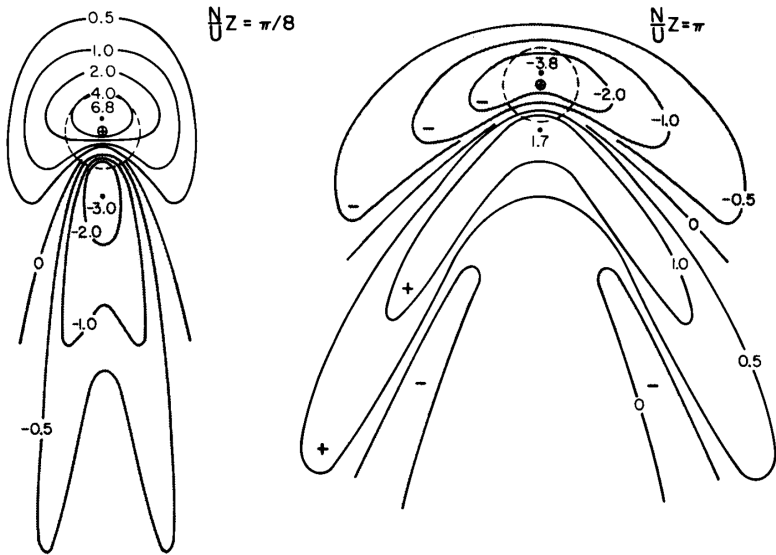


Abbildung 2.4: Vertikale Auslenkung $\eta(x, y, z)$ in verschiedenen Höhen z bei gegebener Stabilität N und Strömungsgeschwindigkeit U . Der Gipfel des betrachteten glockenförmigen Berges ist durch einen kleinen Kreis mit Kreuz darin markiert (aus: Smith, 1980, © Smith, Nachdruck gemäß Lizenz CC-BY-4.0).

Für das vorliegende Problem wird Fr in der Form

$$Fr = \frac{U}{NH} \quad (2.73)$$

verwendet (z.B. Smith, 1979), wobei H die charakteristische Hindernishöhe ist. Die lineare Theorie gilt nur für $Fr \gg 1$, kann aber näherungsweise auch für kleinere Fr verwendet werden, um qualitative Aussagen zu treffen. Die größten Abweichungen von der linearen Theorie treten bodennah im Lee auf, wo nichtlineare Effekte dominieren (Kunz, 2011).

Im Falle einer reinen Überströmung ($Fr \gg 1$) erfährt das Strömungsfeld zwar eine horizontale Verformung an den Seiten des Berges, aber die

mittlere Stromlinie verläuft genau über dem Gipfel. Dies ermöglicht die Entstehung von Schwerewellen. Mit abnehmender Froudezahl bildet sich ein Staupunkt aus, dessen Lage von der Geometrie des Berges abhängt. Falls die Ausdehnung in Strömungsrichtung, r_a , diejenige senkrecht dazu, r_b , übertrifft, befindet sich der Staupunkt luvseitig am Hang. Dort teilt sich die mittlere Stromlinie in einen linken und rechten Ast auf. Oberhalb herrscht weiterhin ein Überströmungsregime vor, in unteren Schichten wird die Strömung verzögert und läuft horizontal um den Berg herum. Die beiden Bereiche grenzen luvseitig an der *trennenden Stromlinie* (Snyder et al., 1985) aneinander. Mit Beginn der Umströmung fällt die Amplitude der topografisch induzierten Schwerewellen ab.

Ist dagegen r_b größer als r_a , hat dies einen Staupunkt in der Höhe zur Folge, in dessen Umgebung sich die Stromlinien aufsteilen und es zu Wellenbrechen kommt. Die dabei entstehenden Turbulenzelemente beeinflussen das Strömungsfeld auch in der Ferne. Abhängig von Fr und der Geometrie des Berges können auch beide Staupunkte gleichzeitig auftreten (Smith, 1989). Der Limes $r_b \rightarrow \infty$ entspricht dem zweidimensionalen Spezialfall, in dem keine Umströmung mehr möglich ist.

Die Bildung von Staupunkten kann im Rahmen der linearen Theorie mithilfe der Bernoulli-Gleichung approximativ untersucht werden. In einem inkompressiblen Medium gilt für die Bewegung auf einer Stromlinie, die sich an einem Punkt weit entfernt vom Berg in der Höhe z_0 und direkt über dem Berg in der Höhe $z = z_0 + \eta$ befindet,

$$p + \rho gz + \frac{1}{2}\rho_0 u^2 = 0. \quad (2.74)$$

Für die folgende Herleitung nach Smith (1989) wird angenommen, dass der Dichteverlauf dem Vertikalprofil

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 - \frac{N^2}{g} z \right) \quad (2.75)$$

entspricht. Unter Annahme hydrostatischer Bedingungen stromauf des Berges folgt aus Gleichung (2.74)

$$u^2 = -\frac{2p^*}{\rho_0} - N^2\eta^2 + U_0^2, \quad (2.76)$$

wobei U_0 die aufgeprägte zonale Hintergrundströmung und p^* die Druckdifferenz bezogen auf einen Referenzpunkt auf gleicher Höhe und weit entfernt vom Berg sind. Die Anwendung der hydrostatischen Approximation liefert für p^* unter Verwendung der von der Welle hervorgerufenen Dichtestörung ρ'

$$p^*(x, y, z) = g \int_z^\infty \rho' dz = \rho_0 N^2 \int_z^\infty \eta dz. \quad (2.77)$$

Dieses Integral kann mithilfe der Substitution $dz = dz_0 + d\eta$ umgeschrieben werden zu

$$p^*(x, y, z_0) = \rho_0 N^2 \int_{z_0}^\infty \eta(x, y, z'_0) dz'_0 - \rho_0 N^2 \frac{\eta^2}{2}, \quad (2.78)$$

woraus eingesetzt in Gleichung (2.76) folgt:

$$u^2 = -2N^2 \int_{z_0}^\infty \eta(x, y, z'_0) dz'_0. \quad (2.79)$$

Am Staupunkt gilt offensichtlich $u = 0$, weshalb dieser an Stellen auftritt, wo die Bedingung

$$\int_{z_0}^\infty \eta(x, y, z'_0) dz'_0 = \frac{U_0^2}{2N^2} \quad (2.80)$$

erfüllt ist. Die Lage des Staupunkts wird also nicht von der lokalen Orografie, sondern vom gesamten Feld der Auslenkung $\eta(x, y, z_0)$ bestimmt. Mit Gleichung (2.72) lässt sich das Integral berechnen durch

$$\int_{z_0}^\infty \eta(x, y, z'_0) dz'_0 = \int \int_{-\infty}^\infty \hat{h}(k, l) \frac{i}{m} \exp[im(k, l)z] \exp[i(kx + ly)] dk dl. \quad (2.81)$$

Smith (1989) konnte zeigen, dass die kritische Froudezahl, bei der Wellenbrechung und Umströmung einsetzen, mit abnehmendem Seitenverhältnis $r_b r_a^{-1}$ kleiner wird. Für den Spezialfall eines kreisförmigen Querschnitts liegt deren Wert bei etwa 0,77 und ist damit niedriger, als es das auf vereinfachenden Annahmen beruhende Gesetz von Sheppard (1956) vorhersagt. Numerische Studien bestätigen dieses Verhalten (Bauer et al., 2000) und belegen zusätzlich das Auftreten nichtlinearer Phänomene bei kleinen Fr (z.B. Doyle und Reynolds, 2008).

Bisher wurde von $U_0 = const$ und $N = const$ ausgegangen. Liegt hingegen eine Schicht vor, in der zum Beispiel N^2 stark abnimmt, werden darunter Schwerewellen, die sich aufwärts und entgegen der Strömung ausbreiten, an dieser Schicht reflektiert und von der Strömung ins Lee advehiert, wo es zur Überlagerung kommt (Houze, 1993). Aus diesem Prozess gehen *transversale Leewellen* hervor, die sich durch Phasenlinien senkrecht zur Strömung auszeichnen. Gleichzeitig entstehen auch Wellen mit einer ursprünglich lateralen Ausbreitungsrichtung, deren Phasenlinien infolge der Advektion durch die Strömung gedreht werden, sodass sich *lateral divergierende Leewellen* ergeben. Wie Durran (1990) zeigte, können Leewellen mit einem nichtlinearen Übergang des Strömungsregimes einhergehen, der zu starken Hangabwinden, begleitet von einem hydraulischen Sprung, führen kann.

Die oben diskutierten Mechanismen sind mit Vertikalbewegungen verbunden und können folglich, latente oder potentielle Instabilität vorausgesetzt, zur Auslösung hochreichender Feuchtkonvektion führen. Bei der Überströmung können sich direkt am luvseitigen Hang Gewitter bilden, sofern die vertikale Ausweichbewegung der Luftpakete ausreicht, um das NFK zu überschreiten (Abb. 2.5 a). Bei der Bildung von Schwerewellen mit rückwärts geneigten Phasenlinien (Abb. 2.5 b) kann es infolge des mit ihnen verbundenen Feldes vertikaler Auslenkungen im Luv zu Konvektion kommen (Houze, 1993). Je nach Schichtung reichen unter Umständen bereits kleine δz , um die CAPE freizusetzen.

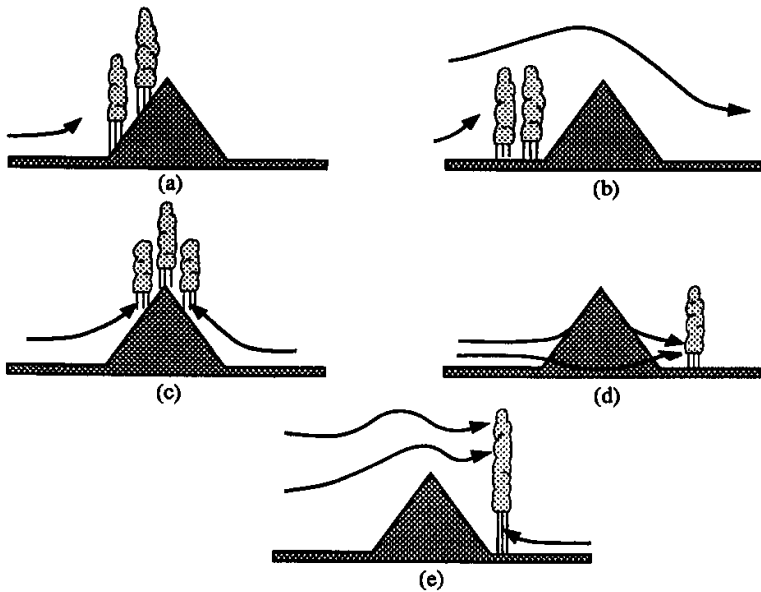


Abbildung 2.5: Mechanismen orografischer Auslösung von Konvektion: (a) über dem luvseitigen Hang, (b) stromauf des Berges, (c) thermisch infolge einer Strömungskonvergenz über dem Bergkamm, (d) stromab des Berges nach Umströmung und (e) stromab des Berges infolge von Schwerewellen (aus: Houze, 1993, © Academic Press, genehmigter Nachdruck).

Auch leeseitig können Schwerewellen konvektive Zellen auslösen oder verstärken (Abb. 2.5 e), insbesondere wenn dort bodennah eine feuchte Strömung vorherrscht (Houze, 2012). Im Falle sehr niedriger Fr und eines weit ausgedehnten Bergrückens senkrecht zur Flussrichtung wird die Strömung vollständig blockiert, sodass die sich stauenden Fluidelemente eine vertikale Ausweichbewegung induzieren. Bei höheren Werten von Fr bildet sich Konvektion vor allem bedingt durch Schwerewellen über dem Bergrücken aus. Bei einer weiteren Erhöhung von Fr kann es im Lee zu Konvektionsauslösung als Folge eines hydraulischen Sprungs kommen (Chu und Lin, 2000; Kunz, 2011). Erlaubt die Geometrie des Berges eine Umströmung bei kleinen

Fr (Abb. 2.5 d), kann die leeseitige Konfluenz der beiden Strömungsäste eine Gewitterbildung initiieren (Houze, 1993). Dieser Mechanismus ist beispielsweise rückseitig des Schwarzwalds relevant, wie Kunz und Puskeiler (2010) zeigten.

Die Vielfalt linearer (Schwerewellen), linear approximierbarer (teilende Stromlinie) sowie nichtlinearer Effekte (z.B. Wellenbrechen, hydraulischer Sprung und Leewirbel) bildet die Grundlage für ein breites Spektrum konvektionsförderlicher Konfigurationen des vertikalen Windfelds sowohl im Luv als auch im Lee.

2.3 Organisationsformen von Gewittern

Die Voraussetzungen für hochreichende Feuchtkonvektion sind erfüllt, wenn latente, potentielle oder bedingte Instabilität und ein Hebungsantrieb zusammentreffen, der ausreicht, um die konvektive Sperre zu überwinden (vgl. Kap. 2.1.4). Die Schwere der nachfolgenden konvektiven Entwicklung hängt von der Organisationsform der entstehenden Gewitter ab. Es wird unterschieden zwischen isolierter Konvektion in Form von Einzel-, Multi- und Superzellen einerseits und mesoskaligen konvektiven Systemen (engl.: *mesoscale convective systems*; MCS) andererseits.

2.3.1 Isolierte Organisationsformen

Der konvektive Organisationsgrad wird in erster Linie durch die vertikale Scherung \vec{S} des horizontalen Windvektors bestimmt, wobei gilt:

$$\vec{S} = \frac{\partial \vec{v}_h}{\partial z}. \quad (2.82)$$

Ein gängiges Maß ist durch den Betrag der Differenz der Windvektoren in Höhen von 0 und 6 km definiert und wird deshalb als 0-6-km-Scherung bezeichnet (Markowski und Richardson, 2010). Obwohl auch andere Einflussfaktoren die Übergänge zwischen den Zellsystemen verschwimmen

lassen, konnte gezeigt werden, dass sich bei einer 0-6-km-Scherung unterhalb von 10 ms^{-1} bevorzugt Einzelzellen, zwischen 10 ms^{-1} und 20 ms^{-1} Multizellen und darüber Supercellen bilden.

Eine Einzelzelle besteht aus einem einzelnen Aufwindschlauch (engl.: *up-draft*), der wegen der vorherrschenden schwachen Windscherung nur eine leichte Neigung aufweist. Durch Kondensation, Gefrieren und Sublimation entstehen Hydrometeore, zu deren Wachstum verschiedene mikrophysikalische Prozesse beitragen. Dabei wächst eine mächtige Cumuluswolke empor, die aber zunächst noch keinen Amboss besitzt (Cumulusstadium). Sobald die Gewichtskraft der Hydrometeore die aufwärts gerichtete Beschleunigung im Aufwind übersteigt, fallen sie aus der Wolke aus (Reifestadium). Die vertikale Massenbewegung induziert einen Abwind, der sowohl auf den Luftwiderstand der Hydrometeore als auch auf die Einmischung trockener Umgebungsluft, gefolgt von Verdunstung und Abkühlung, zurückgeht. Aufgrund der schwachen vertikalen Neigung des Aufwindschlauchs wird dieser sukzessive von der einfließenden bodennahen Warmluft abgeschnitten und durch einen Abwindschlauch (engl.: *downdraft*) ersetzt (Dissipationsstadium). Am Boden weicht der kalte Abwind aus Kontinuitätsgründen weitgehend symmetrisch zu den Seiten aus und bildet dort ein flaches Kaltluftvolumen (engl.: *Cold Pool*). Dieses wird von der umgebenden Luft durch eine Böenfront abgegrenzt, die als mesoskalige Kaltfront in manchen Fällen eine sekundäre Zelle auslöst. Da aber keine systematische Fortpflanzung möglich ist, schließt der Zerfall der Einzelzelle nach 30 bis 60 Minuten in der Regel die konvektive Entwicklung ab. Unwetterartige Entwicklungen durch starke Windböen und Hagel sind selten und kurzlebig (Weisman und Klemp, 1986). Einzelzellen sind in der Regel das Ergebnis freier Konvektion nach Erreichen der Auslösetemperatur. Ihr räumliche Ausdehnung liegt zwischen 1 und 10 km (Kunz, 2016).

Multizellengewitter bestehen aus mehreren Einzelzellen in unterschiedlichen Entwicklungsstadien. Jede der Zellen produziert einen sich in alle Richtungen ausbreitenden Cold Pool und eine Böenfront. Diese induziert Gradienten der Geschwindigkeitskomponenten, welche sich durch eine horizontale Vorticity

$[\vec{\nabla} \times \vec{v}]_h$ darstellen lassen. Bedingt durch die Windscherung überlagert sich dieser eine weitere horizontale Vorticity, die senkrecht auf dem Scherungsvektor steht. Auf der in Richtung der Windscherung weisenden Seite der Zelle, wo die beiden Vorticityvektoren entgegengesetztes Vorzeichen aufweisen, bewirken sie einen Hebungsantrieb, der dort die Entstehung einer neuen Zelle ermöglicht (Markowski und Richardson, 2010). Trotz der kurzen Lebensdauer jeder einzelnen Zelle kann das Gesamtsystem infolge dieser systematischen Fortpflanzung über mehrere Stunden hinweg bestehen und bei schwacher Verlagerung mit dem Mittelwind große Schäden durch Überflutungen hervorrufen. Im Falle sehr starker Aufwindschläuche kann es zudem zu Hagel kommen, und auch kurzlebige, schwache Tornados entlang der Böenfronten sind nicht ausgeschlossen (Weisman und Klemp, 1986). Die Ausbreitungsrichtung der Multizelle ergibt sich aus der vektoriellen Summe des mittleren Windes und der Fortpflanzungsrichtung. Gute Bedingungen für die Bildung von Multizellengewittern bestehen an der Vorderseite eines Trogs, da dort die Komponenten Hebungsantrieb und Windscherung in Kombination existieren (Kunz, 2016). Die räumliche Ausdehnung kann in manchen Fällen 50 km überschreiten.

Das größte Unwetterpotenzial in Form von Starkregen, Orkanböen, großkörnigem Hagel und langlebigen Tornados ist mit Superzellen verbunden (Weisman und Klemp, 1986). Deren wesentliches Charakteristikum ist ihre Rotation, die mit einem Druckminimum im Kern einhergeht, weshalb sie auch als Mesozyklonen bezeichnet werden. Wegen des stetigen Einströmens feucht-warmer Luft in den Aufwindschlauch liegt die Lebensdauer bei mehreren Stunden, die räumliche Ausdehnung erreicht üblicherweise mehr als 50 km (Kunz, 2016).

Eine wichtige Voraussetzung für die Entwicklung von Superzellen ist die Drehung des Geschwindigkeitsvektors mit der Höhe (Richtungsscherung). Bevorzugte Gebiete für ein derartiges Windprofil sind die Bereiche auf der Vorderseite von Trögen, wo gemäß der ω -Gleichung (Gl. 2.50) zugleich ein großskaliger Hebungsantrieb existiert. Förderlich für die Entwicklung von

Superzellen sind außerdem Low-Level-Jets, die für den Aufwindschlauch feucht-warme Luft bereitstellen, sowie eine abgehobene Inversion (Kap. 2.1.4). Diese bewirkt eine Zunahme der fühlbaren und latenten Wärme in der darunter liegenden Schicht und eine Auslösung erst zum Zeitpunkt der stärksten bodennahen Erwärmung (Rauber et al., 2008).

Im Gegensatz zu Multizellen basiert die längere Lebensdauer von Superzellen nicht auf der Bildung neuer Zellen. Stattdessen ermöglicht die zellinterne Dynamik den Fortbestand der ursprünglichen Zelle bis zur Auflösung. Eine Superzelle besitzt lediglich einen Aufwindbereich, der aufgrund der hohen Windscherung stark stromab geneigt ist. Dadurch fällt der Niederschlag überwiegend außerhalb des Aufwinds und induziert dort den vorderseitigen Abwindbereich (engl.: *forward-flank downdraft*). Das Einströmen kalter Umgebungsluft rückseitig in die Zelle führt als Folge der einsetzenden Evaporation und Sublimation zur Bildung eines zweiten, rückseitigen Abwindes (engl.: *rear-flank downdraft*), der später den Aufwindschlauch vom Nachschub an feuchter Luft abschneidet und die Dissipation der Zelle einleitet (Markowski und Richardson, 2010).

Um die Entstehung der Rotation einer Superzelle zu erklären, wird von der allgemeinen Vorticitygleichung ausgegangen, die aus kreuzweisem Differenzieren der horizontalen Komponenten von Gleichung (2.41) folgt und unter Annahme einer f -Ebene mit $f = f_0$ und $|\zeta| \gg f_0$ lautet (Holton und Hakim, 2012):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \zeta - \zeta \vec{\nabla}_h \cdot \vec{v}_h - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \rho^{-2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (2.83)$$

Da der letzte Term auf der rechten Seite (Solenoidterm) vernachlässigt werden kann, setzt sich die lokale Umverteilung der Vorticity aus drei Komponenten zusammen. Der Dreherm (3. Term) beschreibt die Umwandlung horizontaler in vertikale Vorticity, der Streckungsterm (2. Term) die Verstärkung der

Rotation infolge der Drehimpulserhaltung und der Advektionsterm (1. Term) die Verschiebung des Vorticitymaximums in den Aufwindbereich. Eine Linearisierung der Vorticitygleichung und Umformulierung für ein lokales, sturm-relatives Koordinatensystem (sr), das an den Aufwindschlauch gekoppelt ist (Geschwindigkeit \vec{c}), liefert

$$\left(\frac{\partial \zeta'}{\partial t}\right)_{sr} = -(\bar{\vec{v}} - \vec{c}) \cdot \vec{\nabla}_h \zeta' + \vec{S} \times \vec{\nabla}_h w' \cdot \vec{k}, \quad (2.84)$$

wobei mittlere Größen durch einen Querstrich und Störgrößen gestrichen bezeichnet sind (Markowski und Richardson, 2010). Der Streckungsterm fällt im Zuge der Linearisierung weg und stellt folglich einen nichtlinearen Effekt dar. Es kann gezeigt werden, dass der Drehterm einen Dipol entgegengesetzt rotierender Vorticitybereiche beiderseits des Aufwindschlauchs generiert, wobei sich in Richtung von \vec{S} blickend rechts (links) der positive (negative) Pol ausbildet.

Zur Wirkung des Advektionsterms muss zwischen dem Fall reiner Geschwindigkeitsscherung und dem einer zusätzlichen Richtungsscherung unterschieden werden. Da $\bar{\vec{v}} - \vec{c}$ im ersten Fall kollinear mit \vec{S} und orthogonal zum horizontalen Vorticityvektor ist (engl.: *crosswise vorticity*; CV), steht $\bar{\vec{v}} - \vec{c}$ senkrecht auf dem ζ -Gradienten und es findet keine Advektion statt. Besitzt der horizontale Vorticityvektor neben CV dagegen auch eine Komponente parallel zu $\bar{\vec{v}} - \vec{c}$ (engl.: *streamwise vorticity*; SV), was einer Richtungsscherung entspricht, ist eine Komponente von $\bar{\vec{v}} - \vec{c}$ entgegen dem ζ -Gradienten gerichtet, sodass das positive ζ -Maximum in den Aufwindschlauch verschoben wird. Folglich ermöglicht erst das Vorliegen einer Richtungsscherung die Rotation des Aufwindbereiches. Eng verbunden mit dem Konzept der SV ist die als Helizität bezeichnete Größe $H = \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{v}$. Relativ zum mitbewegten Bezugssystems der Zelle berechnet, wird sie verwendet, um die Wahrscheinlichkeit einer superzellulären Entwicklung abzuschätzen.

Im Unterschied zu anderen Gewittersystemen erreicht der Beitrag der dynamisch induzierten Druckstörungen zur vertikalen Beschleunigung bei Superzellen die gleiche Größenordnung wie die beiden auftriebsbedingten Terme (vgl. Kap. 2.1.2). Wird die Divergenz der Bewegungsgleichungen (Gl. 2.41) gebildet, so lässt sich durch einige Umformungen und Vereinfachungen zeigen, dass für den Gradienten der dynamischen Druckstörung gilt

$$-\frac{\partial p'_d}{\partial z} \propto \frac{1}{2} \frac{\partial \zeta'^2}{\partial z} - 2 \frac{\partial}{\partial z} \vec{S} \cdot \vec{\nabla}_h w', \quad (2.85)$$

wobei der erste Term auf der rechten Seite den nichtlinearen und der zweite Term den linearen Antrieb repräsentieren (Markowski und Richardson, 2010). Bei ausschließlichem Vorliegen von CV ist in jedem der den Aufwindschlauch flankierenden Wirbel der Vorticitybetrag in mittleren Höhen maximal. Gemäß dem nichtlinearen Term ruft dies sowohl im zyklonalen als auch im antizyklonalen Wirbel einen Hebungsantrieb unterhalb des ζ -Maximums hervor, wodurch zwei separate Aufwindschläuche entstehen und die Teilung der Superzelle eingeleitet wird (Abb. 2.6). Umgekehrt verhindert ein zu großer Anteil von SV die Zellteilung. Der lineare Term in Gleichung (2.85) hingegen beschreibt die Seitwärtsablenkung der Zellen. Da $\vec{\nabla}_h w'$ bei Durchquerung des Aufwindschlauchs höhenunabhängig sein Vorzeichen wechselt, hängt der vertikale Gradient des Skalarprodukts vom Profil des Schervektors \vec{S} ab. Nur bei nicht-verschwindender SV kommt es daher zu linear angetriebenen Vertikalbeschleunigungen an den Flanken der Zelle, wobei diese, in Richtung von \vec{S} blickend, bei zyklonaler Scherung rechts positiv und links negativ sind. Falls genügend SV existiert, wird nach einer Zellteilung aufgrund dieses Effekts die rechte Teilzelle verstärkt und die linke geschwächt. Bei antizyklonaler Scherung verhält es sich umgekehrt. Da die typischen Strömungsmuster in den mittleren Breiten eine zyklonale Drehung des Windes mit der Höhe begünstigen, werden allerdings nur in etwa 10% der Fälle antizyklonal rotierende Superzellen beobachtet (Bunkers, 2002).

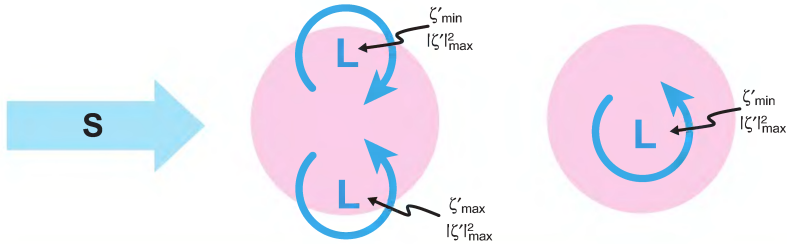


Abbildung 2.6: Wirkung des nicht-linearen Anteils der dynamischen Druckstörung im Falle von reiner CV (links) und reiner SV (rechts). Die Druckminima sind mit einem L (engl.: *low*) und die Bereiche maximalen Vorticitybetrags mit Pfeilen in der jeweiligen Rotationsrichtung markiert. Der dicke blaue Pfeil ist der Schervektor \vec{S} (aus: Markowski und Richardson, 2010, © John Wiley & Sons, genehmigter Nachdruck).

Im Falle starker SV sorgen die linearen Druckgradienten für eine Seitwärtsverlagerung der ungeteilten Zelle.

2.3.2 Mesoskalige konvektive Systeme

Ein mesoskaliges konvektives System (engl.: *mesoscale convective system*; MCS) ist definiert als Zusammenschluss von Gewittern, die ein zusammenhängendes Niederschlagsgebiet mit einer Ausdehnung von mehr als 100 km^2 in mindestens einer horizontalen Richtung bilden (AMS, 2017). Bei dieser Längenskala übt die Corioliskraft einen signifikanten Einfluss auf die Dynamik aus. Innerhalb des MCS wechseln sich die konvektiven Aufwindbereiche mit Gebieten stratiformen Niederschlags ab, wobei letztere mit dem Fortschreiten des Lebenszyklus zunehmend dominieren.

Grundsätzlich wird unterschieden zwischen MCS, die sich unmittelbar nach der Konvektionsauslösung bilden (Typ 1), zum Beispiel als Folge großflächiger, starker Hebung entlang einer Luftmassengrenze, und ursprünglich eigenständigen Zellen, deren Cold Pools sich nach einigen Stunden vereinigen und anschließend gemeinsam neue Zellen auslösen (Typ 2; Markowski und

Richardson, 2010). Aufgrund dieser als *upscale growth* bezeichneten Entwicklung treten die meisten MCS bei Nacht auf, also einige Stunden nach dem Maximum der bodennahen Aufheizung, oft begünstigt durch ein nächtliches Windmaximum in unteren Schichten (engl.: *low-level jet*). Die meisten MCS können als multizellenartig angesehen werden, da die Böenfront laufend neue Zellen bildet und die Lebensdauer des Systems die der Einzelzellen weit übersteigt. Eine starke und hochreichende Windscherung vorausgesetzt, kann ein MCS aber auch aus einer Linie von Superzellen bestehen (Markowski und Richardson, 2010).

Zugleich bilden MCS den Oberbegriff für mehrere Unterklassen konvektiver Systeme, die sich einerseits hinsichtlich ihrer Form und Dynamik unterscheiden, andererseits aber auch teilweise überlappen. So sind Gewitterlinien (engl.: *squall lines*) durch einen schmalen, quasilinearen Bereich hoher Radarreflektivität gekennzeichnet. Sie entstehen bevorzugt an synoptischen Kaltfronten (vgl. Kap. 2.2.2) oder trogvorderseitigen Konvergenzlinien im Warmsektor einer Zyklone, beispielsweise im Zusammenspiel mit einer *Spanish Plume* (vgl. Kap. 2.2.3; van Delden, 1998). Dieser persistente Auslösemechanismus bedingt ihre lange Lebensdauer von bis zu einem Tag (Kunz, 2016). Meistens richten sich Gewitterlinien senkrecht zum Schervektor aus, sodass die ihnen voraus laufende Böenfront, ähnlich wie bei Multizellen, laufend neue Zellen generieren kann. Am Vorderrand bildet sich eine Linie mit starken konvektiven Niederschlägen aus, an die sich dahinter ein relativ breites stratiformes Niederschlagsgebiet anschließt (*trailing stratiform*).

Ein sogenanntes *Bow Echo* stellt eine bogenförmige Struktur innerhalb eines MCS dar, die als Spezialfall einer Gewitterlinie anzusehen ist. Wie sich zeigen lässt (z.B. Markowski und Richardson, 2010), neigen sich die Aufwindschläuche einer Gewitterlinie mit der Zeit über den Cold Pool, oberhalb dessen sich aus Gründen der Hydrostatik ein Druckminimum ausbildet. Die resultierende Druckgradientkraft beschleunigt die Luft von hinten zur Gewitterlinie hin, wobei die Stärke dieses Windes proportional zur CAPE ist. Lokal kann dies zur Entstehung eines *Rear Inflow Jets* mit

Geschwindigkeiten von bis zu 200 kmh^{-1} führen (Kunz, 2016). Dieser deformiert die Gewitterlinie dort zu einem *Bow Echo* und wird seitlich von einem Dipol vertikaler Vorticitymaxima umgeben. Eine Aneinanderreihung mehrerer *Bow Echos* zu einer wellenartigen Struktur wird als linienhaftes Wellenmuster (engl.: *line-echo wave pattern*) bezeichnet.

Das Charakteristikum eines mesoskaligen konvektiven Komplexes (MCC) ist neben seiner annähernden Kreisform seine große horizontale Ausdehnung. So legte Maddox (1980) als Kriterium eine Fläche des Wolkenschirms von mindestens 100.000 km^2 im -32°C -Niveau und mindestens 50.000 km^2 im -52°C -Niveau über eine Dauer von mindestens 6 Stunden fest.

2.4 Gewitterelektrizität

Das vorrangige Ziel moderner Blitzortungssysteme besteht in der räumlich und zeitlich hoch aufgelösten Detektion von Blitz- und Gewitteraktivität angesichts des damit verbundenen Gefahrenpotenzials. Zugleich können Blitzdaten auch zu Forschungszwecken verwendet werden, um konvektive Ereignisse zu identifizieren und durch Zuweisung von Orts- und Zeitinformation ihre statistische Auswertung zu ermöglichen. Nachfolgend wird ein Überblick über den Prozess der Ladungstrennung in einer Gewitterwolke und das resultierende elektrische Feld sowie eine Beschreibung der Blitzentladung samt verschiedener Blitzarten gegeben. Der in dieser Arbeit verwendete Blitzdatensatz sowie das zugrundeliegende Messprinzip werden in Kapitel 3.1 erläutert.

2.4.1 Ladungstrennung und elektrisches Feld

Von mehreren möglichen Prozessen, die zu einer Ladungstrennung führen können, hat sich der sogenannte *Graupel-Eis-Mechanismus* als am bedeutendsten erwiesen (Rakov und Uman, 2003). Dabei kommt es infolge der Kollisionen großer Graupelpartikel mit kleinen Eiskristallen zur Ladungsüber-

tragung und damit zu einer Ionisierung beider Stoßpartner. Unter zahlreichen Einflussfaktoren, die sich auf die Polaritäten und Ladungsbeträge bei der Ionisation auswirken, spielt die Temperatur eine wichtige Rolle. So zeigten Laborexperimente (Jayaratne et al., 1983), dass ein Graupelkorn während des Stoßes bei niedrigen Temperaturen eine negative und oberhalb einer Grenztemperatur eine positive Ladung annimmt. Das Ausfallen der negativen Graupelkörner aus den oberen Niveaus einer Gewitterwolke bewirkt dort einen Überschuss an positiv geladenen Eiskristallen, während das mittlere Niveau aufgrund der hohen Graupelkonzentration einen negativen Ladungsüberschuss aufweist. Darunter nimmt der Graupel infolge der höheren Temperatur eine positive Ladung an (Houze, 1993). Zugleich besteht nach Baker et al. (1987) die Tendenz, dass sich der schneller wachsende der beiden Stoßpartner nach einer Kollision positiv auflädt.

Zur Ladungstrennung trägt außerdem der sogenannte *konvektive Mechanismus* bei. Positiv geladene Teilchen, die dem positiven Ladungsüberschuss der Atmosphäre entstammen (engl.: *fair-weather space charge*), werden dabei vom konvektiven Aufwind in die Wolke advehiert. Das so entstandene positive Ladungszentrum in der Höhe zieht negative Ionen an, welche sich infolge kosmischer Strahlung und natürlicher Radioaktivität der Erde gebildet haben. Diese umhüllen die Gewitterwolke und sind den dort herrschenden Abwinden ausgesetzt. Daraufhin reichern sie sich im unteren Wolkenbereich an, wobei sie aufwärts gerichtete, positive Punktentladungen (engl.: *corona discharge*) zum Beispiel von Bäumen auslösen, die, als positive Rückkopplung, zu einer positiv geladenen Schicht zwischen Wolkenunterseite und Boden führen (Rakov und Uman, 2003).

Bisherige Forschungsergebnisse zeigen, dass die Ladungsverteilung einer Cumulonimbuswolke infolge der oben geschilderten Mechanismen durch einen Dipol bestehend aus einer negativen Hauptladung in mittleren Höhen und einer betragsmäßig vergleichbaren positiven Hauptladung im oberen Bereich der Wolke beschrieben werden kann (Abb. 2.7). Eine Schicht aus oben negativen und unten positiven Ladungen umhüllt dabei die gesamte Zelle.

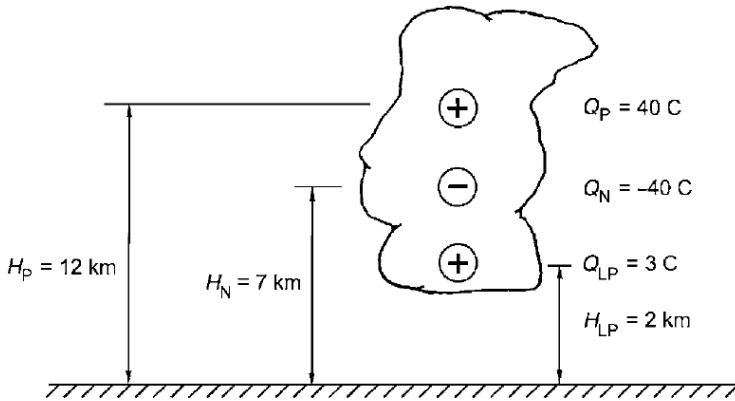


Abbildung 2.7: Skizze der tripolartigen Ladungsstruktur innerhalb einer Gewitterwolke. Die Indizes P, N und LP stehen für das positive, negative beziehungsweise untere positive (engl.: *lower positive*) Ladungszentrum (aus: Rakov und Uman, 2003, ©Rakov & Uman, Nachdruck mit Genehmigung von Cambridge University Press).

Häufig bildet sich an der Wolkenunterseite zusätzlich eine schwächere, positive Nebenladung aus, sodass ein Tripol die Folge ist (Krehbiel, 1986). Trotz dieser Grundstruktur sind in der gesamten Wolke sowohl positive als auch negative Ladungsträger vorhanden (MacGorman und Rust, 1998).

Zur Berechnung der effektiven elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|$ an einem Punkt P am Boden in einer Entfernung r von der vertikalen Wolkenachse bietet sich die Spiegelladungsmethode an. Dazu wird der Boden als perfekter Leiter angenommen, in dem sich die Elektronen durch Influenz derart ausrichten, dass die Feldlinien orthogonal auf den Erdboden auftreffen. In diesem Fall lässt sich das Problem dadurch beschreiben, dass die drei realen Ladungszentren als Punktladungen approximiert und unter Änderung des Vorzeichens an der Erdoberfläche in den Boden hinein gespiegelt werden (Rakov und Uman, 2003). Die effektive Feldstärke $|\vec{E}_{eff}|$ am Punkt P setzt sich folglich aus je drei realen und gespiegelten Einzelfeldstärken zusammen.

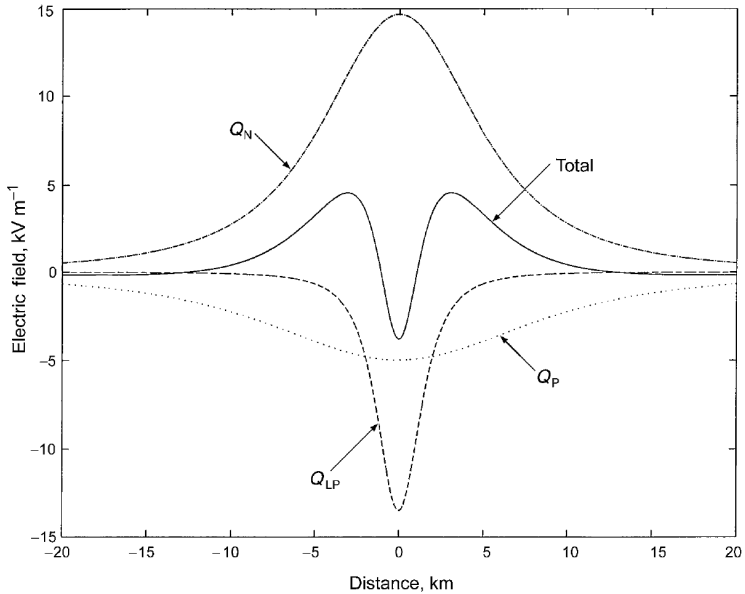


Abbildung 2.8: Verlauf der elektrischen Feldstärke \vec{E} am Boden als Folge des Ladungstripols in der darüber befindlichen Gewitterwolke ($x = 0$ km). Die Beiträge der einzelnen Ladungszentren sind zusätzlich einzeln dargestellt. Zur Bedeutung der Indizes sei auf Abbildung 2.7 verwiesen. Positive Feldstärken sind als nach oben weisend definiert (aus: Rakov und Uman, 2003, © Rakov & Uman, Nachdruck mit Genehmigung von Cambridge University Press).

Dabei ist die Ladung Q_i ($i \in \{1; \dots; 6\}$) mit einer Feldstärke

$$|\vec{E}_i(r)| = \frac{|Q_i|}{4\pi\epsilon_0(H_i^2 + r^2)}, \quad (2.86)$$

verbunden, wobei H_i die Höhe oder Tiefe der Ladung und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante sind. Die Überlagerung der jeweils zusammengehörenden Spiegelladungen liefert für das j -te Ladungspaar ($j \in \{1; 2; 3\}$) wegen der Orthogonalitätsbedingung

$$|\vec{E}_j(r)| = \frac{|Q_j| \sin \alpha}{2\pi\epsilon_0(H_j^2 + r^2)}, \quad (2.87)$$

wobei α der Winkel zwischen dem Erdboden und der Verbindungslinie zwischen betrachteter Ladung und Punkt P ist. Wie Gleichung (2.87) zeigt, hängt die Gewichtung der einzelnen Beiträge in der effektive Feldstärke $|\vec{E}_{eff}|$, mit $|\vec{E}_{eff}| = \sum |\vec{E}_j|$, von r^{-2} ab. Da ein unterschiedliches Höhenniveau der Ladung, H_j , aus trigonometrischen Gründen aber eine Änderung von α impliziert, ist $|\vec{E}_{eff}|(r)$ von komplexerer Struktur. Wird vereinfachend ein Dipol gegengleicher Ladungen angenommen, so dominiert unter der Wolke ($r \rightarrow 0$) aufgrund von $|\vec{E}_j(r)| \propto H_j^{-2}$ der Einfluss der unteren Ladung (Höhe H_U). Mit zunehmendem r nimmt der relative Beitrag der oberen Ladung (Höhe H_O) monoton zu, bis diese in der Höhe

$$D_0 = \sqrt{\sqrt[3]{(H_O H_U)^2} \left(\sqrt[3]{H_O^2} + \sqrt[3]{H_U^2} \right)} \quad (2.88)$$

dominant wird und sich folglich die Polarität des effektiven Feldes ändert. Bei Betrachtung des oben beschriebenen Ladungstripols kommt beiderseits der Zellachse ein weiterer Polaritätswechsel hinzu, sodass ein zentraler Bereich negativer Feldstärke von einer breiten Zone positiver sowie in der Ferne erneut negativer Feldstärke umgeben wird (Abb. 2.8).

2.4.2 Blitzentladungen

Etwa 90% aller Blitzentladungen zwischen Wolke und Boden (engl.: *cloud-to-ground*; CG) finden in Form abwärts gerichteter Blitze negativer Polarität statt. Da die Potentialdifferenz üblicherweise nicht für die Bildung eines Blitzes ausreicht, steht am Beginn der Entladung eine auslösende Störung (engl.: *initial breakdown*). Zu deren physikalischem Ablauf existieren verschiedene Theorien, wie beispielsweise die Auslösung durch eine Entladung zwischen negativem und unterem positiven Ladungszentrum (Clarence und Malan,

1957). Daraufhin wächst der sogenannte Leitblitz (engl: *stepped leader*, SL) schrittweise mit einer Pulsstärke von mehr als 1 kA aus dem negativen Ladungszentrum in Richtung Boden und schafft so den Blitzkanal für die Folgeentladungen (Rakov und Uman, 2003). Dabei deponiert er negative Ladung in der Größenordnung von mehreren Coulomb im Blitzkanal. Die verzweigte Struktur von Blitzen geht auf die variierende Ausbreitungsrichtung der einzelnen Leitblitzpulse zurück. Bei Annäherung des Leitblitzes an den Boden verstärkt sich das elektrische Feld besonders im Bereich hervorstehender Objekte, was Fangentladungen (engl: *upward streamers* oder *upward-connecting leaders*) hin zum Blitzkanal auslöst. Nach der Verbindung von Leitblitz und Fangentladung (engl: *attachment*) erfolgt die Hauptentladung (engl: *return stroke*, RS), im Zuge derer die negativen Ladungsträger im Blitzkanal zur Erde abgeführt werden. Die Hauptentladung besteht aus einem Anfangspuls mit einer Stärke von rund 30 kA, der nur einige Mikrosekunden anhält, und an den sich eine kontinuierliche, aber schwächere Folgeentladung anschließen kann. Dabei heizt sich der Blitzkanal auf bis zu 30.000 K auf und expandiert infolge des extremen Innendrucks in Form eines Verdichtungsstoßes, was optisch als heller Lichtblitz durch entstehendes Plasma und akustisch als Donner wahrzunehmen ist.

Der oben geschilderte Ablauf wird als *Stroke* bezeichnet, wobei die Mehrzahl der beobachteten Blitze (engl.: *flashes*) aus mehreren Strokes bestehen (Abb. 2.9). In diesen Fällen bildet sich nach einer kurzen Übergangsphase im verbliebenen Blitzkanal ein neuer Leitblitz aus, der meist kontinuierlich fortschreitet (engl.: *dart leader*, DL) und weniger Verzweigungen aufweist als der erste Leitblitz, gefolgt von einer Hauptentladung zur erneuten Neutralisierung des Blitzkanals. Sehr hoch über den Erdboden aufragende Objekte können aufwärts gerichtete Leitblitze auslösen. Im durch diese geschaffenen Blitzkanal kommt es ebenfalls oftmals zu abwärts gerichteten Folgeblitzen analog zu den oben beschriebenen Mechanismen.

Nur rund 10% aller CG-Entladungen machen abwärts gerichtete Blitze positiver Polarität aus, die bisher noch relativ wenig erforscht sind.

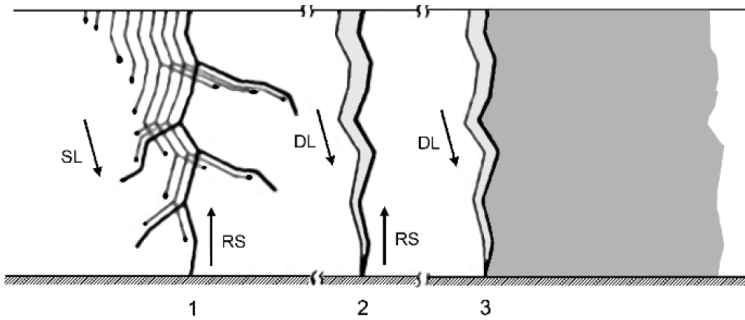


Abbildung 2.9: Ablauf einer Blitzentladung (Flash) bestehend aus drei Strokes (Ziffern 1, 2 und 3). Eingezeichnet sind auch die Teilentladungen SL, RS und DL, die im Text erläutert werden. Die Abszisse ist als Zeitachse zu verstehen (aus: Rakov und Uman, 2003, © Rakov & Uman, Nachdruck mit Genehmigung von Cambridge University Press).

Allerdings weisen sie als Folge der extremen Stromstärken von bis zu 300 kA und abgeführten Ladungen in der Größenordnung von 100 C ein deutlich höheres Gefahrenpotenzial auf. Bestimmte Umgebungsbedingungen haben sich als förderlich für die Entstehung von Positivblitzen erwiesen, beispielsweise während des Dissipationsstadiums einer konvektiven Zelle, bei Wintergewittern sowie in den stratiformen Bereichen eines MCS (z.B. Fuquay, 1982; Engholm et al., 1990). Positivblitze bestehen in den meisten Fällen aus nur einem Stroke, und ihr Leitblitz schreitet während des Aufbaus des Blitzkanals kontinuierlich voran.

Wolkeninterne Blitze (engl.: *cloud-to-cloud*; CC) treten vor allem in der Anfangsphase von Gewittern auf (Houze, 1993) und haben ihren Ausgangspunkt meist an der Ober- oder Unterseite des negativen Ladungszentrums. Wie CG-Blitze benötigen sie eine auslösende Störung, an die sich der Leitblitz anschließt. Dieser besteht im Falle von CC-Blitzen aus zwei Abschnitten, von denen der positive in Richtung des negativen Ladungszentrum vordringt, während der negative in umgekehrter Richtung fortschreitet, was in Kombination

einen Ladungsausgleich bewirkt. In der Endphase des CC-Blitzes wird die Verbindung dieser beiden Abschnitte unterbrochen (Rakov und Uman, 2003). Der Austausch von elektrischer Energie zwischen Gewitterwolken und unterer Ionosphäre wird von blitzartigen Erscheinungen oberhalb des Ambosses bewerkstelligt. Diese stellen eine weitere interessante Ausprägung elektrischer Prozesse im Zusammenhang mit hochreichender Konvektion dar. Eine konsistente Entstehungstheorie existiert für die als *Elfen* bezeichneten Lichtringe, die sich horizontal und radial mit maximalen Durchmessern von 200 bis 700 km oberhalb der zugehörigen Zelle ausbreiten. Das quasistatische elektrische Feld des Ladungstripols in der Gewitterwolke sowie die mit dem Puls der Hauptentladung verbundene elektromagnetische Strahlung können in der unteren Ionosphäre aufgrund der hohen freien Weglänge freie Elektronen ausreichend stark beschleunigen, sodass es bei Kollisionen mit Gasmolekülen zur Emission sichtbaren Lichts kommt (Rakov und Uman, 2003).

Rote, lichtschwache vertikale Entladungen oberhalb der Wolkenobergrenze mit einer maximalen Leuchtkraft in 40 bis 90 km Höhe, sogenannte *Kobolde* (engl.: *sprites*), treten vor allem über ausgedehnten konvektiven Systemen sowie bevorzugt in Verbindung mit positiven CG-Blitzen auf (z.B. Cummer und Inan, 1997). Sie können eine große Bandbreite an Formen annehmen. Blaue vertikale Lichtblitze, die oberhalb des Ambosses beginnen und bis in Höhen von etwa 40 km reichen, werden je nach ihrer Länge *Blauer Starter* oder *Blauer Strahl* genannt (engl.: *blue starter / blue jet*). Wie auch im Falle der Kobolde herrscht hinsichtlich ihrer Entstehungsmechanismen Uneinigkeit. Eine Diskussion verschiedener Theorieansätze findet sich beispielsweise in Sukhorukov et al. (1996) sowie Yukhimuk et al. (1999).

2.5 Großskalige atmosphärische Telekonnektionen

Die atmosphärische Zirkulation lässt sich auf der planetaren Skala als quasistationäres System auffassen, dessen zeitliche Entwicklung durch niederfrequente Variabilitätsmoden des Strömungsfeldes in der oberen

Troposphäre mit Zeitskalen zwischen einigen Wochen und mehreren Jahren beschrieben wird (Barnston und Livezey, 1987). Um bezogen auf die räumliche Geopotentialverteilung die bevorzugten Moden zu bestimmen, wurde in der Literatur (z.B. Wallace und Gutzler, 1981) vielfach auf eine intuitive Methode zurückgegriffen, die auf einem Ensemble von Korrelationskarten beruht. Diese werden in Bezug auf einen Gitterpunkt im Zentrum von Gebieten erstellt, zu denen jeweils mindestens eine andere Region eine hohe Antikorrelation aufweist. Die auf diese Weise definierten Gruppen mindestens zweier sogenannter *Aktionszentren* stellen die gesuchten Telekonnektionsmuster dar. Die Bezeichnung *Telekonnektion* rührt daher, dass die Existenz dieser Aktionszentren eine partielle Koppelung der zeitlichen Entwicklung auch zwischen weit entfernt liegenden Regionen impliziert (Hurrell, 2005). Ein Schwachpunkt dieser früher gängigen Methode besteht darin, dass sie im Allgemeinen nicht die für die beobachtete Variabilität repräsentativsten Muster identifiziert. Zudem ist es schwierig, die relative Bedeutung der einzelnen Aktionszentren korrekt einzuschätzen, auch weil das zum Bezugsort gehörende Zentrum grundsätzlich erhöhte Werte des Korrelationskoeffizienten aufweist (Barnston und Livezey, 1987).

Diese Probleme können mithilfe eines elaborierteren Ansatzes (z.B. O'Lenic und Livezey, 1988) umgangen werden, der darin besteht, die Zeitreihe des Geopotentialfeldes einer Hauptkomponentenanalyse bezüglich der S-Mode mit anschließender Rotation zu unterziehen (Kap. 4.2.1). Dabei liefert die Eigenvektor- beziehungsweise Ladungsmatrix das resultierende Ensemble der Telekonnektionsmuster, während die Hauptkomponenten als Telekonnektionsindizes für jeden Zeitschritt die aktuelle Ausprägung des jeweiligen Musters und das Vorzeichen der Anomalien angeben. Die Aktionszentren sind durch die betragsmäßigen Maxima des Ladungsfeldes festgelegt. Barnston und Livezey (1987) konnten zeigen, dass diese Methode eine robuste Beschreibung der relevanten Aktionszentren liefert und auch solche Telekonnektionsmuster detektiert, die auf Korrelationskarten nicht zu Tage treten. Insbesondere sind die mittels Hauptkomponentenanalyse

gewonnenen Amplituden ein direktes Maß für die tatsächliche Ausprägung der jeweiligen Aktionszentren. So werden beispielsweise verschiedene Einflüsse und Zusammenhänge voneinander getrennt, die eine Korrelationskarte vereinen würde.

Zur Vorbereitung der Hauptkomponentenanalyse werden die Eingangsfelder zeitlich gemittelt, wobei neben der in dieser Arbeit verwendeten monatlichen Mittelung (vgl. Kap.3.3) alternative Intervalle denkbar sind wie zum Beispiel zehntägige oder jahreszeitliche Mittel (Barnston und Livezey, 1987). Trotz enger Gemeinsamkeiten unterscheiden sich die jeweils resultierenden Telekonnektionsmuster im Allgemeinen leicht zwischen den einzelnen Mittelungsintervallen.

Als eines der bedeutendsten ganzjährigen Muster ergibt sich als führende Mode die Nordatlantische Oszillation (NAO). Sie besteht aus einem Dipol gegenläufiger Aktionszentren, der sich im Jahresgang meridional verschiebt. Bei positivem NAO-Index erstreckt sich als südliches Zentrum eine langgezogene positive Anomalie von Nordamerika bis Europa, deren Lage zwischen einer geografischen Breite von 30 bis 35°N im Winter und 40 bis 50°N im Sommer schwankt (Abb.2.10). Die negative Anomalie liegt im Bereich von Grönland bei 70°N im Winter und 70 bis 75°N im Sommer (Barnston und Livezey, 1987; Hurrell und Deser, 2010). Diese Aktionszentren implizieren in beiden Phasen deutliche, saisonal variable Verschiebungen des Jetstreams sowie der mit diesen verknüpften Zugbahnen der Bodentiefs. Beispielsweise verlagert sich über Europa im Sommer der Jetstream in der positiven NAO-Phase weit nach Norden, sodass über Mittel- und Nordeuropa ausgeprägte Hochdruckrücken vorherrschen. Mit den Anomalien des Jetstreams gehen markante Veränderungen der großskaligen Advektionsfelder von Temperatur und Feuchte einher (Hurrell, 1995), die in vielen Regionen zu Anomalien des Temperatur- und Niederschlagsmusters führen (z.B. van Loon und Rogers, 1978; Rogers und Van Loon, 1979). So besteht während der positiven NAO-Phase über großen Teilen Europas eine Tendenz zu positiven Temperaturabweichungen.

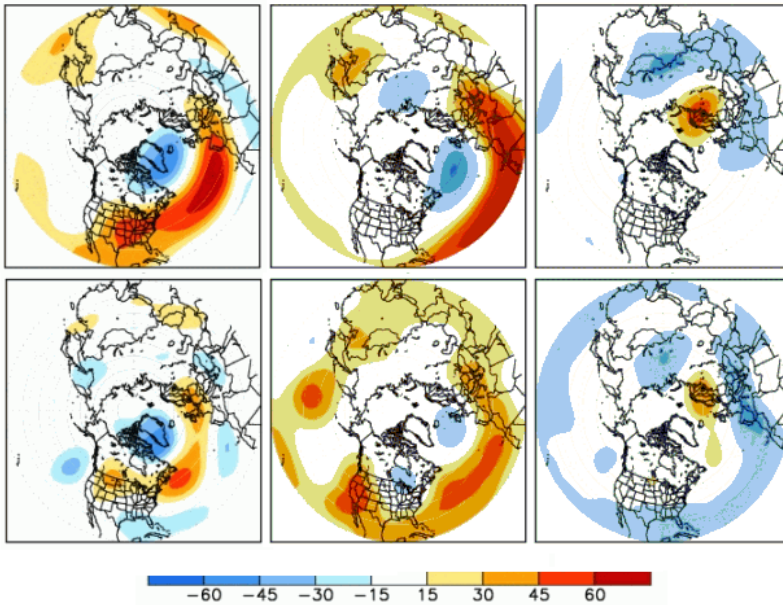


Abbildung 2.10: Ladungsfelder der in dieser Arbeit analysierten Telekonnectionsmuster NAO (linke Spalte), EA (mittlere Spalte) und SCAND (rechte Spalte) jeweils für Januar (obere Zeile) und Juli (untere Zeile) für die gesamte nördliche Halbkugel, wobei die Werte die prozentuale Korrelation mit der Zeitreihe der jeweiligen Hauptkomponente angeben (verändert nach CPC, 2017, Nachdruck gemäß den Vorgaben der National Oceanic and Atmospheric Administration, https://www.weather.gov/owlie/publication_brochures#reprint).

Dabei weisen die Niederschlagssummen in Mittel- und Nordeuropa im Winter positive und im Sommer negative Anomalien auf. Hierin spiegelt sich die saisonal variable Anomalie des Jetstreams in Verbindung mit der Verschiebung der Aktionszentren zwischen Sommer und Winter wider. Während der negativen Phase kehren sich die geschilderten Anomaliemuster von Temperatur und Niederschlag jeweils um (CPC, 2017). Es konnte gezeigt werden, dass die NAO eine ausgeprägte mehrjährige Variabilität aufweist, wobei es häufig zu mehrmonatigen Episoden überwiegend gleichbleibend positiver oder negativer Phase kommt. Für den Winter ergeben sich darüber hinaus

signifikante multidekadische Variabilitätsmoden (z.B. Hurrell und Van Loon, 1997; Chelliah und Bell, 2004).

Auch die zweite führende Mode, als Ostatlantisches Muster (engl.: *East-Atlantic Pattern*; EA) bekannt, besteht aus einem Anomaliedipol, der gegenüber der NAO in südöstlicher Richtung verschoben ist (Barnston und Livezey, 1987). Im Gegensatz zur NAO weist dieser nur leichte saisonale Verschiebungen auf. Die Anomalien sind jedoch im Sommer schwächer ausgeprägt als im Winter. Während der positiven Phase befindet sich das negative Aktionszentrum westlich der Britischen Inseln und das positive in Form eines langgestreckten, west-südwest-ostnordöstlich orientierten Bandes zentriert über dem Mittelmeer, wobei dessen westliche Fortsetzung unter deutlicher Intensivierung über den Atlantik bis in die Karibik reicht (Abb. 2.10). Über Europa überwiegen in der positiven Phase deshalb südwestliche Strömungsmuster. Es ergibt sich außerdem eine positive Temperaturanomalie, die im Sommer allerdings nach Südosteuropa hin verschoben ist. Ferner besteht in Westeuropa, während der Sommermonate vorrangig über den Britischen Inseln, eine Tendenz zu höheren Niederschlagsmengen (CPC, 2017). Die EA weist eine ausgeprägte multidekadische Variabilität auf (CPC, 2017).

Eine weitere in dieser Arbeit betrachtete Mode ist das Skandinavische Muster (engl.: *Scandinavian Pattern*; SCAND), bisweilen auch Eurasia-1-Muster genannt. Dessen positive Phase ist durch eine kräftige positive Anomalie über Skandinavien charakterisiert sowie durch zwei schwächere negative Aktionszentren über Westeuropa und dem östlichen Russland (Abb. 2.10; Barnston und Livezey, 1987). Als Folge dieses Anomaliedipols kommt es über Nordeuropa häufig zu ausgedehnten blockierenden Hochdruckgebieten, die das großskalige Strömungsfeld über ganz Europa maßgeblich beeinflussen. Die Lage der Aktionszentren verschiebt sich nicht wesentlich im Jahresgang, wobei während des Sommers das positive Zentrum schwächer und das negative stärker ausgeprägt ist als im Winter. Die positive SCAND-Phase ist im Sommer mit einer positiven Temperaturanomalie über Skandinavien und einer negativen über West- und Südeuropa verbunden. Außerdem sind

die Niederschlagssummen im Bereich des skandinavischen Aktionszentrums ganzjährig reduziert und nach Südeuropa hin erhöht (CPC, 2017). Auch das SCAND besitzt eine signifikante mehrjährige Variabilität mit einer dominanten Periodendauer zwischen zwei und vier Jahren (Liu et al., 2014).

Neben den chaotischen internen Prozessen, welche die zeitliche Entwicklung der Telekonnktionsindizes bestimmen, konnten auch relevante externe Einflüsse gefunden werden. So hängt beispielsweise der NAO-Index von Änderungen der Menge und des vorherrschenden Gebiets tropischen Niederschlags ab. Auch die Zusammensetzung der stratosphärischen Luft kann sich über eine Modifikation des Polarwirbels auswirken. Ein weiterer Einflussfaktor auf die NAO besteht in Fluktuationen des Energieaustauschs zwischen der Atmosphäre und den anderen Erdsystemkomponenten Landoberfläche, Ozean und Meereis (Hurrell, 2005).

3 Datengrundlage

Die statistischen Analysen in dieser Arbeit basieren auf verschiedenen Datensätzen, die für unterschiedliche Zeiträume und Gebiete vorliegen. So stehen hochaufgelöste Daten eines Blitzortungssystems zur Verfügung (Kap.3.1), um das Auftreten von Gewittern und der zugrundeliegenden konvektiven Aktivität mit hoher räumlicher und zeitlicher Genauigkeit zu untersuchen. Für die Diskussion großskaliger Antriebsmechanismen werden die Felder meteorologischer Variablen aus zwei Reanalysemodellen hinzugezogen, von denen eines als regionalisiertes Modell eine sehr hohe räumliche Auflösung aufweist (Kap.3.2). Die dritte Komponente bilden Zeitreihen atmosphärischer Telekonnektionsindizes (Kap.3.3), auf deren Grundlage untersucht wird, wie sich die langzeitliche Variabilität des Klimasystems auf die Gewitterhäufigkeit auswirkt. Das Untersuchungsgebiet umfasst große Teile Europas, wobei die Blitzdaten nur für ausgewählte Länder Mittel- und Westeuropas zur Verfügung stehen. Sämtliche Auswertungen beziehen sich auf das Sommerhalbjahr, also die Monate April bis September, weil dieser Zeitraum in den mittleren Breiten die Gewitter-Hochsaison darstellt.

3.1 Blitzdaten

Blitzentladungen gehen mit der Emission elektromagnetischer Wellen einher, die mithilfe ortsgebundener Sensoren detektiert werden können. Zwei verbreitete Methoden zur bodengestützten Bestimmung des Einschlagsortes eines gegebenen Blitzes sind die magnetische Peilmessung (engl.: *magnetic direction finding*, MDF) und das Zeitdifferenzenverfahren (engl: *time-of-*

arrival method, TOA), die vielfach auch kombiniert eingesetzt werden (z.B. ALDIS, 2017).

Die MDF-Methode basiert auf zwei vertikalen Leiterschleifen, die orthogonal zueinander positioniert werden, wobei die beiden Ebenenvektoren zonal und meridional ausgerichtet sind (Abb. 3.1 a). Das von einem Blitz ausgehende Magnetfeld mit nicht-konstanter Flussdichte \vec{B} induziert in den Leiterschleifen des Sensors eine elektrische Spannung U , die vom Winkel ϕ zwischen der Nord-Süd-Richtung und der Strecke Sensor-Blitz abhängt. Für einen exakt nördlich oder südlich des Sensors auftretenden Blitz erreicht U in der Leiterschleife mit zonalem Ebenenvektor ihr Maximum und verschwindet in der anderen (Rakov und Uman, 2003). Allgemein lässt sich aus den beiden gemessenen Spannungen und den mit diesen verknüpften Komponenten von \vec{B} folglich trigonometrisch der Winkel ϕ und somit die Richtung ermitteln, in welcher die Blitzentladung stattgefunden hat. Die Kombination zweier entfernt voneinander aufgebauter Sensoren ermöglicht es schließlich, durch Kreuzpeilung neben der Richtung auch den Ort des Einschlags zu bestimmen. Bei der TOA-Methode werden die elektromagnetischen Wellen, die von einem Blitz ausgehen, mithilfe von Stabantennen registriert. Da die Uhren der einzelnen Sensoren über das GPS-Signal laufend synchronisiert werden, lässt sich aus den Differenzen der jeweiligen Detektionszeitpunkte mit hoher Genauigkeit der Einschlagsort ermitteln. In dieser Rechnung wird verwendet, dass sich die Wellen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Dabei führt der Einsatz von zwei Empfängern zu lediglich einer Laufzeitdifferenz, weshalb sich der Einschlagsort nicht eindeutig bestimmen lässt. Allgemein liegt die Menge der möglichen Orte auf einem Hyperboloid, der sich für die Betrachtung von Einschlagsorten in der Ebene auf eine Hyperbel reduziert. Unter Hinzunahme eines dritten Empfängers können zwei Zeitdifferenzen ermittelt werden. Die beiden resultierenden Hyperbeln weisen im Allgemeinen zwei Schnittpunkte auf, von denen einer den korrekten Einschlagsort repräsentiert (Abb. 3.1 b). Deshalb ist eine eindeutige Ortsbestimmung erst durch die Verwendung von vier Sensoren möglich.

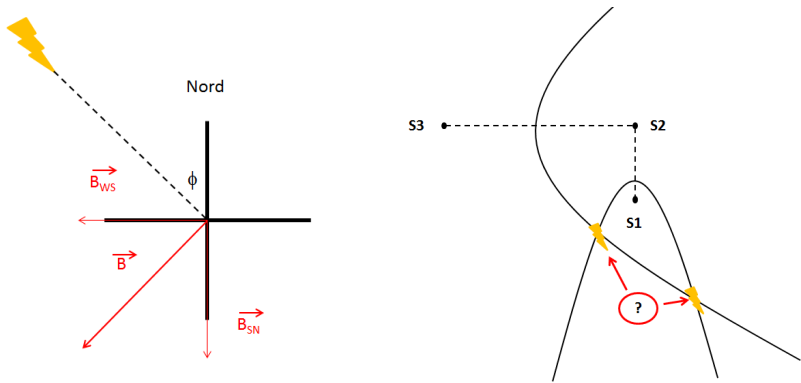


Abbildung 3.1: Links: Schematische Darstellung eines MDF-Sensors: Die beiden dicken Linien symbolisieren die orthogonalen Leiterschleifen, die gestrichelte Linie verbindet den Sensor mit dem Einschlagsort. Eingezeichnet sind außerdem die Zerlegung von \vec{B} in dessen Komponenten sowie der gesuchte Winkel ϕ . Rechts: Kombiniertes Einsatz von drei Sensoren (S1, S2, S3) bei der TOA-Methode: Der Einschlagsort befindet sich an einem der beiden Schnittpunkte der Hyperbeln.

Die von einer Blitzentladung emittierte elektromagnetische Strahlung umfasst ein primäres Frequenzspektrum im Bereich von 1 Hz bis 300 MHz, wobei auch sichtbare Anteile und solche im Mikrowellenbereich auftreten. Die derzeit operationell eingesetzten Messsysteme beschränken sich überwiegend auf zwei Frequenzbänder: das VHF-Band (engl.: *very high frequency*) und das VLF/LF-Band (engl.: *very low / low frequency*), die sich jeweils durch spezifische Vor- und Nachteile auszeichnen. VHF-Systeme (30-300 MHz) erfassen nahezu alle elektrischen Prozesse in einer Wolke, weshalb sie sich dazu eignen, die gemessenen Entladungen unter Einbeziehung einer Vielzahl von Parametern im Detail zu untersuchen. Da der Detektionsradius im günstigsten Fall auf 200 km beschränkt ist, benötigen VHF-Messungen ein sehr dichtes Sensorenetz. Im Gegensatz dazu liefern VLF- (3-30 kHz) und LF-Systeme (30-300 kHz) nur die Einschlagsorte und -zeiten sowie wenige zusätzliche Informationen wie beispielsweise die Polarität, zeichnen sich aber durch eine deutlich höhere Reichweite aus. Dank wechselseitiger

Reflexionen am Boden und in der Ionosphäre sind Detektionsradien in einer Größenordnung von 1000 km möglich (Pohjola und Mäkelä, 2013). Generell liefern VHF-Messungen Informationen über den Blitz als dreidimensionales Objekt, wohingegen VLF/LF-Messungen lediglich eine eindimensionale Ortsbestimmung ermöglichen (Rakov und Uman, 2003).

In dieser Arbeit werden Blitzdaten ausgewertet, um die räumlichen und zeitlichen Charakteristika der Gewitterinzidenz zu analysieren, wofür die durch ein VLF/LF-System bereitgestellten Informationen ausreichen. Die verwendeten Daten stammen vom deutschen Blitzortungsnetz BLIDS (Blitzinformationsdienst Siemens), das in das europäische EUCLID-Netz (European Cooperation for Lightning Detection) eingebettet ist (Schulz et al., 2016). Ebenfalls fließen die Daten anderer nationaler Blitzortungsnetze in EUCLID ein (EUCLID, 2017), wie zum Beispiel ALDIS (Österreich), BLDN (Benelux-Länder) und METEORAGE (Frankreich). Das abgedeckte Gebiet (vgl. Abb. 3.2) erstreckt sich über Deutschland, Österreich, Schweiz, Frankreich sowie die Benelux-Staaten und schließt unmittelbar angrenzende Bereiche ein (z.B. Cornwall in Großbritannien oder den Nordwesten Italiens). Die Daten stehen für die Sommerhalbjahre 2001–2014 zur Verfügung. In dieser Arbeit wird also ein Blitzdatensatz verwendet, dessen Zeitraum und räumliche Ausdehnung deutlich umfassender sind als in früheren Studien, die sich der Analyse bodengestützter Blitzmessungen widmeten (z.B. Finke und Hauf, 1996; Soriano et al., 2005; Santos et al., 2012; Wapler, 2013).

Zur Beschreibung der Qualität eines Blitzortungsnetzes werden allgemein die beiden Parameter Detektionsrate (engl.: *detection efficiency*, DE) und räumliche Detektionsgenauigkeit (engl.: *location accuracy*, LA) herangezogen. Deren exakte Bestimmung gestaltet sich aufgrund des Fehlens von Referenzwerten für die Verifikation oftmals schwierig. Ein geeigneter Ansatz besteht darin, die Blitzeinschläge in einen exponierten Turm auszuwerten. Basierend auf dieser Methode ermittelten Diendorfer (2010) für das EUCLID-System im Zeitraum von 2000 bis 2005 eine mittlere LA von 369 m, wobei diese eine systematische Verschiebung von etwa 300 m beinhaltete und der

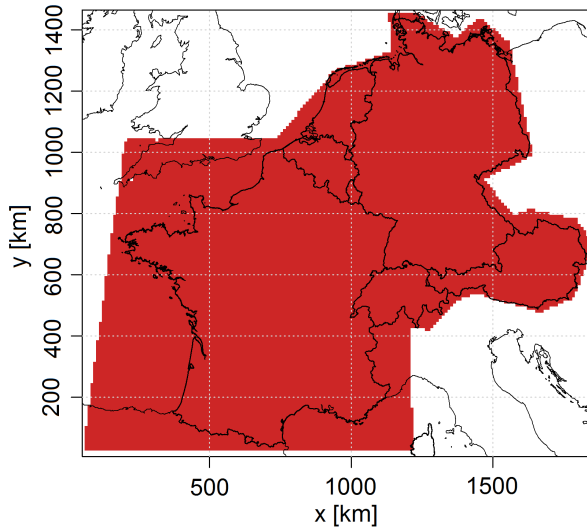


Abbildung 3.2: Gebiet, für das Blitzortungsdaten aus dem EUCLID-Messnetz zur Verfügung stehen (rot).

statistische Fehler folglich in der Größenordnung 10^1 m lag. Seither konnte die mittlere LA mithilfe optimierter Sensoren auf 89 m im Jahr 2014 weiter verbessert werden. Die DE bezüglich der CG-Hauptentladungen erreicht einen Wert von 96%, wenn nur Blitze mit einem Spitzenstrom von mehr als 2 kA berücksichtigt werden (Schulz et al., 2016). Die zeitliche und räumliche Auflösung der bereitgestellten EUCLID-Datensätze beträgt 1 ms beziehungsweise 10^{-5} Grad geografischer Länge und Breite. Die Teilentladungen eines Blitzes (engl.: *strokes*) wurden seitens EUCLID automatisiert zu Blitzen (engl.: *flashes*) zusammengefasst. Da IC-Blitze nur zu einem geringen Anteil im LF-Bereich emittieren, weist das EUCLID-System bezüglich dieser eine deutlich verminderte DE auf. Deshalb werden für die vorliegende Arbeit nur CG-Blitze berücksichtigt. Außerdem werden weder Stromstärke noch Polarität der Blitze in die Analyse einbezogen.

3.2 Reanalysedaten

Die Länge des Zeitraums, für den Blitzdaten vorliegen, ermöglicht aussagekräftige statistische Analysen in Bezug auf viele Aspekte der räumlich-zeitlichen Variabilität. Für eine Diskussion der großskaligen Antriebe der verschiedenen Variabilitätsmoden und für weitergehende Untersuchungen des niederfrequenten zeitlichen Verhaltens ist die Stichprobe jedoch zu klein. Aus diesem Grunde werden in dieser Arbeit Proxies für die konvektive Aktivität entwickelt, die auf den Ausgabedaten zweier Reanalysemodelle basieren.

Das Ziel von Reanalysen ist es, für einen definierten Zeitraum in der Vergangenheit basierend auf einem aktuellen Wettervorhersagemodell eine zeitlich konsistente Beschreibung des Atmosphärenzustands zu erreichen (DWD, 2017b). Die Grundlage hierfür bilden die Verfahren der Datenassimilation. Dabei werden direkte und indirekte Messdaten aus verschiedenen Quellen derart kombiniert, dass sich in Übereinstimmung mit der Modellphysik ein konsistenter Zustand des atmosphärischen Systems ergibt. Im Zuge technischer Neuerungen wurde die Auswahl der einfließenden Messdaten sukzessive erweitert und schließt mittlerweile zahlreiche Messsysteme ein, wie zum Beispiel Bodenstationen, Radiosonden, Radarnetze, Satelliten, Messbojen und flugzeuggebundene Systeme (DWD, 2017a). Die Ausgabe von Reanalysemodellen besteht aus einem umfangreichen Satz meteorologischer Felder, darunter auch viele instrumentell nicht messbare Größen, die zu den verschiedenen Zeitschritten auf einem dreidimensionalen Gitter vorliegen. Bei statistischen Untersuchungen längerer atmosphärischer Zeitreihen bieten Reanalysedaten den Vorteil, dass sie, anders als Standardanalysen operationeller Wettervorhersagemodelle, für den gesamten Zeitraum auf demselben numerischen Modell beruhen (AMS, 2017). Eine Schwierigkeit von Reanalysen besteht allerdings darin, angesichts der fortwährenden Weiterentwicklung des Beobachtungssystems einen hohen Grad zeitlicher Konsistenz sicherzustellen.

Analog zu Wettervorhersage- und Klimamodellen ist grundsätzlich zwischen globalen und regionalisierten Reanalysen zu unterscheiden. Während globale

Reanalysemodelle auf einem relativ groben Gitter gerechnet werden, das die gesamte Erde umspannt, liegen regionalisierte Modelle in einer deutlich höheren räumlichen Auflösung, aber nur für ein begrenztes Gebiet vor. Dabei wird das Regionalmodell an den Gebietsgrenzen von den Variablen eines Globalmodells angetrieben (Nesting). Weit verbreitete globale Reanalysedatensätze werden unter anderem vom *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF) und den *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP) bereitgestellt. Beispiele für globale Reanalysen, die einen langen Zeitraum abdecken, sind ERA-INTERIM (1979 bis heute; Dee et al., 2011) und ERA-20C (1900 bis 2010; Hersbach et al., 2015) des ECMWF sowie NCEP-CFSR (1979 bis heute; Saha et al., 2010) und NCEP-NCAR1 (1948 bis heute; Kalnay et al., 1996) der NCEP. Für Europa stehen die regionalen Reanalysedatensätze COSMO-RE (Bollmeyer et al., 2015) und CoastDat (Geyer, 2014) zur Verfügung, die vom Hans-Ertel-Zentrum für Wetterforschung beziehungsweise vom Helmholtz-Zentrum Geesthacht (HZG) berechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird auf globaler Ebene die NCEP-NCAR1-Reanalyse und auf regionaler die CoastDat-Reanalyse verwendet.

3.2.1 NCEP/NCAR1-Reanalyse

Das Reanalysemodell der NCEP in Kooperation mit dem *National Center for Atmospheric Research* (NCEP/NCAR1; Kalnay et al., 1996; Kistler et al., 2001) wird auf einem globalen Gitter mit einer Auflösung von $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ (entsprechend 144×73 Gitterpunkten) sowie 28 Sigma- und 17 Druckflächen gerechnet. Es liefert für den Zeitraum ab dem Jahr 1948 bis heute Ausgabewerte für die 00, 06, 12 und 18 UTC-Termine. Außerdem sind Tages-, Monatswerte und 30-jährige Monatsmittel basierend auf den Jahren 1981–2010 verfügbar. Infolge der weitgehend unveränderten Datenassimilation weisen die NCEP/NCAR1-Daten nur einen schwachen Modelltrend auf.

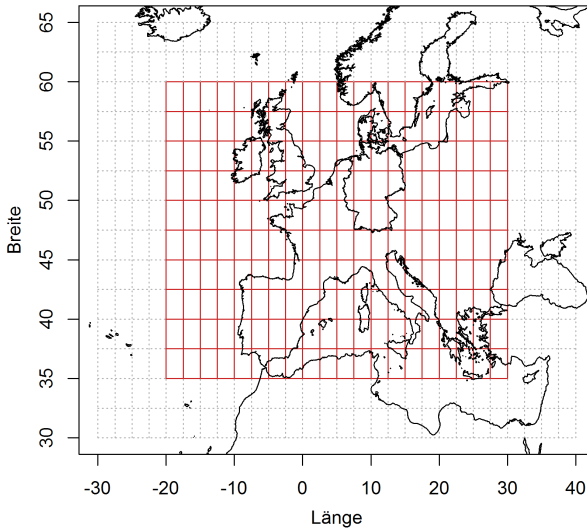


Abbildung 3.3: In dieser Arbeit verwendeter Ausschnitt des NCEP/NCAR1-Modellgitters (rot), wobei die angrenzenden Bereiche grau gepunktet angedeutet sind.

Daher eignen sie sich zum einen als Eingangsdaten für statistische Analysen, die einen Zeitraum von mehreren Dekaden umfassen, und gewährleisten zum anderen eine hohe Qualität darauf aufbauender regionalisierter Reanalysedatensätze wie CoastDat2 (Kap. 3.2.2).

In dieser Arbeit wird, wenn nicht anders angegeben, ein Gitterausschnitt der Reanalyse zwischen 20°W und 30°E sowie 35°N und 60°N betrachtet (Abb. 3.3), wobei der 12 UTC-Termin jedes Tages des Sommerhalbjahrs in die Analyse eingeht. Der Untersuchungszeitraum umfasst die Jahre 1958–2014. Während der ersten Dekade (1948–1957) ist die Qualität der Modelldaten vermindert, da für diese Zeit nur wenige aerologische Beobachtungen vorliegen und die Termine um drei Stunden gegenüber den Hauptterminen verschoben sind. Die Wahl von 2014 als letztes Jahr der Betrachtung gewährleistet die Konsistenz der Reanalyse mit den Blitzdaten.

3.2.2 CoastDat2-Reanalyse

Die Ausgabe des NCEP/NCAR1-Modells dient darüber hinaus als Antrieb für den regionalen Reanalysedatensatz CoastDat2, der am Institut für Küstenforschung des HZG (Geyer und Rockel, 2013; Geyer, 2014) erstellt wird und auf dem operationellen Wettervorhersagemodell COSMO (Consortium for Small-scale Modelling) im Klimamodus (CLM) basiert (Rockel et al., 2008). Im Folgenden werden daher zunächst einige Merkmale von COSMO vorgestellt.

Die Modellgleichungen werden bei COSMO in Kugelkoordinaten formuliert, wobei ein beliebiger Punkt im Raum durch das Tripel (λ, ϕ, ζ) mit der geografischen Länge λ und Breite ϕ beschrieben werden kann. ζ ist als geländefolgende Vertikalkoordinate definiert, das heißt deren Nullniveau befindet sich stets auf Höhe der lokalen Topografie, wodurch sich die numerische Behandlung der unteren Randbedingungen vereinfacht. Der Oberrand der Modellatmosphäre wird durch eine ebene Fläche beschrieben. Um Singularitäten infolge der polwärtigen Konvergenz der Meridiane zu umgehen, wird das Koordinatensystem außerdem rotiert, sodass der Äquator durch die Mitte des Modellgebiets verläuft. COSMO basiert als nicht-hydrostatisches, kompressibles Modell auf dem ungefilterten Differentialgleichungssystem. Dessen Lösungen decken also den gesamten räumlichen Skalenbereich ab, wodurch auch Phänomene wie zum Beispiel Schallwellen erfasst werden. Für eine explizite Darstellung der Gleichungen sei auf die weiterführende Literatur (z.B. Doms und Baldauf, 2011) verwiesen. Laufen Vorgänge auf Skalen ab, die unterhalb der Gitterweite liegen (engl.: *sub-grid processes*), müssen sie durch geeignete physikalische Parametrisierungen abgebildet werden (Doms et al., 2011). So wird Cumulus-Konvektion mithilfe des Tiedtke-Schemas (Tiedtke, 1989) parametrisiert. Die Diskretisierung der prognostischen Modellgleichungen basiert auf der Methode der zentrierten Differenzen. Hierfür kommt ein horizontal äquidistantes, dreidimensionales Arakawa-C/Lorenz-Gitter zur Anwendung, wobei skalare Größen in der Mitte der Gitterzellen und

die Windkomponenten an deren Stirnflächen ausgewertet werden. Die zeitliche Diskretisierung beruht auf dem Runge-Kutta-Verfahren. Zur Beschreibung der unteren Randbedingungen wird COSMO mit dem Boden-Atmosphäre-Vegetationsmodell TERRA gekoppelt. Die Weiterentwicklung und Optimierung von COSMO-CLM erfolgte in multinationaler Zusammenarbeit mehrerer Forschungszentren und unter maßgeblicher Beteiligung des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung am Karlsruher Institut für Technologie (z.B. Meissner et al., 2009; Panitz et al., 2010).

Die CoastDat2-Simulationen liegen auf einem regulären Gitter mit den Dimensionen 234×228 und einer räumlichen Auflösung von $0,22^\circ$ vor. Der rotierte Pol liegt bei $35,0^\circ\text{N}$ und $170,0^\circ\text{W}$. Wie Abbildung 3.4 zeigt, deckt das Modellgitter folglich ein ausgedehntes Gebiet zwischen dem Nordrand der Sahara und Spitzbergen sowie dem mittleren Nordatlantik und dem Ural ab. Höhendaten liegen auf 40, Bodendaten auf 10 Niveaus vor ($z_{max} = 27,2\text{ km}$; $z_{min} = -11,5\text{ m}$) und es wird ein Zeitschritt von 150 s bei stündlicher Ausgabe verwendet. CoastDat2 deckt wie NCEP/NCAR1 den Zeitraum von 1948 bis heute ab, mit den ersten fünf Jahren als Spin-up-Zeit. Die Regionalisierung beruht im Falle von CoastDat2 auf der Methode des spektralen Nudging nach von Storch et al. (2000), die eine gute Repräsentation der großskaligen Strömungsverhältnisse gewährleistet (vgl. Feser et al., 2011). Während beim klassischen Nesting-Ansatz der Antrieb durch das Globalmodell nur an den seitlichen Rändern des Gebiets erfolgt, wird im Rahmen des spektralen Nudging auch innerhalb des Gebiets ein Antrieb aufgeprägt. Hierzu werden in den oberen Niveaus sogenannte Nudging-Terme addiert, deren Beitrag für große Skalen maximal wird und für kleine verschwindet.

Der in dieser Arbeit verwendete Ausschnitt des CoastDat2-Modellgitters deckt ein Gebiet zwischen der Straße von Gibraltar, der Peloponnes, Estland und der Nordspitze Schottlands ab (Abb. 3.4). Für jeden Tag des Sommerhalbjahrs geht, wenn nicht anders vermerkt, das 12 UTC-Feld in die Analyse ein.

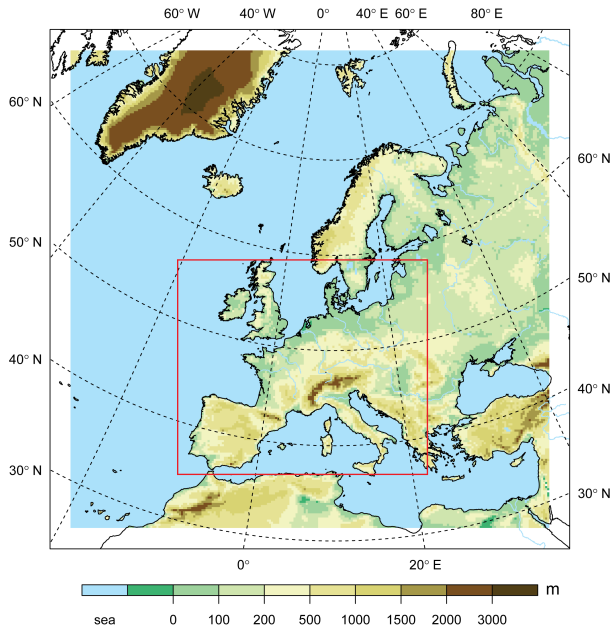


Abbildung 3.4: Modellgebiet von CoastDat2, wobei der in dieser Arbeit verwendete Ausschnitt durch ein rotes Rechteck markiert ist (verändert nach Geyer, 2014, © Geyer, Nachdruck gemäß Lizenz CC-BY-3.0).

Da sich die herabgesetzte Qualität der Eingangsdaten des antreibenden NCEP/NCAR1-Modells vor 1958 auch auf die Güte der CoastDat2-Daten auswirkt, und aus Gründen der Konsistenz mit den Blitzdaten, werden nur die Jahre 1958–2014 berücksichtigt.

Die meisten Auswertungen im Rahmen dieser Arbeit basieren auf CoastDat2-Reanalysen. In manchen Fällen musste aber auf NCEP/NCAR1 ausgewichen werden, wenn die benötigten Variablen im CoastDat2-Datensatz nicht vorlagen. Dies betrifft Geopotentialfelder in 500 hPa, welche in die Ermittlung typischer Strömungsmuster einfließen (z.B. Kap. 7.1.2), sowie vektorielle Windfelder in 300 hPa für die Diskussion des Einflusses

von Telekonnektionsmustern auf die konvektive Aktivität (Kap. 8.3). Aus Konsistenzgründen wird in letzterem Fall auch für θ_e in 850 hPa die NCEP/NCAR1-Reanalyse verwendet.

3.3 Telekonnektionsindizes

Zur Diskussion großskaliger Antriebsmechanismen auf langen Zeitskalen wird in dieser Arbeit der Einfluss verschiedener Telekonnektionsmuster auf die konvektive Aktivität im Untersuchungsgebiet analysiert und damit ein weiterführender Aspekt der langzeitlichen Variabilität betrachtet. Wie in Kapitel 2.5 erläutert, werden dafür Telekonnektionsindizes verwendet, die auf der Hauptkomponentenmethode basieren. Diese werden vom US-amerikanischen Wetterdienst (engl.: *National Weather Service*, NWS) unter dem Dach des Amtes für Ozean und Atmosphäre (engl.: *National Oceanic and Atmospheric Administration*, NOAA) auf Grundlage von NCEP-NCAR1-Reanalysedaten (Kap. 3.2.1) fortlaufend berechnet.

Als Eingangsdaten für die Bestimmung der Muster verwendet der NWS monatlich gemittelte, standardisierte Anomaliefelder der geopotentiellen Höhe in 500 hPa für einen erdumspannenden Breitengürtel zwischen 20°N und 90°N im Zeitraum von Januar 1950 bis Dezember 2010 (CPC, 2017). Die Hauptkomponentenanalyse wird bezüglich jedes Kalendermonats einzeln durchgeführt, wobei jeweils die Felder des vorherigen und folgenden Monats miteinbezogen werden. Eine Rotation der zehn führenden Moden liefert für jeden der zwölf Monate die gesuchten Telekonnektionsmuster (vgl. Kap. 4.2.1). Während diese durch die rotierten Ladungsvektoren gegeben sind, stehen die Hauptkomponenten für die zugehörigen Telekonnektionsindizes und geben die Ausprägung der jeweiligen Muster in Form einer Zeitreihe aus monatlichen Werten an. Für einen gegebenen Punkt sind die dortigen Ladungswerte deshalb ein Maß für die Korrelation der lokalen Zeitreihe mit den Zeitreihen der Telekonnektionsindizes (vgl. Kap. 2.5).

Tabelle 3.1: Minimum, Maximum, Mittelwert und Perzentile für die Telekonnektionsindizes von NAO, EA, SCAND, EAWR und POLEUR.

	Min	Mittel	Max	1%	5%	25%	50%	75%	95%	99%
NAO	-3,18	-0,02	2,63	-2,38	-1,63	-0,74	0,02	0,66	1,56	2,06
EA	-3,33	-0,20	2,39	-2,68	-1,89	-0,92	-0,16	0,57	1,40	1,83
SCAND	-2,44	0,14	2,93	-2,09	-1,53	-0,54	0,20	0,83	1,63	2,30
EAWR	-2,30	0,15	3,68	-2,05	-1,60	-0,64	0,08	0,88	1,96	2,93
POLEUR	-2,94	-0,05	2,35	-2,21	-1,62	-0,66	-0,08	0,61	1,57	1,96

Während die Muster basierend auf abgeschlossenen Zeitreihen ermittelt wurden, stehen die monatlichen Indizes immer bis zum aktuellen Monat zur Verfügung. Um jedoch Konsistenz mit den vorliegenden Blitz- und Reanalysedaten herzustellen, werden die Telekonnektionsindizes in dieser Arbeit für die Zeiträume 2001–2014 und 1958–2014 analysiert.

Ein Vergleich der zehn Muster zeigt, dass acht von diesen das ganze Jahr über in ähnlicher Struktur auftreten und somit als dominante Moden der niederfrequenten zeitlichen Variabilität aufzufassen sind. Neben den bereits in Kapitel 2.5 eingeführten Mustern NAO, EA und SCAND umfassen diese das Ostatlantisch-Westrussische (engl.: *East Atlantic/Western Russia*, EAWR), Polar-Eurasische (POLEUR), Westpazifische (WP), Ost-/Nordpazifische (engl.: *East Pacific – North Pacific*, EP-NP) und Pazifisch-Nordamerikanische Muster (PNA). Die beiden verbleibenden Moden geben nur einen geringen Anteil der Gesamtvarianz wieder und haben deshalb keine klare physikalische Bedeutung.

Für Europa sind primär die Telekonnektionsmuster NAO, EA, SCAND, EAWR und POLEUR relevant. Die in Tabelle 3.1 aufgeführten Perzentile charakterisieren den Wertebereich und die empirischen Verteilungen der entsprechenden Telekonnektionsindizes. Insgesamt fallen nur leichte Unterschiede zwischen den einzelnen Indizes auf. So liegen Mittelwert und Median in allen Fällen nur wenig über Null. Zugleich weisen die niedrigen Abweichungen der Mittelwerte von den Medianen jeweils auf eine eher geringe Schiefe der Verteilungen hin.

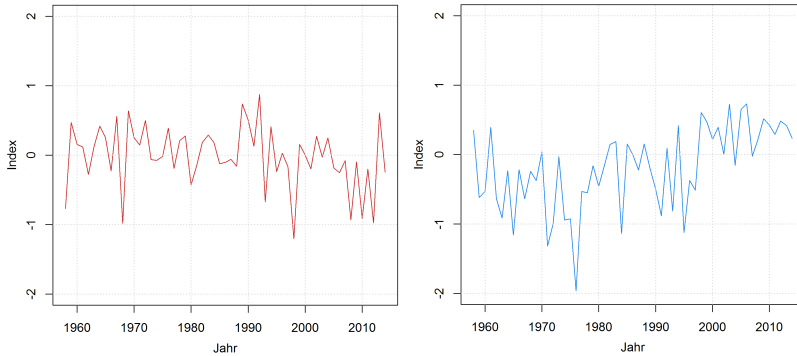


Abbildung 3.5: Verlauf der Jahresmittelwerte über die monatlichen Werte der Telekonnektionsindizes von NAO (links) und EA (rechts).

Die mittleren 90% der Werte liegen bei allen Indizes innerhalb der Grenzen ± 2 und die mittleren 99% innerhalb der Grenzen ± 3 . Vornehmlich im Bereich extremer Quantile kommt es zu Unterschieden zwischen den Indizes. So liegt das 99%-Quantil für die EAWR bei 2,93, für die EA hingegen nur bei 1,83. Gleiches gilt für die absoluten Maxima und Minima.

Einen weitergehenden Einblick in die Daten bieten die Verläufe der jahresweise gemittelten Indizes über den gesamten Zeitraum. Wie Abbildung 3.5 für NAO und EA zeigt, sind diese durch deutliche Jahr-zu-Jahr-Fluktuationen gekennzeichnet. Besonders im Fall der EA weist die Zeitreihe zudem auf die Existenz niederfrequenter, dekadischer Variabilitätsmoden hin (vgl. Kap. 2.5). So liegt der Mittelwert des EA-Indexes während mancher Dekaden deutlich unter Null. Dieser Aspekt wird zum Beispiel in der Studie von Hurrell und Deser (2010) näher untersucht. In dem beschriebenen zeitlichen Verhalten der Telekonnektionsindizes spiegelt sich die langjährige Variabilität des Klimasystems wider. Dieser Zusammenhang wird in der vorliegenden Arbeit genutzt, um den Einfluss der Variabilität großskaliger Steuerungsmechanismen auf die Gewitterneigung auf langen Zeitskalen zu diskutieren (Kap. 8.3).

3.4 Meeresoberflächentemperatur

Neben atmosphärischen Telekonnektionsmustern wird auch der Einfluss von Anomalien der Meeresoberflächentemperatur (engl: *sea-surface temperature*, SST) auf die konvektive Aktivität untersucht. Die SST ist von besonderem Interesse, da sie einen erheblichen Beitrag zur natürlichen Variabilität des Klimasystems leistet. Die Analysen basieren auf einem SST-Datensatz der NOAA, welcher durch die Interpolation direkter und indirekter Messungen auf ein globales Gitter mit einer räumlichen Auflösung von 1° generiert wurde (Reynolds et al., 2002). Die Daten liegen ursprünglich in Form wöchentlicher Felder vor. Zusätzlich erzeugt die NOAA darauf basierend auch monatliche Felder, indem durch lineare Interpolation zunächst tägliche Felder erzeugt und diese dann monatsweise gemittelt werden. Aus Gründen der Konsistenz mit den Zeitreihen der Telekonnektionsindizes beruhen die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen auf Zeitreihen dieser monatlichen Felder. Diese liegen für einen Zeitraum von Dezember 1981 bis heute vor, wobei für diese Arbeit die Sommerhalbjahre 1982 bis 2014 und 2001 bis 2014 verwendet werden, um bestmögliche Konsistenz mit den Reanalyse- beziehungsweise Blitzdaten herzustellen. Als räumliche Ausschnitte werden verschiedene Meeresgebiete im östlichen Nordatlantik und im Mittelmeer ausgewählt.

Die Eingangsdaten für die räumliche Interpolation werden sowohl *in situ* durch Schiffs- und Bojenmessungen als auch mittels Fernerkundungsverfahren gewonnen (Reynolds et al., 2002). Die auf Schiffen eingesetzten Detektionsverfahren basieren auf Messungen in Wassertiefen von einem bis zu mehreren Metern. Der Fehler beträgt üblicherweise mehr als 1°C . Die an Bojen durchgeführten Messungen haben demgegenüber einen mittleren Fehler von unter $0,5^\circ\text{C}$. Ein weiterer Vorteil von Bojen- gegenüber Schiffsmessungen besteht in der deutlich geringeren Messtiefe von rund 0,5 Metern. Die mittels Bojen ermittelten SST geben deshalb die Temperatur an der Wasseroberfläche im Allgemeinen besser wieder. Seit 1981 wurde die räumliche Abdeckung durch die Hinzunahme von hoch aufgelösten satellitengestützten Radiometer-

messungen im Infrarot-Spektrum entscheidend verbessert. Hierdurch wurde es beispielsweise möglich, die kleinskaligen Wirbel innerhalb des Golfstroms mit einer hinreichenden Genauigkeit zu beobachten (Reynolds et al., 2002).

Die Effekte von Wolken und atmosphärischem Wasserdampf müssen bei Radiometermessungen mithilfe eines sogenannten *cloud-clearing*-Algorithmus eliminiert werden. Dennoch weisen satellitengestützten SST-Daten in der Regel einen negativen systematischen Fehler auf, wobei auch der Einfluss atmosphärischer Aerosole eine Rolle spielt. Systematische Abweichungen positiven und negativen Vorzeichens können außerdem aus einer fehlerhaften Kalibrierung des Sensors resultieren. Aus diesen Gründen kommt den Bojen- und Schiffsmessungen eine entscheidende Rolle bei der Kalibrierung der Radiometermessungen zu (Reynolds et al., 2002).

Die Messdaten aus den verschiedenen Quellen werden anschließend mithilfe der Methode der optimalen Interpolation (engl.: *Optimum Interpolation*, OI) auf ein reguläres Gitter interpoliert (Gandin und Hardin, 1965). Den Ausgangspunkt der Interpolation bildet das mittels OI ermittelte Feld des vorherigen Termins (Referenzfeld), mit dem die Messdaten des aktuellen Termins durch Differenzbildung verglichen werden. Anschließend wird aus diesen Abweichungen von den Werten des Referenzfelds für jeden Gitterpunkt ein Vektor aus Gewichten berechnet. Durch Multiplikation der in Bezug auf die einzelnen Datenquellen ermittelten Abweichungen mit dem jeweils zugehörigen Gewicht und Summierung der resultierenden Produkte lässt sich für jeden Gitterpunkt der Wert ermitteln, der dort zum Referenzwert addiert werden muss, um den Wert des aktuellen interpolierten Felds an diesem Gitterpunkt zu erhalten. Die Gewichte hängen sowohl von den Abständen der Messorte von den Gitterpunkten ab als auch von den geschätzten Fehlern der Messwerte und des Referenzfelds. Das Verfahren unterliegt stets einer geringen Unsicherheit aufgrund der ungenauen Quantifizierung dieser Fehler. Global gemittelt liegt der Fehler für das Referenzfeld bei $0,3^{\circ}\text{C}$, für Schiffsdaten bei $1,3^{\circ}\text{C}$ und für Bojendaten sowie Satellitenmessungen zwischen $0,3$ und $0,5^{\circ}\text{C}$. Aus diesen Daten lässt sich unmittelbar ablesen, dass Schiffsmessungen bei der

OI am schwächsten zu gewichten sind. Außerdem hängen die Gewichte von den räumlichen Korrelationen der Fehler ab. Die diesbezüglichen Unterschiede der einzelnen Messsysteme führen dazu, dass die Satellitendaten in der Regel stärker gewichtet werden als die in-situ-Daten (Reynolds et al., 2002).

Um die Voraussetzungen der OI zu erfüllen, muss zunächst der systematische Fehler der Radiometermessungen korrigiert werden. Als Referenz für die Korrektur dienen die Schiffs- und Bojendaten. Daher haben diese bei der SST-Bestimmung mittels OI in zweierlei Hinsicht eine zentrale Funktion: Kalibrierung der Radiometermessungen einerseits und Korrektur der trotz Kalibrierung verbliebenen systematischen Fehler andererseits (Reynolds et al., 2002). Zusammenfassend bietet das Verfahren der OI die Möglichkeit, durch die Integration mehrerer Datenquellen basierend auf einer passenden Gewichtung der Eingangsdaten räumlich und zeitlich homogene Felder der SST zu erzeugen. Diese ermöglichen es im Rahmen der vorliegenden Arbeit, aussagekräftige Ergebnisse hinsichtlich des Einflusses der SST auf die konvektive Aktivität abzuleiten.

4 Statistische Methoden

Der grundlegende wissenschaftliche Ansatz dieser Arbeit besteht darin, aus den in Kapitel 3 vorgestellten Datensätzen mithilfe geeigneter statistischer Verfahren neues Wissen zu generieren, das in impliziter Form in den Daten enthalten ist und folglich erst mit den Mitteln der Statistik sichtbar gemacht werden kann. Einen wesentlichen Aspekt bei diesem Vorgehen stellt die Verknüpfung verschiedener komplexer Datensätze dar, wie beispielsweise Blitz- und Reanalysedaten. Die aus den statistischen Verfahren resultierenden Ergebnisse können dann auf Basis der in Kapitel 2 eingeführten physikalischen Zusammenhänge diskutiert und interpretiert werden. Zunächst bietet Kapitel 4.1 eine Übersicht mehrerer uni- und bivariater Verfahren, bevor in Kapitel 4.2 zwei multivariate Methoden vorgestellt werden. In Vorbereitung auf die Entwicklung eines Proxys für konvektionsförderliche Bedingungen gibt Kapitel 4.3 eine Einführung in die Evaluation diskreter Prädiktanden. Anschließend führt Kapitel 4.4 zur objektiven Wetterlagenklassifikation hin, die als Ausgangspunkt für die Entwicklung des Proxys dient.

4.1 Univariate und bivariate Verfahren

Ein Großteil der nachfolgend vorgestellten Methoden sind der induktiven Statistik zuzuordnen. Das fundamentale Ziel besteht darin, aus den statistischen Eigenschaften der vorliegenden Stichprobe auf die Grundgesamtheit zu schließen, der die Stichprobe entstammt. Kernbestandteil solcher Verfahren ist daher die Überprüfung der Ergebnisse auf statistische Signifikanz. Merkmale, die sich als nicht signifikant erweisen, sollten nicht physikalisch interpretiert werden, da sie höchstwahrscheinlich nicht das Verhalten der Grundgesamtheit

beschreiben. Im Rahmen dieses Kapitels werden sowohl uni- als auch bivariate Verfahren behandelt, die dadurch definiert sind, dass im univariaten Fall das Verhalten einer und im bivariaten Fall zweier Zufallsvariablen analysiert wird.

4.1.1 Anpassung theoretischer Verteilungen an Blitzdaten

Vor einer detaillierteren Analyse der räumlichen Muster konvektiver Aktivität ermöglicht es der Vergleich von Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen, regionale Unterschiede hinsichtlich des Blitzregimes herauszustellen. Zunächst wird für verschiedene Teilgebiete jeweils die Menge der mit der Gebietsfläche normierten Tagesblitzsummen an eine theoretische Gammaverteilung angepasst,

$$f(x) = \frac{\left(\frac{x}{\beta}\right)^{\alpha-1} \exp\left(-\frac{x}{\beta}\right)}{\beta\Gamma(\alpha)}, \quad (4.1)$$

wobei Γ die Gammafunktion, α der Form- und β der Skalierungsparameter sind (Wilks, 1995). Damit lässt sich die gesamte Stichprobe täglicher Blitzsummen beschreiben. Die Anpassung beruht auf der Methode der L-Momente (Hosking, 1990). Zwar werden dabei analog zur herkömmliche Momentenmethode die Parameter der Verteilungsfunktion basierend auf deren Momenten geschätzt. Der Vorteil dieses alternativen Ansatzes besteht jedoch darin, dass die ermittelten L-Momente im Allgemeinen robuster als die Standardmomente sind. Für das r -te L-Moment bezogen auf eine Zufallsvariable X gilt

$$\lambda_r = r^{-1} \sum_{k=0}^{r-1} (-1)^k \binom{r-1}{k} E(X_{r-k:r}), \quad (4.2)$$

wobei $X_{r-k:r}$ die $r-k$ -te Ordnungsgröße der Stichprobe ist und E deren Erwartungswert bezeichnet. Allgemein wird unter der j -ten Ordnungsgröße der j -kleinste Wert einer Stichprobe verstanden.

Um die häufig auftretenden schwachen Ereignisse aus der Betrachtung auszuschließen, werden die Daten im nächsten Schritt mithilfe der *Peaks-over-threshold*-Methode (POT) an eine generalisierte Paretoverteilung (GPD) angepasst, wofür zunächst ein geeigneter Schwellenwert u zu bestimmen ist. Dazu wird u über einen großen Bereich variiert und jeweils die zugehörige mittlere Überschreitung ermittelt, die durch $E(X - u|X > u)$ gegeben ist (Coles et al., 2001). Hier gibt E den Erwartungswert an, der sich durch das Stichprobenmittel abschätzen lässt, und X bezeichnet die betrachtete Zufallsgröße mit Realisierungen x_i . Die resultierenden Wertepaare

$$\left(u, \frac{1}{n_u} \sum_{i=1}^{n_u} (x_i - u) \right), \quad (4.3)$$

stellen, in einem Koordinatensystem aufgetragen, einen *Mean Excess Plot* dar (n_u : Anzahl der Überschreitungen), der wie folgt grafisch auszuwerten ist: Es lässt sich zeigen, dass $E(X - u|X > u)$ linear ansteigt, wenn u von einem Startwert u_0 aus erhöht wird, der eine Beschreibung der Eingangsdaten durch das generalisierte Pareto-Modell ermöglicht. Als optimaler Schwellenwert wird daher das kleinste u gewählt, oberhalb dessen der durch Gleichung (4.3) gegebene Graph noch linear verläuft. Eine zu niedrige Wahl führt infolge der Verletzung der Linearität zu einem systematischen Fehler, eine zu hohe Wahl hat hingegen oftmals zu kleine Stichprobenumfänge zur Folge.

Für die Verteilungsfunktion der GPD gilt mit $y_i = x_i - u$

$$f(y) = \begin{cases} \sigma^{-1} \left(1 - \frac{\xi y}{\sigma} \right)^{\frac{1}{\xi} - 1} & \xi \neq 0, \\ \sigma^{-1} \exp\left(-\frac{y}{\sigma}\right) & \xi = 0, \end{cases} \quad (4.4)$$

wobei ξ der Formparameter und σ der Skalierungsparameter sind. Zur Anpassung wird die Methode der wahrscheinlichkeitsgewichteten Momente (*probability-weighted moments*, PWM) verwendet, die nach Hosking und Wallis (1987) besonders verlässliche Ergebnisse liefert. So kann allgemein eine

kumulierte Verteilungsfunktion $F = F(x) = P(X \leq x)$ auf der Basis von PWM beschrieben werden, welche durch

$$M_{l,j,k} = E[X_l F_j (1 - F)^k] = \int_0^1 [x(F)]^l F^j (1 - F)^k dF \quad (4.5)$$

definiert ist, wobei l , j und k nicht-negative reelle Zahlen sind. Als Spezialfall ergibt sich für $j = k = 0$ und $l \in \mathbb{N}$ das Standardmoment der Ordnung l . Für die Herleitung der GPD-Parameter aus Gleichung (4.5) sei auf Greenwood et al. (1979) verwiesen.

Die Anpassungsgüte der Blitzdaten an die theoretische Verteilung wird sowohl für die Gammaverteilung als auch für die GPD mithilfe von Quantil-Quantil-Plots überprüft (Wilks, 1995). Dabei werden die Quantile des empirischen Datensatzes ermittelt und gegen die Quantile der theoretischen Verteilungsfunktion aufgetragen. Ein gutes Anpassungsergebnis liegt vor, wenn die resultierende Punktwolke näherungsweise auf der Winkelhalbierenden des ersten Quadranten angeordnet ist.

4.1.2 Abbildung der konvektiven Aktivität auf ein binäres Maß

Ein häufig verwendetes Maß für die mittlere lokale konvektive Aktivität stellt die Blitzdichte dar (z.B. Schulz et al., 2005; Manoochehrnia et al., 2007; Antonescu und Burcea, 2010; Santos et al., 2012). Sie ist definiert als Summe der CG-Blitze innerhalb einer Gitterzelle (hier: $10 \times 10 \text{ km}^2$), normiert mit deren Fläche und der Anzahl der einfließenden Tage. Die Bildung eines zusammenhängenden Gitters aus diesen Zellen ermöglicht es, die räumliche Variabilität der konvektiven Aktivität zu untersuchen. Die Blitzdichte hat allerdings den Nachteil, dass einzelne starke Ereignisse mit teilweise über 10.000 Blitzen ihre räumliche Verteilung wesentlich beeinflussen können, was die Gefahr von Fehlinterpretationen birgt. Dies betrifft besonders Regionen mit schwacher mittlerer Blitzaktivität. So hat die Analyse der vorliegenden Blitzdaten gezeigt, dass zum Beispiel in Norddeutschland und Nordfrankreich

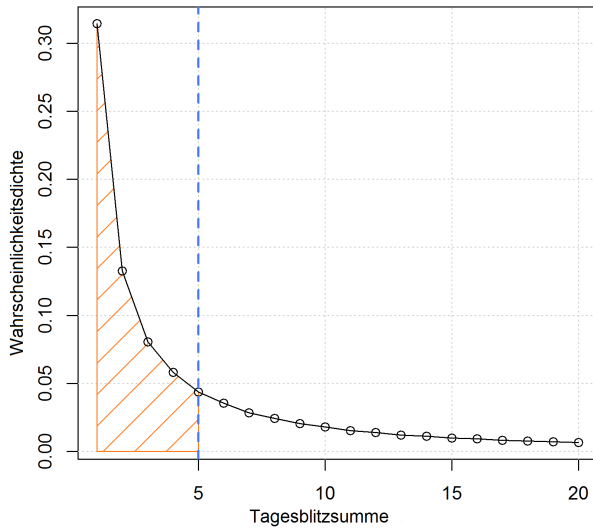


Abbildung 4.1: Empirische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der täglichen Blitzsumme in den Sommerhalbjahren 2001–2014 bezogen auf 10×10 km²-Zellen, wobei die Werte über alle Zellen innerhalb des Untersuchungsgebiets gemittelt wurden. Die gestrichelte Linie trennt die beiden Bereiche GT (ja–nein) voneinander ab und das orange schraffierte Gebiet gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Tag mit Blitzaktivität nicht als Gewittertag klassifiziert wird.

Ereignisse mit kleinräumigen Tagesblitzsummen in der Größenordnung 10^4 aufgetreten sind.

Daher kommt in dieser Arbeit stattdessen ein binäres Maß in Form eines *Gewittertags* (GT) zur Anwendung, für den nachfolgend ein neues, objektives Kriterium entwickelt wird. Historisch sind Gewittertage definiert als Tage, an denen ein Donner an einer Station gehört wird (AMS, 2017). In leichter Modifikation dessen wertete eine weitere frühe Definition einen Tag genau dann als Gewittertag, wenn mindestens einmal gewitterrelevante Erscheinungen gemäß WMO-Schlüssel auftraten (z.B. Pelz, 1984; Cacciamani et al., 1995; Finke und Hauf, 1996; WMO, 2016). Die Aussagekraft dieser Methode wird aber durch den begrenzten und variablen Detektionsradius der

Stationen eingeschränkt (Changnon, 1993; Czernecki et al., 2016). Für eine auf Blitzdaten basierende Definition hingegen ist die geeignete Wahl eines Schwellenwertes der Tagesblitzsumme entscheidend. Dieser wurde bislang nicht einheitlich festgelegt und zeigt daher große Differenzen zwischen den bisherigen Publikationen (z.B. Lassègues et al., 2003; Wapler, 2013). Deshalb soll dieser Schritt nun objektiviert werden.

Die statistischen Analysen im Rahmen dieser Arbeit verfolgen das Ziel, Aussagen über das raum-zeitliche Verhalten starker konvektiver Aktivität zu treffen, da diese in entscheidendem Maße von den steuernden großskaligen Umgebungsbedingungen abhängt. Dagegen weisen schwache konvektive Ereignisse, wie beispielsweise freie Konvektion bei Erreichen der Auslösetemperatur oder eingebettete Konvektion (Fuhrer und Schär, 2005) ein stark stochastisch geprägtes Verhalten auf. Um solche Ereignisse bestmöglich auszufiltern und zugleich eine genügend große Stichprobe von Gewittertagen zu erhalten, wird für jede der oben definierten Zellen getrennt eine empirische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Tagesblitzsummen berechnet und anschließend über das Gitter gemittelt (Abb. 4.1). Dabei werden alle Tage ohne Blitze ausgeschlossen. Der Schwellenwert wird unmittelbar oberhalb des Bereichs der stärksten Abnahme der Wahrscheinlichkeitsdichte gesetzt. Dieses Verfahren liefert einen Wert von 5 CG-Blitzen pro Tag auf einer Fläche von $10 \times 10 \text{ km}^2$, ab dem ein Gewittertag definiert ist.

4.1.3 Dispersion und Korrelation

Um die Streuung jährlicher GT-Summen regional zu vergleichen, ist ein geeignetes Dispersionsmaß auf die Zeitreihen jeder Gitterzelle anzuwenden. Der Stichproben-Standardabweichung $\hat{\sigma}$ kommt als zweites Moment der Gaußschen Normalverteilung zwar theoretische Bedeutung zu (Wilks, 1995), sie eignet sich wegen ihrer Abhängigkeit vom Mittelwert $\hat{\mu}$ allerdings nicht für den Vergleich von Gebieten hoher und niedriger konvektiver Aktivität. Daher

wird stattdessen auf ein relatives Streuungsmaß, den Variationskoeffizienten \hat{v} , zurückgegriffen (Kohn, 2006):

$$\hat{v} = \frac{\hat{\sigma}}{\hat{\mu}}. \quad (4.6)$$

Offensichtlich weist \hat{v} für $\hat{\mu} \rightarrow 0$ eine Singularität auf. Diese Eigenschaft muss in Gebieten mit niedrigen jährlichen GT-Zahlen berücksichtigt werden.

Die räumliche Verknüpfung von Zeitreihen wird mithilfe des Rangkorrelationskoeffizienten nach Spearman, r_s , analysiert. Im Unterschied zum häufig verwendeten Produkt-Moment-Korrelationskoeffizienten nach Pearson stellt r_s keine Voraussetzungen an die zugrundeliegende Verteilung und ist robuster im Falle von Ausreißern (Wilks, 1995). Vor der Berechnung von Korrelationsfeldern bezüglich verschiedener Referenzzellen werden die Zeitreihen zunächst durch ein gleitendes Fenster der Dimensionen 3×3 geglättet.

Die Signifikanz der Korrelationsfelder wird mit dem univariaten Bootstrapverfahren getestet, das, wie von Lee und Rodgers (1998) gezeigt, insbesondere bei kleinen Stichprobenumfängen n dem bivariaten überlegen ist. Grundsätzlich wird bei einem Bootstraptest eine große Zahl zufälliger Stichproben generiert, bezüglich derer jeweils die Teststatistik zu berechnen ist. Die Menge der resultierenden Werte für die Teststatistik bildet die sogenannte Nullverteilung, mit der die zu testenden Werte verglichen werden. Während die Stichproben beim eng verwandten Permutationstest durch Ziehen ohne Zurücklegen gebildet werden, basiert die Bootstrapmethode auf Ziehen mit Zurücklegen. Im Fall des Korrelationskoeffizienten als zu testender Größe besteht nun die Wahl zwischen dem univariaten und bivariaten Bootstrap. Der Unterschied besteht darin, dass der univariate Algorithmus zufällig jeweils n -mal aus jeder Stichprobe einzeln zieht, wohingegen im bivariaten Fall n Wertepaare gezogen würden. Dieser Vorgang wird 1000 Mal wiederholt und mündet jeweils in der Berechnung eines Wertes für r_s , sodass sich am Ende dessen Nullverteilung ergibt. Da auch Antikorrelationen realistisch sind, wird ein zweiseitiger Test durchgeführt. Bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von $\alpha = 0,05$ wird die

Nullhypothese H_0 demnach abgelehnt, falls das tatsächlich beobachtete r_s größer als das 97,5%- oder kleiner als das 2,5%-Quantil der Nullverteilung ist.

4.1.4 Maß für den Einfluss von Telekonnektionen

Der Einfluss verschiedener Telekonnektionsmuster (siehe Kap. 2.5) auf die räumliche Verteilung der konvektiven Aktivität wird mittels einer skalaren, dimensionslosen Maßzahl D untersucht, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Angewandt auf die einzelnen Gitterzellen, quantifiziert diese für beide Phasen des Telekonnektionsindex TI jeweils die Ausprägung einer Anomalie bezüglich der Häufigkeit von Gewittertagen. Konkret gibt D die relative Differenz zweier Werte der relativen GT-Häufigkeit an, die einerseits bezogen auf Monate mit einem Telekonnektionsindex TI jenseits des Schwellenwerts $\pm X$ und andererseits bezogen auf die Gesamtstichprobe aller Monate ausgewertet wird. Mithilfe der Notation $\hat{p}\{a|b\}$ für die bedingte Wahrscheinlichkeit des Ereignisses a unter der Voraussetzung des Eintreffens von b , angenähert durch die relative Häufigkeit, lässt sich D_{\pm} schreiben als

$$D_{\pm} = \frac{\hat{p}\{GT = 1 | TI \gtrless \pm X\} - \hat{p}\{GT = 1\}}{\hat{p}\{GT = 1\}}. \quad (4.7)$$

Aus Gleichung (4.7) folgt, dass D_{\pm} den Wert -1 nicht unterschreiten kann. Anschaulich bedeutet $D_{\pm} = 1$, dass die Wahrscheinlichkeit eines Gewittertages während der betrachteten Phase doppelt so hoch ist wie bezogen auf die gesamte Stichprobe, während $D_{\pm} = -1$ dem vollständigen Ausbleiben von Gewittertagen entspricht.

Die Signifikanz bezüglich der Prüfgröße D_{\pm} wird mithilfe des Bootstrapverfahrens gegenüber der Nullhypothese getestet, dass der beobachtete Einfluss der jeweiligen Telekonnektion in der betrachteten Gitterzelle rein zufällig ist. Hierfür wird durch zufälliges Ziehen aus der Zeitreihe der \hat{p} eine Stichprobe erzeugt, die den gleichen Umfang hat wie jene der betrachteten Phase, und

daraus ein Wert für D_{\pm} berechnet. Die 1000-fache Wiederholung dieses Schrittes liefert die Nullverteilung von D_{\pm} . Analog zum Test von Korrelationskoeffizienten (Kap. 4.1.3) kommt auch hier ein zweiseitiger Test zur Anwendung, wobei für α im Sinne einer besseren Differenzierung der räumlichen Analyse sowohl 0,05 als auch 0,10 gewählt wird. Gitterzellen, die nur unter Annahme der weniger strengen Irrtumswahrscheinlichkeit signifikante Werte aufweisen, werden in den Abbildungen dementsprechend farblich kodiert. Da das Hauptinteresse der Diskussion signifikanter räumlicher Strukturen von D_{\pm} gilt und nicht der Frage, ob dessen Feld als Ganzes signifikant ist, wird auf die Überprüfung der Feldsignifikanz nach (Wilks, 2006) verzichtet.

4.1.5 Robuste Trendanalyse

Mithilfe einer robusten Methode der Trendanalyse wird in dieser Arbeit untersucht, ob sich die Gewitterneigung in verschiedenen Regionen Europas während der vergangenen Dekaden signifikant geändert hat. Allgemein beruht die Berechnung des Trends einer Zeitreihe auf der Methode der linearen Regression, die für eine Stichprobe von 2-Tupeln des Umfangs n , bestehend aus dem Prädiktor Zeit t_i und Prädiktanden y_i ($1 \leq i \leq n$), eine lineare Funktion berechnet, die den Verlauf dieser Tupel bestmöglich beschreibt. Die resultierende *Regressionsgerade* gehorcht folglich der Gleichung

$$\hat{y} = \lambda t + d \quad (4.8)$$

mit Steigung λ und Ordinatenabschnitt d . Ein häufig verwendeter Ansatz zur Berechnung der beiden Parameter ist die Methode der kleinsten Quadrate (MkQ), die auf der Minimierung der Summe der Residuenquadrate $\sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2$ basiert, wobei das Residuum des i -ten Tupels durch $\varepsilon_i = y_i - \hat{y}_i$ gegeben ist. Die MkQ liefert allerdings nur unter der Voraussetzung konstanter Streuung und normalverteilter Residuen ein zufriedenstellendes Regressionsergebnis. Insbesondere ist sie sehr empfindlich gegenüber Ausreißern (Wilcox, 2010).

Robuste Regression

Aus den oben genannten Gründen wird zur Trendanalyse anstelle der MkQ die robustere Regressionsmethode nach Siegel (1982) eingesetzt. Sie stellt eine Weiterentwicklung des Theil-Sen-Verfahrens (TSV) dar, das λ prinzipiell durch den Median der Steigungen aller Kombinationen je zweier Tupel abschätzt:

$$\lambda = \text{med} \left(\frac{y_j - y_i}{t_j - t_i} \right) \quad \forall i, j (0 < i < j < n) . \quad (4.9)$$

Hinsichtlich der Unterschiede zwischen dem ursprünglichen Verfahren nach Theil (1950) und der Verfeinerung nach Sen (1968) sei auf die Originalarbeiten verwiesen. Die Regressionsgüte des TSV fällt im Falle heteroskedastischer oder schiefverteilter Residuen nicht ab. Umgekehrt liefert es auch in Fällen sehr gute Ergebnisse, in denen die Voraussetzungen für die Anwendung der MkQ erfüllt sind (Wilcox, 2010). Ebenfalls ist die Sensitivität gegenüber Ausreißern verglichen mit der MkQ deutlich gemindert, wobei eine weitere Reduktion durch den Ansatz von Siegel (1982) erreicht werden kann. Dieser basiert darauf, bezüglich jedes Tupels die Steigungen aller paarweisen Verbindungsgeraden zu den jeweils verbleibenden Tupeln zu ermitteln und deren Median zu berechnen. Der Median aller dieser Mediane ergibt schließlich den gesuchten Wert für λ .

Mann-Kendall-Test für autokorrelierte Daten

Die Signifikanz derart ermittelter Trends wird mithilfe des verteilungsfreien Mann-Kendall-Tests (Mann, 1945; Kendall, 1975) überprüft. Dieser basiert auf der als *Kendalls* τ bezeichneten Funktion

$$S = \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \text{sgn}(y_j - y_i) , \quad (4.10)$$

wobei $\text{sgn}(\cdot)$ die Signumfunktion bezeichnet. Gleichung (4.10) besagt, dass jeder Wert einer geordneten Zeitreihe mit allen nachfolgenden verglichen

wird und S umso stärker von 0 abweicht, je häufiger diese Differenzen das gleiche Vorzeichen annehmen. Ein hoher Betrag von S entspricht folglich einer geringen Wahrscheinlichkeit dafür, fälschlicherweise einen signifikanten Trend anzunehmen (Fehler 1. Art).

Es lässt sich zeigen, dass S für genügend große Stichproben ($n \geq 8$) näherungsweise normalverteilt ist, der Erwartungswert verschwindet und die Varianz durch

$$\text{Var}(S) = \frac{1}{18} \left(n \cdot (n-1)(2n+5) - \sum_{p=1}^g b_p \cdot (b_p-1)(2b_p+5) \right) \quad (4.11)$$

gegeben ist. Der zweite Term in der äußeren Klammer stellt die Berücksichtigung möglicher Bindungen dar (Kendall, 1975), wobei g die Anzahl von Gruppen identischer Werte und b_p die Größe der p -ten Gruppe bezeichnen. Daraus ergibt sich die standardisierte Prüfgröße

$$Z = \begin{cases} (S-1)[\text{Var}(S)]^{-\frac{1}{2}} & S > 0, \\ 0 & S = 0, \\ (S+1)[\text{Var}(S)]^{-\frac{1}{2}} & S < 0. \end{cases} \quad (4.12)$$

Die Nullhypothese H_0 besagt, dass die Daten unabhängig und gleichverteilt sind, ein beobachteter Trend folglich als zufällig bewertet werden muss. Da Z der Standardnormalverteilung $N(0; 1)$ gehorcht, wird H_0 unter Verwendung einer Irrtumswahrscheinlichkeit von $\alpha = 0,05$ genau dann abgelehnt, wenn Z das 97,5%-Quantil von $N(0; 1)$ über- oder das 2,5%-Quantil unterschreitet (zweiseitiger Test).

Wie Yue et al. (2002) zeigten, bewirkt eine nicht verschwindende Autokorrelation, beschrieben durch den autoregressiven Prozess AR(1), dass $\text{Var}(Z)$ und daher auch die Wahrscheinlichkeit für einen Fehler 1. Art zunimmt. Da selbst bei Zeitreihen aus Jahreswerten, für die in dieser Arbeit Trendanalysen durchgeführt werden, ein gewisser Grad an Autokorrelation nicht

ausgeschlossen werden kann, muss dieser Effekt berücksichtigt und korrigiert werden. Die direkte Entfernung des AR(1)-Prozesses führt allerdings zu einer Abschwächung des Trends, weshalb Yue et al. (2002) die Methode des *Trend-Free-Prewhitening* (TFPW) entwickelten. Dabei wird zuerst der Trend selbst und anschließend der AR(1)-Prozess von der Zeitreihe der y_i subtrahiert, bevor der Trend daraufhin wieder hinzugefügt wird. Dies entspricht dem folgenden dreistufigen Verfahren für alle i mit $1 < i \leq n$ unter Verwendung der Autokorrelationsfunktion $r_1 = r(\Delta t = 1)$:

$$(1) \quad y'_i = y_i - \lambda t_i, \quad (2) \quad y''_i = y'_i - r_1 y'_{i-1}, \quad (3) \quad y'''_i = y''_i + \lambda t_i. \quad (4.13)$$

Auf die korrigierte, nun autokorrelationsfreie Zeitreihe y'''_i wird anschließend der Mann-Kendall-Test angewandt. Wie in Mohr (2013) diskutiert, ist das TFPW primär im Falle schwacher Trends und einer hohen relativen Streuung der Zeitreihe vorteilhaft, wie sie in der vorliegenden Arbeit auftreten.

4.1.6 Persistenzanalyse

Die Persistenz quantifiziert die unterschiedlich stark ausgeprägte Neigung verschiedener Wetterbedingungen, über mehrere Tage hinweg anzuhalten. In dieser Arbeit wird ein persistentes Cluster definiert als Aneinanderreihung von Tagen, an denen das betrachtete binäre Ereignis (z.B. GT) auftritt. Dieser grundlegende Ansatz kam in mehreren früheren Studien in Bezug auf unterschiedliche dichotome Variablen zur Anwendung (z.B. Wanner et al., 1997; Petrow et al., 2009).

Die hier eingesetzte Verfeinerung berücksichtigt den Umstand, dass ein Cluster persistenter Wetterbedingungen andauern kann, selbst wenn der entsprechende Schwellenwert sporadisch unterschritten wird. Um solche kleineren Störungen des mittleren Zustands nicht überzubewerten, sind auch ereignisfreie Tage erlaubt. Bis zu einer Clusterlänge von einschließlich 7 Tagen ist ein solcher

ereignisfreier Tag zulässig, ohne dass das Cluster abbricht. Ab einer Länge von 8 Tagen werden zwei nicht aufeinanderfolgende ereignisfreie Tage toleriert. Bei der Ermittlung der effektiven Clusterlängen für die anschließende Auswertung werden diese Tage jedoch nicht mitgezählt. Des Weiteren erhalten längere Cluster Vorrang gegenüber kürzeren. So wird beispielsweise eines der Länge 6 nicht zusätzlich als zwei Cluster der Länge 3 gezählt. Die Division der absoluten Häufigkeit einer Clusterlänge i durch die Gesamtzahl aller erfassten Cluster liefert die relative Häufigkeit, welche wegen des großen Stichprobenumfangs eine gute Näherung für die Wahrscheinlichkeit darstellt. Eine solche Persistenzanalyse wurde bereits in Piper et al. (2016) in Bezug auf Tage mit einer hohen Gewitterneigung und extremen Niederschlagsmengen durchgeführt.

4.2 Multivariate Verfahren

Liegt ein multivariater Datensatz vor, bestehend entweder aus mehreren meteorologischen Variablen oder verschiedenen Ausprägungen einer einzigen, als Feld vorliegenden Größe, so lässt sich mithilfe diverser statistischer Modelle die darin enthaltene Information über inhärente Muster und Strukturen analysieren und identifizieren (z.B. Bousquet et al., 2004; Cleve und Lämmel, 2016). Zu diesem Zweck werden im Rahmen dieser Arbeit zwei Verfahren eingesetzt. Während sich bei der Hauptkomponentenanalyse (Kap. 4.2.1) die Muster erst im Zuge der Berechnung ergeben (unüberwachtes Lernen), ordnet die Diskriminanzanalyse (Kap. 4.2.2) gegebene Datentupel a-priori definierten Gruppen zu (überwachtes Lernen).

4.2.1 Hauptkomponentenanalyse

Das mathematisch-statistische Verfahren der Hauptkomponentenanalyse (HKA – auch: EOF-Analyse, als Abkürzung für *empirical orthogonal functions*) bietet einerseits die Möglichkeit, aus einer Vielzahl von Eingangsfeldern

einer physikalischen Variable (z.B. Geopotential) typische Ausprägungen dieser Felder zu berechnen, auf die sich die betrachtete Stichprobe reduzieren lässt. Andererseits können damit Regionen ähnlicher zeitlicher Variabilität gefunden werden.

Berechnung der Hauptkomponenten

Sei \mathbf{Z} eine $m \times n$ -Matrix bestehend aus n Variablen und m Realisierungen, die als Datenmatrix bezeichnet wird. Die m Vektoren der einzelnen Realisierungen lassen sich als Elemente eines n -dimensionalen Vektorraums V mit der Orthonormalbasis (ONB) $(\hat{\mathbf{u}}_1, \hat{\mathbf{u}}_2, \dots, \hat{\mathbf{u}}_n)$ auffassen. In einem gedachten Koordinatensystem bilden die Endpunkte dieser Datenvektoren eine Punktwolke. Anschaulich lässt sich die HKA als ein Verfahren beschreiben, bei dem seine Achsen derart gedreht werden, dass die erste in die Richtung der größten Varianz dieser Punktwolke zeigt, die zweite in die Richtung der zweitgrößten Varianz und so weiter. Dies impliziert die Projektion der Daten auf eine neue orthogonale Basis. Die folgende Herleitung der Hauptkomponenten (HK) orientiert sich an Peixoto und Oort (1992), Marinell (1998) sowie von Storch und Zwiers (2001).

Die n Variablen lassen sich als Elemente eines Zufallsvektors \vec{X} auffassen, wobei vereinfachend angenommen wird, dass ihre Erwartungswerte verschwinden. Der gesuchte erste Basisvektor $\hat{\mathbf{e}}_1$ ist derart zu wählen, dass er den mittleren Abstand ε_1 zwischen \vec{X} und dessen Projektion auf den durch $\hat{\mathbf{e}}_1$ aufgespannten Unterraum minimiert. Mit dem Erwartungswert $E[\cdot]$, der Vektornorm $\|\cdot\|$ und der Abbildung $\cdot : V \times V \rightarrow \mathbb{R}$ (Skalarprodukt) lässt sich ε_1 formulieren als

$$\varepsilon_1 = E[\|\vec{X} - (\vec{X} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1)\hat{\mathbf{e}}_1\|^2], \quad (4.14)$$

woraus mit einfachen Umformungen folgt:

$$\varepsilon_1 = E[\|\vec{X}\|^2 - (\vec{X} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1)(\vec{X} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1)] = \text{Var}(\vec{X}) - \text{Var}(\vec{X} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1) = \text{Var}(\vec{X}) - \hat{\mathbf{e}}_1^T \Sigma \hat{\mathbf{e}}_1, \quad (4.15)$$

wobei Σ die $n \times n$ -Kovarianzmatrix ist. Die Minimierung von ε_1 ist offensichtlich äquivalent zur Maximierung von $\text{Var}(\vec{X} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1) = \hat{\mathbf{e}}_1^T \Sigma \hat{\mathbf{e}}_1$. Die Lagrangefunktion L_1 für dieses Optimierungsproblem unter der Nebenbedingung der Orthonormalität ($\hat{\mathbf{e}}_k \cdot \hat{\mathbf{e}}_l = \delta_{kl}$ und speziell $\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 = 1$) lautet:

$$L_1(\hat{\mathbf{e}}_1, \lambda) = \hat{\mathbf{e}}_1^T \Sigma \hat{\mathbf{e}}_1 - \lambda \cdot (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 - 1). \quad (4.16)$$

Ihre erste partielle Ableitung nach $\hat{\mathbf{e}}_1$ wird gleich Null gesetzt, was zum Eigenwertproblem

$$(\Sigma - \lambda \mathbf{I}) \hat{\mathbf{e}}_1 = 0 \quad (4.17)$$

für die Matrix Σ mit n Lösungen für $\hat{\mathbf{e}}_1$ führt, wobei λ der Eigenwert und \mathbf{I} die Einheitsmatrix sind. Wird die charakteristische Gleichung von links mit $\hat{\mathbf{e}}_1^T$ multipliziert, folgt

$$\hat{\mathbf{e}}_1^T \Sigma \hat{\mathbf{e}}_1 = \lambda \cdot (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_1) = \lambda. \quad (4.18)$$

Nach Gleichung (4.18) maximiert derjenige Basisvektor die Varianz, der durch den zum größten Eigenwert gehörenden Eigenvektor gegeben ist. Dieser wird folglich als erster Basisvektor gewählt. Daraufhin werden der zweite, dritte, ..., n -te Basisvektor jeweils unter der Bedingung maximaler Restvarianz durch analoge Rechnung festgelegt. Allgemein ist der j -te Basisvektor durch den zum j -größten Eigenwert gehörigen Eigenvektor gegeben. In der vorliegenden Arbeit werden die Eigenvektoren, in Übereinstimmung mit Huth (1996), mit dem Faktor $\sqrt{\lambda_j}$ skaliert. Die Matrix der skalierten Eigenvektoren wird *Ladungsmatrix* genannt.

Die j -te HK \vec{F}_j lässt sich unter Verwendung dieser ONB in Abhängigkeit der Spaltenvektoren der Datenmatrix \mathbf{Z} schreiben als

$$\vec{F}_j = e_{1j} \vec{Z}_1 + e_{2j} \vec{Z}_2 + \dots + e_{nj} \vec{Z}_n \quad (4.19)$$

und ist als Linearkombination der Variablen mit den Komponenten der Eigenvektoren als Gewichten anzusehen.

Bezogen auf alle HK folgt in Matrixnotation

$$\mathbf{F} = \mathbf{Z}\mathbf{E} \quad \xleftrightarrow{\mathbf{E}^{-1}=\mathbf{E}^T} \quad \mathbf{Z} = \mathbf{F}\mathbf{E}^T \quad (4.20)$$

mit $\mathbf{E} = (\hat{\mathbf{e}}_1, \dots, \hat{\mathbf{e}}_n)$, wobei die Orthonormalität der Eigenvektoren ausgenutzt wurde. Gleichung (4.20) zeigt, dass die HK dieselbe Information enthalten wie die ursprüngliche Datenmatrix. Da die \vec{F}_j im Gegensatz zu den \vec{Z}_j aber unkorreliert sind, hat die HKA den Effekt, vorhandene Redundanz in den Daten zu beseitigen. Die Varianz einer beliebigen HK \vec{F}_j ist gleich dem Eigenwert, der zu dem sie bestimmenden Eigenvektor gehört. Wegen

$$\text{Var}(\vec{X}) = \sum_{j=1}^n \lambda_j = \text{Spur}(\Sigma) \quad (4.21)$$

ist der durch \vec{F}_j erklärte Anteil an der Gesamtvarianz durch den Quotienten von λ_j und $\text{Spur}(\Sigma)$ gegeben.

In dieser Arbeit wird die Datenmatrix \mathbf{Z} nicht in zentrierter, sondern standardisierter Form verwendet. In der obigen Herleitung muss deshalb die Kovarianz- durch die Korrelationsmatrix ersetzt werden. Da deren Diagonalelemente immer eins betragen, ist die Gesamtvarianz durch die Anzahl der Variablen gegeben.

T-Mode und S-Mode

In Abhängigkeit von der gegebenen Problemstellung kann die Datenmatrix \mathbf{Z} vielfältige Formen annehmen, die als *Moden* der HKA bezeichnet werden (Richman, 1986). In dieser Arbeit kommen die T- und S-Moden zur Anwendung. Im ersten Fall (THKA) werden die m Gitterpunkte des betrachteten räumlichen Feldes für jeden der n Zeitpunkte in Form eines Spaltenvektors aneinandergereiht, das heißt die Gitterpunkte entsprechen den Realisierungen und die Zeitpunkte den Variablen. Die resultierenden HK geben typische Ausprägungen des Feldes an, und aus der Ladungsmatrix lässt sich für

jeden Zeitpunkt der Beitrag der einzelnen HK zum tatsächlich beobachteten Feld ablesen. Im Fall der S-Mode (SHKA) geht \mathbf{Z} in transponierter Form in die HKA ein. Hier sind die Realisierungen durch die Zeitpunkte und die Variablen durch die Gitterpunkte gegeben. Da die Spaltenvektoren folglich die Zeitverläufe an den einzelnen Gitterpunkten darstellen, geben die HK typische zeitliche Abfolgen des Feldes wieder. Die Ladungsmatrix gibt für jeden Gitterpunkt den Zusammenhang zwischen der dort beobachteten Zeitreihe und den einzelnen Hauptkomponenten an und kann deshalb verwendet werden, um Orte mit ähnlicher zeitlicher Variabilität zu identifizieren (Compagnucci und Richman, 2008).

Die Rechenzeit steigt mit der Zahl der Variablen stark an, was bei einer THKA auf der Grundlage einer großen Stichprobe an Eingangsfeldern problematisch wird. Tritt dieser Fall auf, wird nur jeder fünfte Termin berücksichtigt und das Ergebnis durch Verschieben dieser Auswahl auf Robustheit geprüft (Huth, 1996). Prinzipiell ist hierbei jede zufällig gebildete Teilstichprobe geeignet. Mit der Wahl jedes fünften Termins wird ein Kompromiss erzielt zwischen der notwendigen Verkleinerung der Stichprobe und einer größtmöglichen Robustheit der Ergebnisse, für die eine umfangreiche Stichprobe entscheidend ist.

Rotation und Klassenzuweisung

Richman (1986) und Huth (1993) zeigten, dass die Muster der HK die meteorologische Realität nur sehr unzureichend wiedergeben. Einen Ausweg stellt die Rotation der Ladungs- und HK-Vektoren in Form einer linearen Transformation dar. Die Rechtfertigung dieser Methode beruht auf der *inneren Ordnung* multivariater Datensätze, die sich in einer Gruppierung der Variablenvektoren gemäß der Nichtdiagonalelemente von Σ äußert (Thurstone, 1947). Nach der Rotation sind die HK im Phasenraum kollinear mit diesen Vektorengruppen und deshalb ein Maß für je eine der zugrundeliegenden Haupteinflussgrößen. Dies bewirkt, dass die rotierten Ladungsvektoren, anders

als die unrotierten, viele Elemente nahe null enthalten. Die wenigen hohen Ladungswerte ermöglichen es folglich, den Eingangsfeldern jeweils die rotierte HK mit der höchsten Übereinstimmung zuzuweisen (Philipp, 2009).

Da die erklärte Varianz der HK mit zunehmender Ordnungszahl rasch abnimmt, werden alle bis auf die ersten \vec{F}_j ($j = 1, \dots, t; t < n$) für die Rotation vernachlässigt. In dieser Arbeit kommt zur Ermittlung des optimalen t die Regel von North et al. (1982) zur Anwendung, nach der bei der Auswahl unmittelbar hinter zwei HK mit ähnlichen Eigenwerten abgebrochen werden sollte, jedoch nicht dazwischen. Hierzu wird der Eigenwert über der Ordnungszahl aufgetragen (*Screeplot*) und die Stelle gesucht, an der, nach dem anfänglichen steilen Abfall, zwei benachbarte Werte eine Art Plateau bilden (z.B. Huth, 1996). Ergeben sich dabei mehrere mögliche t , werden die entsprechenden HK jeweils sorgfältig auf ihre Fähigkeit überprüft, die Eingangsfelder zu reproduzieren. Hierfür wird jeweils ermittelt, welchen Wert die maximale Ladung bezogen auf die einzelnen Felder im Mittel erreicht und wie groß die mittlere Differenz zwischen den beiden höchsten Ladungen ist. Generell weisen sowohl Lösungen mit zu kleinem als auch zu großem t Defizite auf. In letzterem Fall zeigen sich diese sowohl für S- als auch T-Mode in der Ausbildung von Artefakten, die durch extreme räumliche Anomalien gekennzeichnet sind.

Bei der Rotation können die Basisvektoren entweder auf eine orthogonale oder schiefwinklige (oblique) neue Basis abgebildet werden. Der Verzicht auf die Orthogonalitätsbedingung im letzteren Fall ermöglicht eine freiere Wahl der rotierten Basisvektoren. In dieser Arbeit wird deshalb der schiefwinklige Rotationsalgorithmus *Direct Oblimin* verwendet, der stets realitätsnähere Ergebnisse geliefert hat (Huth, 2000).

4.2.2 Diskriminanzanalyse

Das Ziel der Diskriminanzanalyse (DA) besteht allgemein darin, multivariate Datensätze vordefinierten diskreten Klassen zuzuordnen (Marinell, 1998). Hier

wird diese Methode angewandt, um Tage auf Grundlage der Werte von vier atmosphärischen Umgebungsvariablen einer der beiden Klassen *konvektiver Tag ja/nein* (g_1/g_0) zuzuweisen. Bevor das Modell einen Tag klassifizieren kann, muss es zuerst mithilfe von Lerndaten trainiert werden, für die die Klassenzugehörigkeiten bekannt sind. Diese Lerndaten bestehen aus einer $m \times 4$ -Matrix \mathbf{X} , in der die Zeilen die Tage und die Spalten die Variablen enthalten, und einem binären Wert, der die Zugehörigkeit zur Klasse g_1 bzw. g_0 angibt.

Nach der Lernphase erfolgt die Zuweisung eines gegebenen Datensatzes \vec{x} , definiert durch den Zeilenvektor (x_1, x_2, x_3, x_4) , zu einer der beiden Klassen in Abhängigkeit vom Wert der Diskriminanzfunktion Q . Diese wird nachfolgend mithilfe des Satzes von Bayes abgeleitet (Cuadras, 2007), nach dem sich die bedingte Wahrscheinlichkeit $p(g_i|\vec{x})$ einer Zuordnung zur Klasse g_i für einen gegebenen Datensatz \vec{x} schreiben lässt als:

$$p(g_i|\vec{x}) = \frac{p(g_i)p(\vec{x}|g_i)}{p(\vec{x})} = \frac{p(g_i)p(\vec{x}|g_i)}{p(g_1)p(\vec{x}|g_1) + p(g_0)p(\vec{x}|g_0)}. \quad (4.22)$$

Dabei werden die *a-priori*-Wahrscheinlichkeiten $p(g_i)$ durch die relativen Häufigkeiten der Klassen innerhalb der Lerndaten abgeschätzt. Die Annahme normalverteilter Eingangsvariablen ermöglicht es, die bedingten Wahrscheinlichkeiten $p(\vec{x}|g_{1/0})$ als Likelihood $L_{1/0}(\vec{x})$ für das Auftreten von \vec{x} in der jeweiligen Klasse gemäß der entsprechenden multivariaten Normalverteilung (MNV) aufzufassen. Diese ist durch

$$L_{1/0} = (2\pi)^{-2} \det[\Sigma_{1/0}^{-1}]^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{1}{2} (\vec{x} - \vec{\mu}_{1/0})^T \Sigma_{1/0}^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}_{1/0}) \right] \quad (4.23)$$

gegeben. Die Mittelwertvektoren $\vec{\mu}_{1/0}$ und Kovarianzmatrizen $\Sigma_{1/0}$ als freie Parameter des Modells ergeben sich als Resultat der Lernphase. Sie stellen die Schätzer der Verteilungsparameter dar und werden mittels der Maximum-Likelihood-Methode bestimmt (Wilks, 1995). Da in Gleichung (4.22) der

Nenner klassenunabhängig ist, wird das gegebene \vec{x} der Klasse mit dem größeren Zähler zugewiesen. Diese Überlegungen führen nach Logarithmieren und Umstellen der Terme zu der Ungleichung

$$\ln[L_1(\vec{x})] - \ln[L_0(\vec{x})] + \ln \left[\frac{p(g_1)}{p(g_0)} \right] \geq 0, \quad (4.24)$$

wobei die Fälle $>$ und $<$ wegen der Monotonie der Logarithmusfunktion einer Zuweisung zu g_1 bzw. g_0 entsprechen. Die linke Seite von Gleichung (4.24) stellt die Diskriminanzfunktion Q dar, womit sich das Klassifikationsproblem auf die Auswertung des Vorzeichens von Q reduziert. Dessen explizite Form folgt durch Einsetzen von Gleichung (4.23) in Gleichung (4.24) und elementare Umformungen:

$$\begin{aligned} Q = & \frac{1}{2} \vec{x}^T (\Sigma_0^{-1} - \Sigma_1^{-1}) \vec{x} + \vec{x}^T (\Sigma_1^{-1} \vec{\mu}_1 - \Sigma_0^{-1} \vec{\mu}_0) + \frac{1}{2} \vec{\mu}_0^T \Sigma_0^{-1} \vec{\mu}_0 - \frac{1}{2} \vec{\mu}_1^T \Sigma_1^{-1} \vec{\mu}_1 \\ & + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\det[\Sigma_0]}{\det[\Sigma_1]} \right) + \ln \left[\frac{p(g_1)}{p(g_0)} \right]. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Gleichung (4.25) vereinfacht sich zu einer linearen Gleichung, falls die Kovarianzmatrizen $\Sigma_{1/0}$ als gleich angenommen werden können (lineare DA; LDA). Für die in dieser Arbeit verwendeten Variablen ergibt der Bartlett-Test (z.B. von Storch und Zwiers, 2001) hingegen, dass sich Σ_1 und Σ_0 signifikant unterscheiden. Würde dennoch ein konstantes Σ angenommen, hätte dies eine reduzierte Güte des Diskriminanzmodells zur Folge (Marks und Dunn, 1974), weshalb eine quadratische DA (QDA) auf Grundlage des durch Gleichung (4.25) gegebenen Q durchgeführt wird. Ferner weisen Kolmogorov-Smirnov-Tests für die einzelnen verwendeten Variablen auf signifikante Abweichungen von der Normalverteilung hin, was die Modellgüte ebenfalls herabsetzen kann (Lachenbruch et al., 1973). Daher werden die Eingangsdaten sowohl der Lern- als auch der Klassifizierungsphase zunächst mittels Yeo-Johnson-Transformationen normalisiert (Yeo und Johnson, 2000).

Um die Güte des Modells zu beurteilen, wird die Kalibrierung von einer Kreuzvalidierung nach dem *leave-one-out*-Schema begleitet (Wilks, 1995). Dabei wird die Diskriminanzfunktion zunächst basierend auf allen Lerndatensätzen außer dem ersten ermittelt, und dieser erste Tag daraufhin mit dem resultierenden Modell klassifiziert. Das Verfahren wird anschließend für jeden der m Datensätze wiederholt, was im letzten Schritt zum Vergleich von m Vorhersagen mit dem jeweiligen tatsächlichen Eintreffen eines konvektiven Tages führt. Die Modellgüte wird auf dieser Grundlage mithilfe des Heidke Skill Scores (Kap. 4.3.2) geschätzt.

4.3 Verifikationsverfahren

In der vorliegenden Arbeit werden objektive Wetterlagen als Prädiktoren für konvektionsförderliche und -hemmende Bedingungen eingesetzt. Die nachfolgenden Unterkapitel bieten zunächst einen Überblick über zwei Verifikationsmethoden, die zur Evaluierung der Wetterlagen in Bezug auf konvektive Aktivität herangezogen werden. Auf dieser Grundlage wird schließlich in Kapitel 5 eine konvektionsoptimierte Wetterlagenklassifikation entwickelt.

4.3.1 Trennbarkeit der Klassen – Brier Skill Score

Der Brier Skill Score (BSS) ist als Weiterentwicklung des Brier Scores (BS) ein Verifikationsmaß für die probabilistische Vorhersage diskreter Prädiktanden (Wilks, 1995). In seiner grundlegenden Formulierung beschreibt der BS für einen Satz von n ($1 \leq k \leq n$) vorhergesagten binären Ereignissen die mittlere quadratische Abweichung von prognostizierter Eintreffenswahrscheinlichkeit y_k und tatsächlichem Eintreffen o_k ($o_k \in \{0; 1\}$):

$$BS = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (y_k - o_k)^2. \quad (4.26)$$

Bei einem Wertebereich von $[0, \infty)$ entspricht $BS = 0$ dem bestmöglichen Fall. Für die Evaluation von Wetterlagenklassifikationen wird der BS in die Form eines Skill Scores umgewandelt, um den handlicheren Wertebereich von $[-1, 1]$ zu erhalten (Schiemann und Frei, 2010). Einer optimalen Vorhersage entspricht dabei der Wert 1, einer Zufallsvorhersage der Wert 0. Alle Prognosen mit einem $BSS < 0$ weisen eine niedrigere Güte als die Zufallsvorhersage auf. Vorbereitend wird der BS nach Murphy (1973) in drei Summanden zerlegt. Dazu wird der Klassen-Index i ($1 \leq i \leq I$) samt zugehöriger Klassengröße N_i und vorhergesagter Wahrscheinlichkeit y_i eingeführt, woraus $n = \sum_{i=1}^I N_i$ folgt. Außerdem werden die Definitionen

$$p(y_i) = \frac{N_i}{n}, \quad \bar{o}_i = p(o_1|y_i) = \frac{1}{N_i} \sum_{k \in N_i} o_k \quad \text{und} \quad \bar{o} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n o_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^I N_i \bar{o}_i \quad (4.27)$$

verwendet, wobei \bar{o}_i die relative Häufigkeit des Ereignisses in der i -ten Klasse und \bar{o} die relative Häufigkeit bezogen auf alle Klassen sind. Damit lässt sich der BS als

$$BS = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^I N_i (y_i - \bar{o}_i)^2 - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^I N_i (\bar{o}_i - \bar{o})^2 + \bar{o}(1 - \bar{o}) \quad (4.28)$$

schreiben. Im Fall der Wetterlagenklassifikation verschwindet der erste Term auf der rechten Seite (*Zuverlässigkeit*), da hier die von der Wetterlage i prognostizierte Wahrscheinlichkeit y_i gerade durch die relative Häufigkeit dieser Klasse \bar{o}_i gegeben ist. Der zweite Term (*Auflösung*) beschreibt, wie oft das Ereignis in der i -ten Klasse im Vergleich zu allen Wetterlagen vorkommt, und gibt als Maß für die Trennbarkeit der Klassen vollständig die Güte der Klassifikation an. Der dritte Term (*Unsicherheit*) ist nicht durch die Klasseneinteilung beeinflussbar (Wilks, 1995; Schiemann und Frei, 2010). Für den BSS gilt schließlich:

$$BSS = \frac{\text{Auflösung} - \text{Zuverlässigkeit}}{\text{Unsicherheit}} \stackrel{y_i = \bar{o}_i}{=} \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^I N_i (y_i - \bar{o})^2}{\bar{o}(1 - \bar{o})}. \quad (4.29)$$

Mithilfe von Gleichung (4.29) lässt sich in dieser Arbeit die Eignung einer Klassifikation zur Trennung der beiden Bereiche *konvektiver Tag (ja/nein)* als skalarer Wert angeben.

4.3.2 Kategorische Verifikation

Während der BSS eine Möglichkeit darstellt, im Rahmen dieser Arbeit eine Wetterlagenklassifikation als Ganzes hinsichtlich der Separierung konvektiver Tage zu evaluieren, lässt sich mithilfe der kategorischen Verifikation die Prognosegüte einzelner Klassen bewerten. Dies gibt Aufschluss darüber, welche Wetterlagen als konvektionsförderlich beziehungsweise -hemmend anzusehen sind. Auch das Ergebnis des in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Diskriminanzmodells kann auf diese Weise evaluiert werden.

Allgemein stellt die kategorische Verifikation eine Methode zur Evaluation nicht-probabilistischer, diskreter Prädiktanden dar (Wilks, 1995), deren Spezialfall die in dieser Arbeit verwendete dichotome ja/nein-Vorhersage ist. Für eine Stichprobe des Umfangs n lässt sich dieses Problem durch die absoluten Häufigkeiten einer korrekten Vorhersage (a), eines vorhergesagten, jedoch ausbleibenden Ereignisses (b), eines verpassten Ereignisses (c) und des Trivialfalls in Form eines ausbleibenden, nicht vorhergesagten Ereignisses (d) beschreiben (Tab. 4.1), wobei $n = a + b + c + d$ gilt.

Auf der Basis dieser vier Elemente existieren diverse Genauigkeitsmaße, die durch bedingte Wahrscheinlichkeiten bezogen auf die Ereignisse x_1 (beobachtet), x_0 (nicht beobachtet), y_1 (vorhergesagt) sowie y_0 (nicht vorhergesagt) gegeben sind. Davon kommen in den späteren Analysen die Trefferrate (*probability of detection, POD*) und die Fehlalarmrate (*false alarm ratio, FAR*) zur Anwendung:

$$POD = p(x_1|y_1) = \frac{a}{a+c} \qquad FAR = p(x_0|y_1) = \frac{b}{a+b} . \quad (4.30)$$

Die POD gibt den Anteil der vorhergesagten an allen beobachteten Ereignissen an und bewegt sich zwischen dem optimalen Wert von 1 und dem schlechtestmöglichen von 0. Demgegenüber ist die FAR als Verhältnis zwischen irrtümlich vorhergesagten Ereignissen und allen Vorhersagen definiert, weshalb hier ein Wert von 0 angestrebt wird und 1 einer minimalen Vorhersagegüte entspricht. In der Literatur sind die Bezeichnungen der Maße, insbesondere in ihren deutschen Übersetzungen, nicht immer einheitlich, weshalb sie mit Vorsicht verwendet werden müssen.

Die Auswertung lediglich eines dieser beiden Genauigkeitsmaße reicht für eine aussagekräftige Evaluation nicht aus, da sich ein guter Prädiktor durch niedrige Werte sowohl von b als auch c auszeichnet. Zudem berücksichtigen weder POD noch FAR die Häufigkeit des Trivialfalls, d . Um die Prognosegüte durch eine einzige Maßzahl hinreichend zu quantifizieren, stehen verschiedene Gütemaße S zur Verfügung, die der allgemeinen Form

$$S = \frac{G - G_r}{G_p - G_r} \quad (4.31)$$

genügen (Heidke, 1926; Wilks, 1995), wobei G die Genauigkeit der aktuellen Prognose, G_r die einer Referenzprognose und G_p die einer perfekten Prognose sind. Auf der Grundlage von Gleichung (4.31) lassen sich zahlreiche alternative Gütemaße konstruieren, von denen der Heidke Skill Score (HSS; Doolittle, 1888) und die True Skill Statistik (TSS; Peirce, 1884) am häufigsten verwendet werden. In vergangenen Studien zu Prädiktoren konvektiver Aktivität (Kunz, 2007; Mohr, 2013) wurde der HSS bevorzugt, da sich der TSS im Falle seltener Ereignisse der POD annähert (Doswell III et al., 1990).

Tabelle 4.1: Kontingenztafel für die dichotome kategorische Verifikation.

	beobachtet: ja	beobachtet: nein	
vorhergesagt: ja	a	b	$a + b$
vorhergesagt: nein	c	d	$c + d$
	$a + c$	$b + d$	n

Der HSS baut auf dem Genauigkeitsmaß *Hit rate* (HR) auf, das durch die Beziehung $G = HR = (a + d) \cdot n^{-1}$ gegeben ist. Offensichtlich impliziert dies $G_p = 1$. Als Referenz wird die Zufallsprognose als Summe der Wahrscheinlichkeiten eines zufällig richtig vorhergesagten Ereignisses und Nicht-Ereignisses gewählt (Wilks, 1995), das heißt

$$G_r = p(y_1)p(x_1) + p(y_0)p(x_0) = \frac{(a+b)(a+c) + (b+d)(c+d)}{n^2}. \quad (4.32)$$

Eingesetzt in Gleichung (4.31) ergibt sich schließlich nach elementaren Umformungen

$$HSS = \frac{2(ad - bc)}{(a+c)(c+d) + (a+b)(b+d)}. \quad (4.33)$$

Der HSS nimmt Werte zwischen +1 (optimal) und -1 (schlechtestmöglich) an, wobei 0 einer Zufallsprognose entspricht. Im Kontext dieser Arbeit ermöglicht es dieser Wertebereich, gewitterförderliche Wetterlagen als solche zu erkennen, die einen maximalen positiven Betrag des HSS aufweisen, während die gewitterhemmenden Klassen durch einen maximalen negativen Betrag gekennzeichnet sind.

4.4 Wetterlagenklassifikationen

Für die räumlich-zeitliche Analyse der konvektiven Aktivität in einem längeren Zeitraum, als ihn die vorliegenden Blitzdaten abdecken, wird in Kapitel 5.2 ein Indikator für konvektionsförderliche Bedingungen in Form objektiver Wetterlagen entwickelt. Vorbereitend enthält dieses Kapitel grundlegende Informationen zu bestehenden Klassifikationsschemata und ihrer Evaluation sowie eine kurze Vorstellung der objektiven Wetterlagenklassifikation (OWLK) des Deutschen Wetterdienstes (DWD; Bissolli und Dittmann, 2001), die als Ausgangspunkt für die Weiterentwicklung dient.

4.4.1 Grundlagen

Das Kontinuum der meteorologischen Variablen, die den Wetterzustand beschreiben, lässt sich mithilfe einer Vielzahl von Verfahren in diskrete Klassen einteilen (Huth et al., 2008). Subjektive Klassifikationen wie zum Beispiel die nach Hess und Brezowsky (Gerstengarbe, 1999) beruhen auf der manuellen und subjektiven Zuordnung beobachteter Zirkulationsformen zu vordefinierten Geopotentialfeldern und sind deshalb weder automatisierbar noch auf andere Regionen übertragbar (Philipp et al., 2010). Die übrigen, objektiven Klassifikationen werden danach unterschieden, ob sie ebenfalls auf einer Zuordnung zu vordefinierten Typen basieren (überwachtes Lernen, vgl. Kap. 4.2), wie beispielsweise die OWLK (Bissolli und Dittmann, 2001), die in der vorliegenden Arbeit eingesetzt wird (Kap. 4.4.2), oder ob die Wetterlagen im Zuge der Klassifizierung erst festgelegt werden (unüberwachtes Lernen). In diese zweite Gruppe fallen THKA (Kap. 4.2.1), Clusteranalyse und neuronale Netze (z.B. selbstorganisierende Karten), meist angewendet auf tägliche Felder des Geopotentials oder Luftdrucks.

Aus statistischer Sicht ist keine Klassifikation den anderen überlegen (Philipp et al., 2016). Zur Beurteilung der Fähigkeit der einzelnen Methoden, den tatsächlichen meteorologischen Zustand wiederzugeben, wurden in der

Literatur unterschiedliche Ansätze gewählt, die auf der Quantifizierung der klasseninternen Variabilität (idealerweise klein) und Trennbarkeit der Klassen (idealerweise gut ausgeprägt) beruhen. Welche Klassifikation am besten abschneidet, unterscheidet sich je nach Bezugsregion, Jahreszeit und der als Referenz gewählten Variable und kann nicht allgemeingültig festgelegt werden (Huth et al., 2008; COST, 2010). In dieser Arbeit erfolgt die Evaluation in Bezug auf das binäre Ereignis *konvektiver Tag ja/nein* unter Verwendung des Brier Skill Scores (Kap. 4.3.1). Die Definition eines konvektiven Tages sowie weitere Details zum Evaluationsprozess werden in Kapitel 5.1 erläutert.

4.4.2 Objektive Wetterlagenklassifikation (OWLK)

Bei der Entwicklung einer konvektionsoptimierten Wetterlagenklassifikation dient die OWLK (Bissolli und Dittmann, 2001) als Ausgangspunkt. Im Gegensatz zu den meisten übrigen Methoden stellt sie keine reine Zirkulationsklassifikation dar (Philipp et al., 2010), das heißt, sie beruht neben dem Geopotentialfeld auf weiteren Größen, und kann deshalb flexibel und vielfältig modifiziert werden. Sie ist in der Vergangenheit bereits mehrmals im Zusammenhang mit Konvektion und damit verbundenen Phänomenen eingesetzt worden (Haklander und van Delden, 2003; Bissolli et al., 2007; Kapsch et al., 2012; Mohr, 2013; Mohr et al., 2015b).

Die OWLK basiert auf der Kombination folgender Variablen, die sich aus Reanalysedaten für jeden Tag bestimmen lassen:

- Synoptischskalige Anströmrichtung in 700 hPa
- Zyklonalität in der unteren und mittleren Troposphäre
- Feuchtegehalt der Atmosphäre

Für die Berechnung der Anströmrichtung *AA* wird die Windrose in 36 Viertelkreise eingeteilt, die um je 10° gegenüber den beiden jeweils benachbarten Viertelkreisen gedreht sind. Wenn die Windrichtung an mindestens zwei Dritteln der Gitterpunkte in denselben Sektor fällt, wird

dem Termin die entsprechende Hauptwindrichtung (NO, SO, SW oder NW) zugeordnet, andernfalls gilt der indifferente Code XX .

Die Zyklonalität C ist definiert als das Produkt von Coriolisparameter und geostrophischer Vorticity im jeweiligen Niveau, weshalb nur Daten des Geopotentials benötigt werden:

$$C = f \cdot \zeta_g = \nabla^2 \phi \quad (4.34)$$

Die mittlere Troposphäre wird durch die Druckfläche 500 hPa, die untere durch 950 hPa repräsentiert, wobei hier abhängig von der Datenverfügbarkeit auch 925 hPa und 1000 hPa denkbar sind (z.B. Kapsch, 2011). Das niederschlagbare Wasser (engl.: precipitable water; PW) als Maß für den Feuchteinhalt der Troposphäre ist definiert als gesamter atmosphärischer Wasserdampf, der in einem vertikalen, bis zum hypothetischen Oberrand der Atmosphäre reichenden Zylinder mit Einheitsgrundfläche enthalten ist (AMS, 2017). Unter Verwendung des Mischungsverhältnisses r , der Dichte des Wassers ρ_w und der Erdbeschleunigung g gilt:

$$PW = \frac{1}{\rho_w g} \cdot \int_0^{p_{max}} r dp \quad (4.35)$$

Von den gemäß Gleichung (4.35) ermittelten Werten wird anschließend das 10-tägige gleitende Mittel des Jahresgangs subtrahiert, woraus sich der Feuchteparameter P ergibt.

Mit Ausnahme der Anströmrichtung wird das gewichtete Mittel über das Untersuchungsgebiet berechnet. Dabei fällt der Gewichtungsfaktor vom Wert drei in einem rechteckigen Kernbereich über zwei in der diesen umgebenden Zone auf eins im Randgebiet ab, um den Einfluss der Peripherie auf das Klassifikationsergebnis zu begrenzen. Nach der Gewichtung folgt eine Transformation in binäre Größen durch die Einführung eines Schwellenwerts von 0.

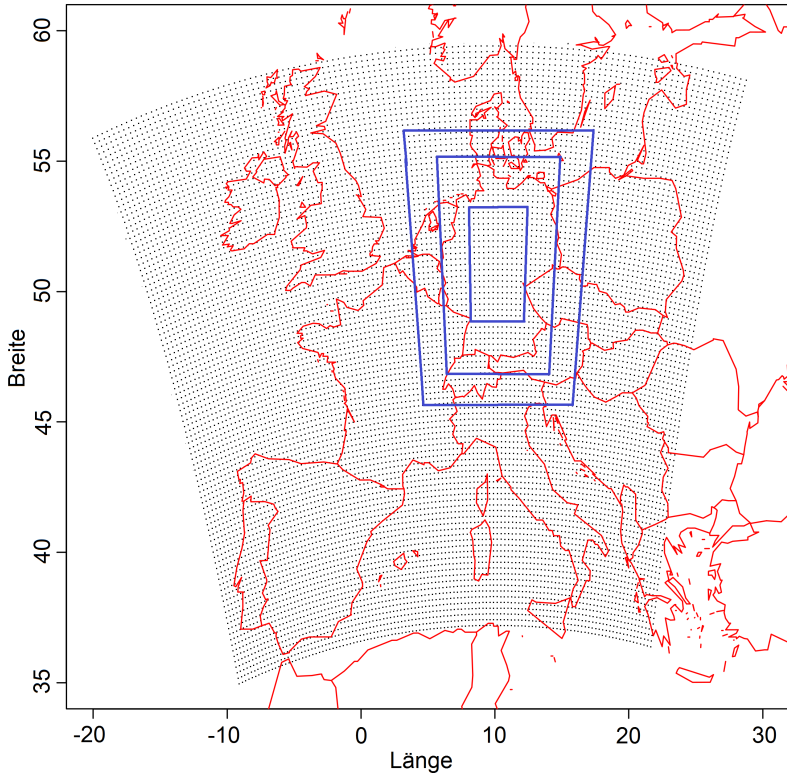


Abbildung 4.2: Gewichtungsgebiete der OWLK bei Berechnung basierend auf CoastDat2-Reanalysedaten (blaue Vierecke). Zusätzlich ist das CoastDat2-Modellgitter innerhalb des Untersuchungsgebiets (Abb. 3.4) in Form schwarzer Punkte eingezeichnet.

Ein zentrales Charakteristikum der OWLK besteht darin, dass das Referenzgebiet variabel gewählt werden kann. So wird in dieser Arbeit beispielsweise ein Netz aus kleinen, überlappenden OWLK-Referenzgebieten gebildet, für die jeweils getrennt die Klassifikation berechnet wird. Dies ermöglicht eine Diskussion der räumlichen Variabilität. Dagegen basiert die Evaluierung ver-

schiedener Modifikationen der OWLK in Kapitel 5 auf einem einzigen großen, Deutschland umfassenden Referenzgebiet (Abb. 4.2).

Für die Kodierung der resultierenden 40 diskreten Klassen werden die Hauptwindrichtungen mit den Abkürzungen Z (zyklonal) bzw. A (antizyklonal) und F (feucht) bzw. T (trocken) kombiniert, was einen fünfstelligen Code erzeugt:

$$AAC_{950}C_{500}P \quad (4.36)$$

So kennzeichnet beispielsweise der Code SWZAF eine Wetterlage mit südwestlicher Anströmung, Zyklonalität in der unteren sowie Antizyklonalität in der mittleren Troposphäre und überdurchschnittlichem Feuchteinhalt.

Die Methodik der OWLK zeichnet sich als Folge der eindeutigen Zuweiskriterien und ihrer automatisierbaren Umsetzung durch einen hohen Objektivitätsgrad aus. Gleichwohl ist die Festlegung der Schwellenwerte subjektiv, wobei diesbezügliche Variationen das Klassifikationsergebnis stark modifizieren können (Philipp et al., 2010). Während im Falle der OWLK die Wahl aller Schwellenwerte evident ist (z.B. zyklonal \leftrightarrow antizyklonal), kommt diesem Aspekt bei der Wahl anderer Parameter eine wesentliche Bedeutung zu (Kap. 5.2).

5 Entwicklung konvektionsoptimierter objektiver Klassifikationsschemata

Für viele statistische Auswertungen zur raum-zeitlichen Variabilität reicht der durch die Blitzdaten gegebene Stichprobenumfang nicht aus. Um die Konvektionsneigung auch für darüber hinausgehende Zeiträume abschätzen zu können, werden im Folgenden basierend auf CoastDat2-Daten Proxies für das Vorliegen konvektionsförderlicher Bedingungen entwickelt. Diese sollen durch einzelne, möglichst wenige Klassen einer Wetterlagenklassifikation gegeben sein. Die im Rahmen der COST-Action 733 (Philipp et al., 2010) veröffentlichten Klassifikationen weisen allerdings nur eine geringe Trennbarkeit hoher und niedriger Blitzhäufigkeiten auf. Dies zeigen Werte des BSS zwischen 0,01 und 0,22 (ohne Abb.), die basierend auf den im Rahmen der COST-Action 733 veröffentlichten Klassifikationsergebnissen bezogen auf Deutschland ermittelt wurden. Daher wird im Folgenden ein neues Klassifikationsschema konzipiert. Als Ausgangspunkt dafür wird die OWLK (Kap. 4.4.2) gewählt, die durch Änderung ihrer Parameter und Schwellenwerte gezielt modifiziert werden kann.

5.1 OWLK als Indikator für konvektive Tage

Die OWLK in ihrer ursprünglichen Form ist in vorangegangenen Studien bereits als Indikator für das Auftreten von Hagelschäden verwendet worden. So zeigte beispielsweise Mohr (2013) für Deutschland, dass die Wetterlagen SWZAF, SWZZF, XXZAF und SWAZF vermehrt mit Hagel einhergehen, während NWAAF, NWAAT und XXAAT als nicht-hagelrelevant einzustufen

sind. Ähnliche Ergebnisse erhielten Kapsch et al. (2012) in Bezug auf Baden-Württemberg.

Um an diese Arbeiten anzuknüpfen, wird im Folgenden zunächst die ursprüngliche OWLK auf der Basis von CoastDat2-Daten berechnet und hinsichtlich der Erkennung konvektiver Tage evaluiert. Dies basiert auf einem Bezugsgebiet, das Deutschland vollständig überdeckt und einige angrenzende Regionen mit einschließt (vgl. Abb.4.2). Als Referenz dient die binäre Information, ob ein gegebener Tag konvektiv ist. Diese wird auf der Basis von Blitzdaten gewonnen, wobei für jeden Tag der Sommerhalbjahre 2001 bis 2014 die Blitzsumme innerhalb des mit dem Faktor 3 gewichteten, inneren OWLK-Gebiets berechnet wird. Bezüglich dieser Tagessummen wird dann das 75%-Quantil ermittelt und jeder Tag, an dem die Blitzsumme diese Schwelle überschreitet, wird als konvektiv eingestuft.

Wie Abbildung 5.1a zeigt, zeichnen sich die Wetterlagen SWZAF, SWAAF und XXZAF durch erhöhte Werte des HSS (Kap.4.3.2) aus und können folglich als konvektionsförderlich bezeichnet werden, wobei die begünstigende Wirkung einer südwestlichen Strömung und hoher Feuchte sichtbar wird. Da umgekehrt ein negativer HSS eine Vorhersage impliziert, die schlechter als die Zufallsprognose ist, lassen sich die Wetterlagen XXAAT, NWAAT und NWAZT als konvektionshemmend auffassen. Es fällt auf, dass die HSS-Verteilung recht glatt verläuft und insbesondere keinerlei Sprünge aufweist, die eine bestimmte Aufteilung der Wetterlagen auf je eine konvektionsförderliche, -hemmende und neutrale Gruppe nahelegen könnten. Das Evaluationsergebnis $BSS = 0,202$ für die gesamte Klassifikation weist dementsprechend – trotz klarer Überlegenheit gegenüber einer Zufallsprognose – auf deutliche Defizite bezüglich der Trennbarkeit der Klassen hin.

Ergänzend wird die relative Häufigkeit konvektiver Tage pro Klasse in Bezug auf die Gesamtzahl der Tage in dieser Klasse betrachtet. Hierbei erreichen, zusätzlich zu den bereits als gewitterförderlich eingruppierten Wetterlagen, auch einige Klassen hohe Werte der relativen Häufigkeit, die nur einen sehr niedrigen HSS aufweisen, wie beispielsweise NOZZF (Abb. 5.1b).

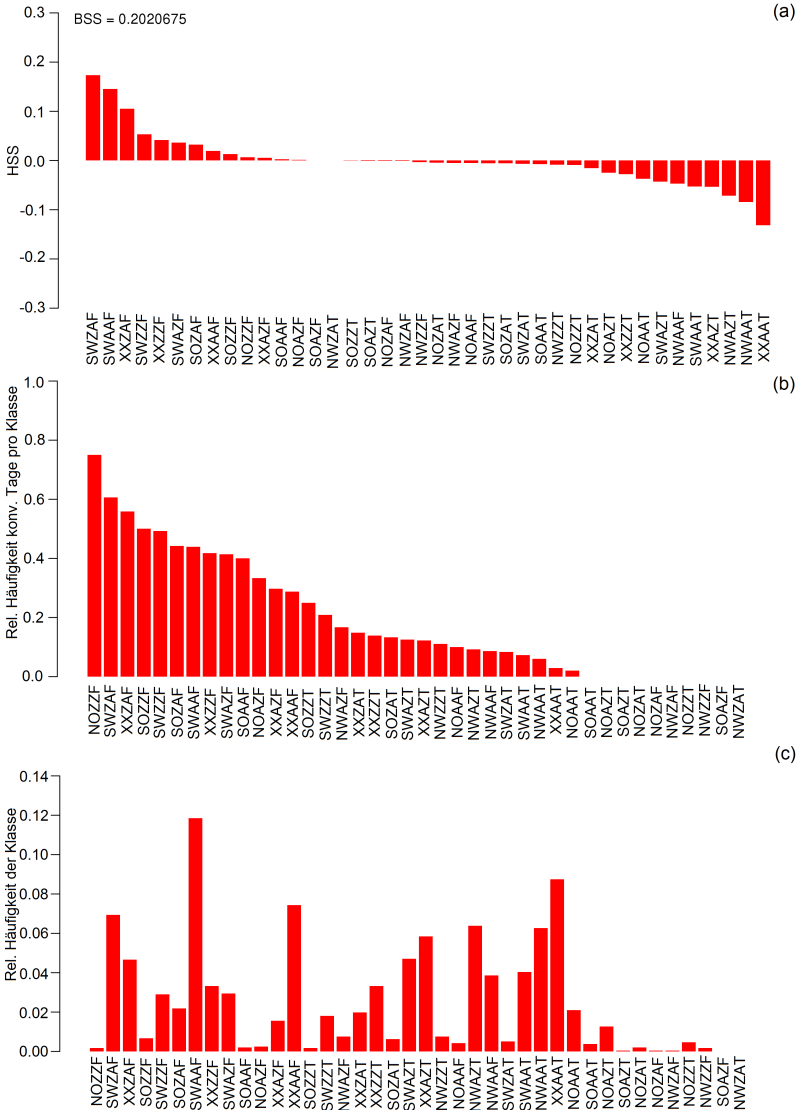


Abbildung 5.1: Evaluation der Prognosegüte der originalen OWLK bezüglich konvektiver Tage basierend auf (a) HSS und BSS, (b) relativer Häufigkeit konvektiver Tage pro Klasse sowie (c) relativer Häufigkeit der Klassen.

Der Grund dafür ist, dass in diesen Fällen die Wetterlage nur sehr selten auftritt (Abb. 5.1c) und sie folglich, von der begrenzten statistischen Aussagekraft solch kleiner Stichproben abgesehen, nur eine geringe Relevanz besitzt. Aus diesem Grund werden die folgenden Modifikationen der OWLK ausschließlich anhand von HSS und BSS evaluiert. Beim Vergleich mit den Ergebnissen von Mohr (2013) fallen einige Gemeinsamkeiten auf, wie zum Beispiel die Zuordnung von SWZAF zu den förderlichen und XXAAT zu den hemmenden Klassen. Dies unterstreicht, dass Hagelereignisse trotz ihrer strengeren Entstehungsvoraussetzungen von ähnlichen großräumigen atmosphärischen Bedingungen profitieren wie Gewitterereignisse allgemein.

Diese Erkenntnisse zeigen, dass sich die OWLK in ihrer Originalform nur eingeschränkt als Indikator für konvektive Aktivität eignet. Zwar liefern die Wetterlagen mit hohen HSS-Beträgen grundlegende Aussagen über die durch Anströmungsrichtung, Krümmung des Strömungsfeldes und Feuchtegehalt definierten Umgebungsbedingungen, für die Weiterverwendung der konvektionsförderlichen Wetterlagen im Sinne eines statistischen Proxys ist jedoch eine deutlich bessere Separierung der Klassen erforderlich. Daher wird im folgenden Kapitel ein Verfahren vorgestellt, mit dem die OWLK in dieser Hinsicht optimiert werden kann.

5.2 Konvektionsoptimierte objektive Wetterlagenklassifikation

Der Entwicklungsprozess hin zu einer konvektionsoptimierten OWLK beruht auf dem Prinzip, die bisherigen Parameter durch solche zu ersetzen, die den Grad der Konvektionsneigung bestimmen. Das Ziel ist, Klassen mit einer sehr hohen und niedrigen Wahrscheinlichkeit für starke konvektive Ereignisse bestmöglich zu separieren. Unverändert bleibt die gewichtete räumliche Mittelung der Eingangsdaten (siehe Abb. 4.2). Bei der systematischen Auswahl der neuen Parameter wird, neben den ursprünglich verwendeten, auf einen vorher festgelegten Satz von Variablen zurückgegriffen, die sich als Maßzahlen

Tabelle 5.1: Variablen, die der Entwicklung der konOWLK zugrunde liegen, unterteilt in thermodynamische und dynamische Größen (12:00 UTC, wenn nicht anders angegeben). Kursivdruck bedeutet, dass von der betreffenden Variable der Jahresgang subtrahiert wurde. Die fettgedruckten Größen sind die in die konOWLK eingehenden Parameter.

Thermodynamisch	Dynamisch
Anströmungsrichtung (700 hPa)	Zyklonalität in zwei Höhen
<i>Niederschlagbares Wasser</i>	Vorticityadvektion (300 hPa)
<i>Spezifische Feuchte (950 hPa)</i>	Horizontale Divergenz (300 hPa)
<i>Taupunkt (2 m, 06:00 UTC)</i>	Divergenz des Q-Vektors (500 hPa)
<i>Höchsttemperatur (2 m)</i>	Vertikalgeschwindigkeit (500 hPa)
<i>Äquivalentpotentielle Temperatur (850 hPa)</i>	
Surface Lifted Index	

für Labilität, Hebung und Feuchtegehalt der unteren Troposphäre eignen (Tab. 5.1). Bei einigen davon wird analog zu Kapitel 4.4.2 der Jahresgang subtrahiert (kursiv in Tab. 5.1). Um die Bedingungen für die Entwicklung von Gewittern abzubilden, ist die Kombination von jeweils mindestens einer thermodynamischen und dynamischen Variable notwendig (vgl. Kap. 2.1.4). Ausgehend von diesen Vorüberlegungen werden unter sukzessiver Abänderung der originalen OWLK zahlreiche Testklassifikationen bestehend aus drei oder vier Variablen definiert und auf Basis des BSS evaluiert. Die Evaluierung erfolgt analog zur originalen OWLK (vgl. Kap. 5.1).

Die Einbindung des Surface Lifted Index SLI in die Klassifikation bewirkt eine wesentliche Verbesserung der Klassifikationsgüte. Wird in der originalen OWLK lediglich der Feuchteindex durch den SLI (Schwellenwert: 1 K; Codierung: L = labil, S = stabil) ersetzt, steigt der BSS bereits auf 0,332 (ohne Abb.). Für andere Schwellenwerte liegt die Klassifikationsgüte niedriger. Am förderlichsten für konvektive Tage erweisen sich die neuen Klassen SWAAL und SWZAL, am ungünstigsten die Klassen XXAAS und NWAAS. Anströmungsrichtung und Labilität sind dementsprechend die effektivsten Separatoren.

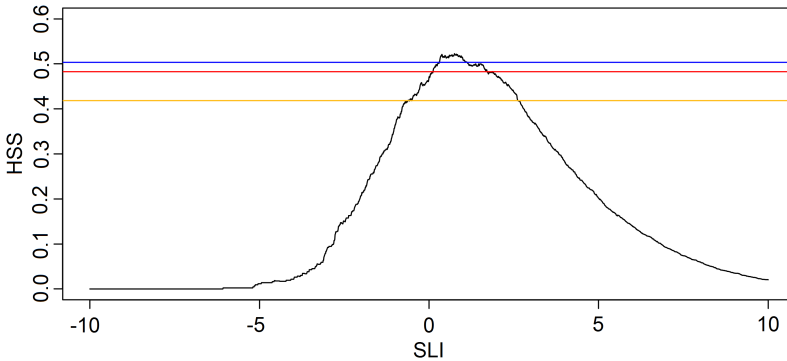


Abbildung 5.2: Objektiverte Ermittlung der optimalen Schwellenwerte für den SLI. Die farbigen horizontalen Linien geben das 80%- (gelb), 90%- (rot) und 95%-Quantil (blau) an. Als Schwellenwerte werden die beiden Werte gewählt, an denen der HSS gleich dem 90%-Quantil ist.

Die weniger wichtigen Zyklonalitäten werden im nächsten Schritt daher durch explizite Maßzahlen für die Hebung ersetzt, wobei sich die Vertikalgeschwindigkeit $w \propto -\omega$ als am geeignetsten erweist. Als Schwellenwert wird hierbei der Übergang zwischen Aufsteigen und Absinken, 0 ms^{-1} , gewählt. Eine Erweiterung dieser Klassifikation um die Tageshöchsttemperatur oder den morgendlichen Taupunkt in jeweils 2 m führt dazu, dass der BSS weiter ansteigt (ohne Abb.).

Bisher kam stets ein binäres Klassifikationssystem zur Anwendung, wobei ein Großteil der in der kontinuierlichen Variable enthaltenen Information verlorengeliegt. So fallen Werte, die einerseits nur marginal und andererseits stark vom Schwellenwert abweichen, in die gleiche Klasse. Geringfügige Verschiebungen des Schwellenwertes führen hier außerdem dazu, dass viele Werte in die andere Klasse wechseln. Daher wird der Wertebereich aller Parameter durch die Wahl von je zwei Schwellenwerten nachfolgend in jeweils drei Klassen aufgeteilt. Beispielsweise steigt der BSS in der originalen OWLK alleine infolge der Einführung zweier Schwellenwerte für PW um rund 0,03 (ohne Abbildung).

Um die Festlegung der Schwellenwerte als einzige bislang subjektive Komponente des Verfahrens zu objektivieren, wird eine fiktive Klassifikation angenommen, die nur aus der Variablen besteht, deren Schwellenwert gesucht ist. Dieser wird über einen großen Bereich variiert, wobei für jeden Wert mittels HSS geprüft wird, wie gut die Variable das Eintreten eines konvektiven Tages vorhersagt (Abb. 5.2). Die Stellen, an denen der HSS sein 90. Perzentil annimmt, definieren die beiden gesuchten Schwellenwerte. Auf diese Weise wird bei jeder der Variablen vorgegangen, die nach Tabelle 5.1 als Kandidaten für eine konvektionsoptimierte Klassifikation in Frage kommen.

Um ein explizites Maß für den Energieinhalt der Luftmasse zu verwenden, ersetzt die äquivalentpotentielle Temperatur θ_e in einem weiteren Schritt die beiden bisher getesteten Temperaturgrößen (Temperatur bzw. Taupunkt). Außerdem soll die Feuchte wieder explizit berücksichtigt werden und nimmt deshalb den Platz der Anströmung als lediglich indirekter Maßzahl ein. Beide Modifikationen steigern die Güte der Klassifikation nochmals leicht auf $BSS = 0,483$. Es ergibt sich schließlich das als *konOWLK* bezeichnete konvektionsoptimierte Klassifikationsschema bestehend aus PW, w , SLI und θ_e .

Das Verfahren führt zu $3^4 = 81$ Klassen, die sich analog zur OWLK intuitiv kodieren lassen. Die Reihenfolge ist dabei $\theta_e - PW - SLI - w$, wobei die Abkürzungen W (warm) bzw. K (kalt), F (feucht) bzw. T (trocken), L (labil) bzw. S (stabil) und H (Hebung) bzw. A (Absinken) kombiniert werden. X kennzeichnet jeweils die neutrale Klasse. Als Beispiel steht der Code WTSX, bezogen auf das Referenzgebiet, für eine relativ warme (bezogen auf die Luftmasse), trockene und stabile Wetterlage mit einer vernachlässigbaren Vertikalbewegung. In der resultierenden HSS-Verteilung (ohne Abb.) lassen sich klar je zwei konvektionsförderliche (WFLH und WFLX) und -hemmende Wetterlagen (KTSA und KTSX) identifizieren, die zu den kombinierten Wetterlagen WFLHX und KTSAX zusammengefasst werden.

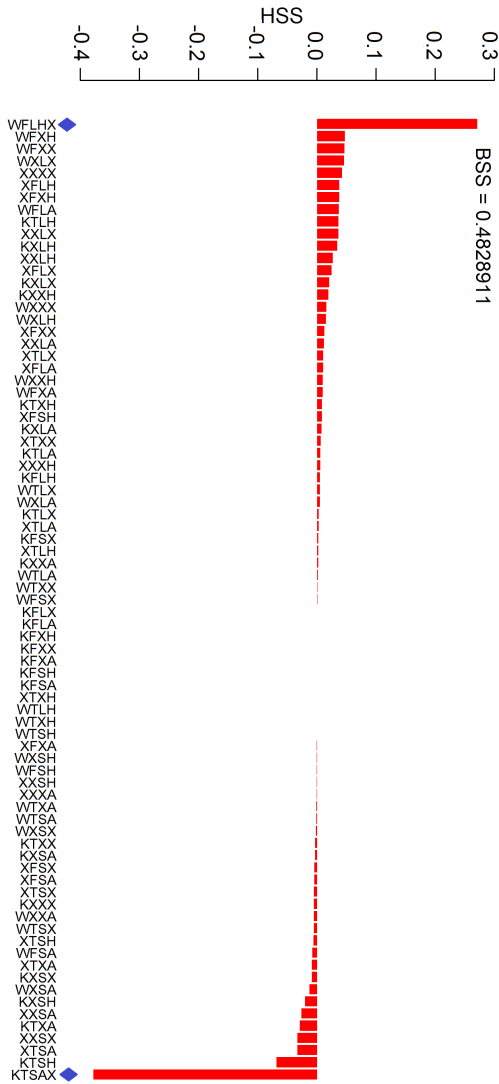


Abbildung 5.3: Evaluation der Prognosegüte der konOWLK bezüglich konvektiver Tage basierend auf HSS und BSS. Die konvektionsförderliche Wetterlage WFLHX und die konvektionshemmende Wetterlage KTSAX sind blau markiert.

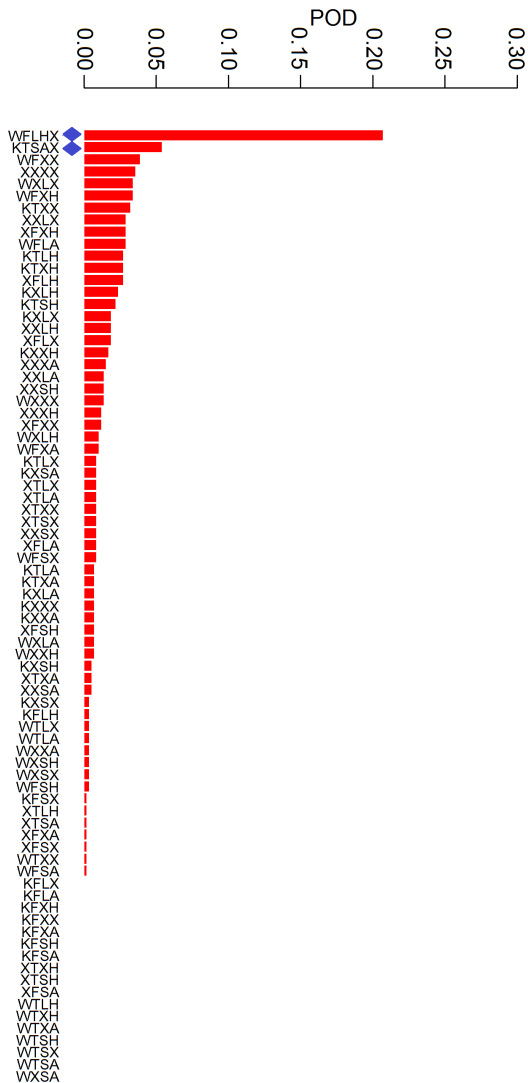


Abbildung 5.4: Wie Abb. 5.3, aber basierend auf POD.

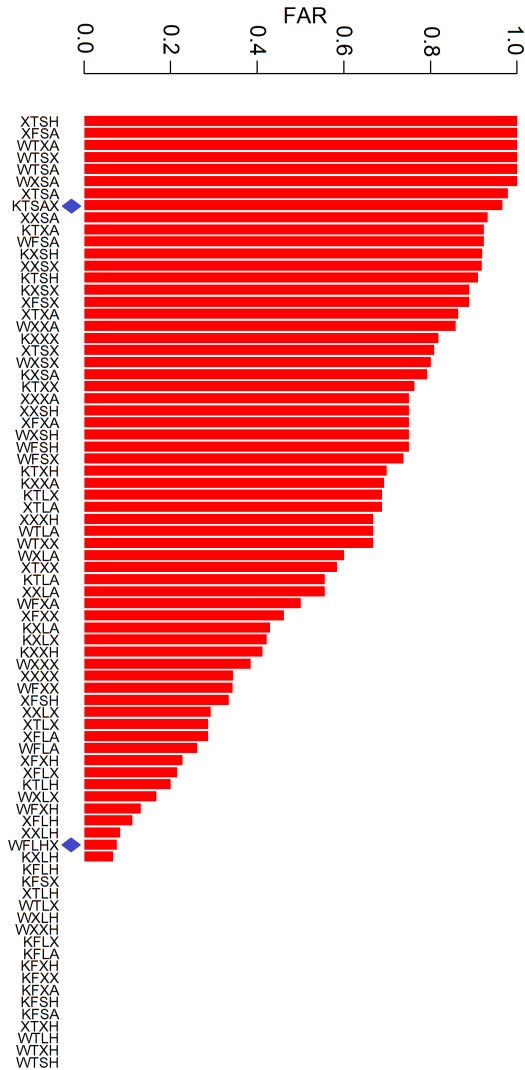


Abbildung 5.5: Wie Abb. 5.3, aber basierend auf FAR.

Tabelle 5.2: Objektivierte Schwellenwerte für die Parameter der konOWLK. Schwellenwert 2 grenzt jeweils den konvektionsförderlichen Bereich ab, wobei dieser im Falle des SLI unterhalb und ansonsten oberhalb liegt.

Parameter	θ_e	PW	SLI	w
Schwellenwert 1	2,65 K	18,8 kg m ⁻²	1,88 K	0,07 ms ⁻¹
Schwellenwert 2	6,41 K	41,0 kg m ⁻²	0,09 K	-0,01 ms ⁻¹

Die entsprechend angepasste HSS-Verteilung (Abb. 5.3) zeigt, dass sich WFLHX und KTSAX als Folge der markanten Sprünge in der Verteilung als Indikatoren für eine sehr hohe beziehungsweise niedrige Wahrscheinlichkeit für das Auftreten konvektiver Tage eignen. Die Betrachtung von Trefferrate POD (Abb. 5.4) und Fehlalarmrate FAR (Abb. 5.5), zeigt außerdem, dass WFLHX fast immer einen konvektiven Tag impliziert (sehr niedrige FAR), wohingegen einige konvektive Tage nicht mit WFLHX einhergehen (nur mäßig hohe POD). In guter Näherung ist demnach das Auftreten von WFLHX hinreichend aber nicht notwendig für einen konvektiven Tag. Der Zielsetzung entsprechend stellt WFLHX folglich einen Indikator für Tage mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit für konvektive Aktivität dar. Die Kalibrierung der konOWLK bezüglich des 75%-Quantils der täglichen Blitzsumme (vgl. Kap. 5.1) impliziert zudem eine Fokussierung auf starke und verbreitete Gewitter. Dementsprechend ermöglicht es dieser Indikator, die Analysen auf konvektive Ereignisse einzugrenzen, die von klar konvektionsförderlichen Umgebungsbedingungen begleitet werden. Gleichzeitig schließt er umgekehrt schwache, stochastisch geprägte Ereignisse aus. Infolge der berechneten optimalen Schwellenwerte (Tab. 5.2) für die vier eingehenden Variablen steht mit der konOWLK im Gegensatz zur originalen OWLK eine vollständig objektivierter Wetterlagenklassifikation zur Verfügung. Die neu entwickelte konOWLK wird in der weiteren Analyse als Proxy für konvektive Tage verwendet (Kap. 7).

5.3 Klassifikation konvektiver Tage basierend auf Diskriminanzanalyse

Das Konzept der konOWLK, vier dreigliedrige Parameter miteinander zu kombinieren, bewirkt, dass ein Tag bereits nicht mehr als WFLHX eingestuft wird, wenn lediglich ein Parameter den jeweiligen Schwellenwert leicht unterschreitet, selbst wenn die übrigen sehr deutlich im konvektiv förderlichen Bereich liegen. Außerdem führen die optimierten Schwellenwerte, wie in Kapitel 5.2 im Zusammenhang mit POD und FAR erläutert, zu einer sehr konservativen Abgrenzung der jeweiligen konvektiven Wertebereiche. Die konOWLK eignet sich dementsprechend gut, um Wetterlagen mit einem besonders hohen Risiko für ausgeprägte konvektive Ereignisse aus dem Kontinuum zu separieren.

In manchen Fällen ist es hingegen sinnvoll, auf ein weniger strenges Klassifikationsmodell zurückzugreifen, beispielsweise wenn im Rahmen von Zeitreihen- und Persistenzanalysen (Kap. 8.1) höhere Stichprobenumfänge gewünscht werden. Hierfür wird als Verfahren die quadratische Diskriminanzanalyse gewählt, die einen gegebenen Tag auf Grundlage der Werte der vier kontinuierlichen Variablen der konOWLK, θ_e , PW, SLI und w , einer der beiden vordefinierten Klassen *konvektiver Tag (ja/nein)* zuordnet (Kap. 4.2.2). Dieses Modell wird im Folgenden mit der Abkürzung qdaOWLK bezeichnet. Die auf einem Vergleich von Likelihoods gemäß der multivariaten Normalverteilung (vgl. Kap. 4.2.2) beruhende Klassenzuweisung ermöglicht nun die Überkompensation eines wenig konvektiv-förderlichen Indexwertes einer Variable durch die übrigen Variablen, weshalb auch Tage mit einer etwas geringeren Gewitterneigung als konvektiv eingestuft werden. Gleichzeitig werden Wetterlagen, die nur zu vereinzelter, stochastisch dominierter Blitzaktivität führen, weiterhin nicht als konvektiv bewertet, da für die Kalibrierung analog zur konOWLK die konservative, auf dem 75%-Quantil der Tagesblitzsumme beruhende Definition eines konvektiven Tages verwendet wird (vgl. Kap. 5.1).

Die Lernphase des Diskriminanzmodells beinhaltet die in Kapitel 4.2.2 beschriebene Kreuzvalidierung im *leave-one-out*-Verfahren, gefolgt von einer kategorischen Verifikation. Da die qdaOWLK im Unterschied zur konOWLK aus nur zwei Klassen besteht, lässt sich die Klassifikationsgüte hierbei durch den HSS vollständig beschreiben und eine Berechnung des BSS ist nicht notwendig. Es ergibt sich ein HSS von 0,54. Die qdaOWLK eignet sich demnach gut, um anhand der vier Eingangsparameter einen konvektiven und nicht-konvektiven Bereich voneinander zu trennen.

Als Resultat stehen mit der konOWLK und qdaOWLK nun zwei neu entwickelte Indikatoren für das Auftreten eines konvektiven Tages zur Verfügung, die in Abhängigkeit von der konkreten Fragestellung alternativ zueinander eingesetzt werden können. Hierbei liefert die konOWLK aufgrund der strengen Klassifikationsvorschrift einen Proxy für eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit verbreiteter starker Gewitter. Demgegenüber zeigt der auf der qdaOWLK beruhende Proxy bereits bei einer deutlich geringeren Gewitterneigung einen konvektiven Tag an und ist deshalb in Analysen zu verwenden, die einen großen Stichprobenumfang erfordern.

6 Gewitterklimatologie

Zur Prävention der Gefahren, die mit Gewittern einhergehen, ist es erstrebenswert, auf eine fundierte und aussagekräftige Klimatologie der konvektiven Aktivität zurückgreifen zu können. Ausgehend von dieser Zielsetzung ermöglicht es die vorliegende lange Zeitreihe hoch aufgelöster Blitzdaten (Kap. 3.1), die Gewitteraktivität innerhalb eines ausgedehnten Gebiets in Europa in umfassender und belastbarer Weise unter verschiedenen Aspekten zu charakterisieren. Das Hauptaugenmerk gilt dabei der verknüpfenden Betrachtung räumlicher und zeitlicher Variabilitätsmoden. Die Kombination von hoher Auflösung und großem Untersuchungsgebiet lässt es zu, sowohl lokale Phänomene zu untersuchen als auch Vergleiche entfernter Regionen anzustellen. Nach einer einführenden Betrachtung des mittleren räumlichen Musters der Gewitterhäufigkeit (Kap. 6.1) werden die Unterschiede zwischen den Jahres- und Tagesgängen in verschiedenen Regionen (Kap. 6.2) sowie zwischen den räumlichen Verteilungen der konvektiven Aktivität in den einzelnen Jahren (Kap. 6.3) diskutiert (vgl. auch Piper und Kunz, 2017). Damit umfasst die im Folgenden analysierte zeitliche Variabilität Skalen zwischen Stunden und mehreren Jahren.

6.1 Räumliche Gewitterhäufigkeit und Extrema

Die mittlere jährliche Zahl der Gewittertage (GT) im Zeitraum 2001–2014 weist eine hohe räumliche Variabilität auf (Abb. 6.2). Deren auffälligstes Merkmal ist ein starker, nach Südosten gerichteter Gradient zwischen den niedrigsten Werten in der Bretagne (in Abb. 6.1 mit (b) markiert) sowie in Cornwall (a, unter 2 GT) und den höchsten in Teilen der Südalpen (mehr als 20

GT), dem gebietsweise sekundäre Anomalien überlagert sind. Dieser markante Gradient zeugt von der stabilisierenden Wirkung des Ozeans während des Sommerhalbjahrs einerseits und der Bedeutung lokaler Hebungsmechanismen bedingt durch komplexe orografische Strukturen andererseits. Nachfolgend werden die zentralen Merkmale dieser räumlichen Verteilung im Detail diskutiert.

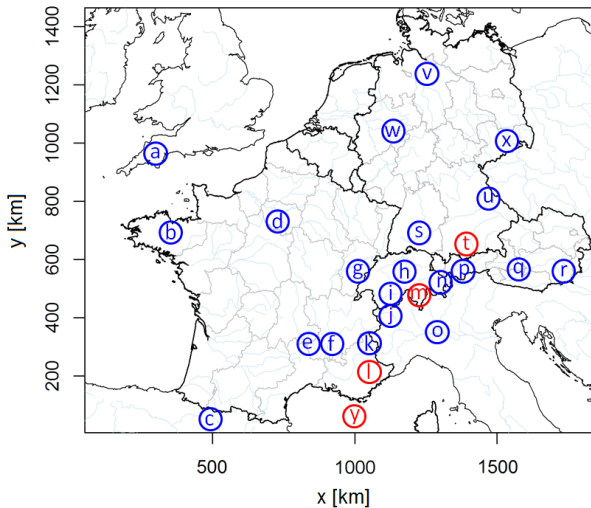


Abbildung 6.1: Untersuchungsgebiet mit Gebieten, auf die im Text Bezug genommen wird: (a) Cornwall, (b) Bretagne, (c) südliche Pyrenäen, (d) Pariser Becken, (e) Zentralmassiv, (f) unteres Rhônental, (g) Jura, (h) Schweizer Voralpen, (i) oberes Rhônental, (j) Aostatal, (k) Guisanetal nördlich von Briançon, (l) Seealpen, (m) Tessin, (n) Graubünden, (o) Poebene, (p) Ötztal, (q) Hohe Tauern, (r) Grazer Becken, (s) Schwäbische Alb, (t) Bayerischer Alpenrand, (u) Bayerisch-Böhmischer Wald, (v) Norddeutsches Tiefland, (w) Sauerland, (x) Erzgebirge und (y) Côte d’Azur. Regionen, auf die in dieser Arbeit detailliert eingegangen wird, sind rot markiert.

Eines der drei Hauptmaxima erstreckt sich mit bis zu 21 GT entlang eines Streifens zwischen dem Tessin (m) und dem südwestlich gelegenen Turin. Vergleichbare Werte werden in einem Bogen vom Ostrand der Tauerngruppe (q) bis zu den Vorgebirgsketten nordöstlich von Graz (r) beobachtet, wobei

dieses Maximum in einen weitläufigen Bereich hoher Aktivität (13 GT) eingebettet ist, der sich über große Teile der österreichischen Ostalpen ausdehnt. Ein dritter Gewitterschwerpunkt liegt in den französischen Seealpen nördlich von Nizza (l, max. 16 GT) und setzt sich in variabler Ausprägung nordwärts bis westlich der Mont-Blanc-Gruppe fort. Daran schließt sich am Ostende des Genfer Sees ein schmales Nebenmaximum entlang der Zentralschweizer Voralpen (h) bis zum Säntis an (max. 13 GT).

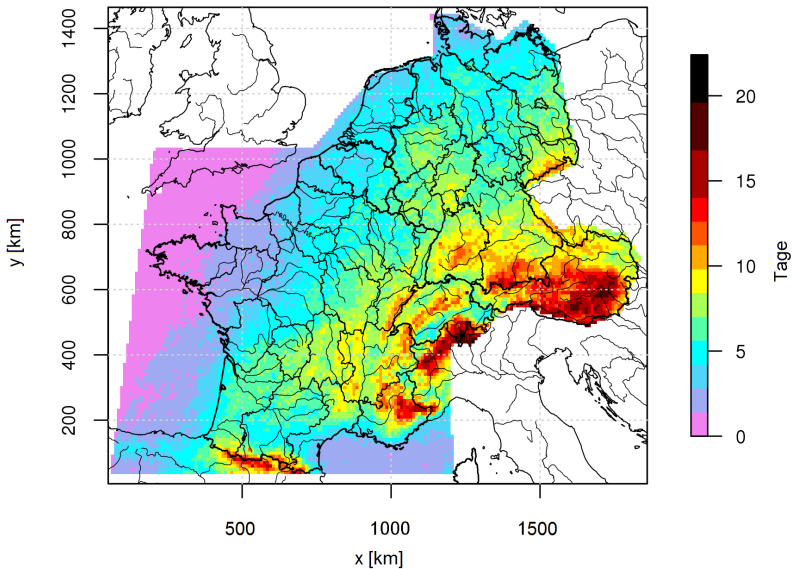


Abbildung 6.2: Mittlere jährliche Zahl der Gewittertage (GT) für Gitterzellen der Größe $10 \times 10 \text{ km}^2$ in den Sommerhalbjahren 2001 – 2014.

Der Südrand der Alpen und speziell das Tessin hat sich bereits in früheren Studien (van Delden, 2001; Schulz und Diendorfer, 2002; Nisi et al., 2016) als Primärmaximum der konvektiven Aktivität in Europa erwiesen. Entscheidend wirkt sich dort das hohe mittlere Niveau der Instabilität aus, bedingt durch das häufige Vorherrschen feucht-warmer subtropischer Luftmassen. Im Fall

des Tessins kommt ein bodennaher Feuchteeintrag durch die Gewässer der oberen Poebene begünstigend hinzu. Eine maßgebliche Verstärkung erfährt die Instabilität bei Kaltluftvorstößen von Nordwesten, da die Alpen diese in den unteren Niveaus blockieren, nicht jedoch in der Höhe (Costa et al., 2001; van Delden, 2001). Die relevanten Auslösemechanismen stellen hier bodennahe Konvergenzzonen infolge von Umströmungsprozessen, Kaltluftausflüssen bestehender Zellen und katabatisch-anabatischen Windsystemen dar (Gladich et al., 2011; Nisi et al., 2016). Daneben kann Leezyklogenese eine Rolle spielen (Cacciamani et al., 1995). Das Tessin stellt als Folge dieser günstigen Bedingungen ein bevorzugtes Entstehungsgebiet für MCS dar (Morel und Senesi, 2002; Manoochehrnia et al., 2007).

Auch der ausgedehnte Gewitterschwerpunkt über den österreichischen Südalpen ist in der Literatur beschrieben (z.B. Cehak, 1980; Schulz et al., 2005). Er geht auf die Advektion feucht-warmer Luft aus dem Südosten zurück, die sich im Grazer Becken anreichert und bodennah durch solare Einstrahlung weiter aufgeheizt wird, wobei Kaltfronten auch hier zusätzlich labilisierend wirken (Wakonigg, 1978). Die Auslösung der Konvektion erfolgt bevorzugt über den angrenzenden Randgebirgen, deren frühzeitig schneefreie Südosthänge als Heizflächen fungieren (Bertram, 2000). Als Beispiel dafür seien die exponiert nach Süden ausgreifenden Massive der Kor- und Saualpe genannt, die in Abbildung 6.2 in Form zweier kleinräumiger paralleler Maxima gut zu erkennen sind (westlich von r in Abb. 6.1).

In den Seealpen sorgt die unmittelbare Nähe des Mittelmeers für eine stete Verfügbarkeit bodennaher Feuchte, die, in Verbindung mit Hebungsprozessen über der komplexen Topografie, für die erhöhte konvektive Aktivität verantwortlich ist. Seewindfronten können hier einen zusätzlichen Auslösemechanismus darstellen. Das untere Rhône-tal (f) leitet die feucht-warme Luft zudem landeinwärts, was die Gewitterbildung über den weiter nördlich gelegenen Gebirgstteilen fördert. Trotz der geografischen Nähe zum Tessin unterscheiden sich die jeweiligen Blitzregime sowie die zugrundeliegenden Entstehungsmechanismen fundamental voneinander, wie in Kapitel 6.2.1 gezeigt wird. Im

Fälle der nördlichen Schweizer Voralpen sind die thermodynamischen Voraussetzungen für konvektive Aktivität häufig durch die Advektion abgehobener Mischungsschichten im Rahmen einer Spanish Plume gegeben (Schmid et al., 1997; Peyraud, 2013). Manche der Systeme werden bereits im Lee des Juras initiiert und ziehen anschließend mit der Strömung ostwärts (Morel und Senesi, 2002; Nisi et al., 2016). Der auffällige Ausreißer im Nordosten der Schweiz (19 GT) resultiert aus den zahlreichen Blitzeinschlägen in den Sendemast auf dem Säntis (Manoochehrnia et al., 2008).

Auch außerhalb der Alpen zeichnen sich einige klar umgrenzte Gebiete durch erhöhte Werte der Gewitteraktivität aus. So ist in Deutschland die stärkste Aktivität in Oberbayern (t) und dem bayerischen Allgäu (max. 17 GT) sowie zwischen südlicher Schwäbischer Alb und oberem Neckar anzutreffen (s, max. 13 GT). Das Erzgebirge (x), der Bayerische Wald (u) und, wenn auch nur schwach, der Schwarzwald bilden weitere lokale Maxima. Weiter nördlich stehen Werte von bis zu 9 GT in einem Streifen von Sachsen bis ins nordöstliche Brandenburg sowie in Teilen der westlichen Mittelgebirge einer deutlich geringeren Gewitterhäufigkeit im Gebiet dazwischen gegenüber. In Frankreich liegt das stärkste außeralpine Maximum in den Pyrenäen (c), allerdings mit den höchsten Werten (15 GT) auf ihrer spanischen Südseite, gefolgt von schwächeren Maxima über dem Jura (g, 12 GT), dem Zentralmassiv (e, 11 GT) und den Vogesen (9 GT). Darüber hinaus weist ein breiter Streifen zwischen der südlichen französischen Biskaya und dem Zentralmassiv eine erhöhte konvektive Aktivität auf (6 – 9 GT).

Die Konzentration der höchsten Blitzaktivität auf die Südhälfte Deutschlands lässt sich aus thermodynamischer Sicht mit einem Nord-Süd-Gradienten der Instabilität erklären (Brooks et al., 2003; Mohr und Kunz, 2013). Das ausgeprägte Maximum im südwestlichen Oberbayern, nach Morel und Senesi (2002) ein Schwerpunkt für die Bildung von MCS, steht mit der Auslösung konvektiver Zellen an der ersten Alpenkette in Verbindung, die mit der Strömung in das Alpenvorland ziehen (Finke und Hauf, 1996; Hagen et al., 1999). Die Entstehung konvektiver Systeme im Vorland der Schwäbischen

Alb wird durch Strömungskonvergenzen und Schwerewellen im Lee des Schwarzwalds in Kombination mit dem Transport feucht-warmer Luft aus dem Oberrheintal begünstigt (Kunz und Puskeiler, 2010; Köbele, 2014; Puskeiler et al., 2016). Ähnliche Prozesse könnten auch im Falle anderer Maxima steuernd wirken, beispielsweise im Bayerischen Wald. Das Maximum über dem Erzgebirge mit seinem Ausläufer hoher Werte entlang der deutsch-polnischen Grenze setzt sich auf polnischer Seite fort und steht in Verbindung mit einem Gebiet hoher konvektiver Aktivität im Vorland der Hohen Tatra (Bielec-Bąkowska, 2003; Kolendowicz, 2012; Czernecki et al., 2016). Im Falle der westlichen Mittelgebirge reichen die orografischen Strukturen offenbar nur in manchen Gebieten, wie zum Beispiel dem Sauerland, aus, um die Gewitterentstehung zu begünstigen.

Die in Frankreich beobachteten räumlichen Muster bestätigen die Ergebnisse früherer Arbeiten (z.B. Lassègues et al., 2003). Eine Folge der Spanish Plume sind bodennahe Konvergenzbereiche (*thunderly lows*), die über Südwestfrankreich hinwegziehen und dort zur Ausbildung einer typischen Gewitterzugbahn zwischen Biskaya und Zentralmassiv führen (van Delden, 1998). Am Südrand der Pyrenäen werden Gewitter durch die bodennahe Advektion mediterraner Luft entlang des Ebro-Tals begünstigt (vgl. Soriano et al., 2005; Santos et al., 2013). Die dort im Vergleich zum Tessin niedrigere GT-Häufigkeit lässt sich durch ein geringeres Niveau der spezifischen Feuchte gegenüber der oberen Poebene erklären (van Delden, 2001).

Auffällige Minima sind, neben den maritim geprägten Gebieten im Nordwesten des Untersuchungsgebiets sowie entlang der Ostseeküste, auch in Teilen der inneren Alpen zu beobachten und zeichnen sich dort durch ihre Kleinräumigkeit und die scharfen Gradienten zur Umgebung aus. So treten entlang des oberen Rhône-tals (i), unmittelbar neben dem gewitterreichen Tessin gelegen, lokal nur 2 GT auf. Nur wenig höhere Werte finden sich über den Tälern Graubündens (n) sowie dem Ötztal in Tirol (p). Weitere Beispiele lokaler Minima der GT-Häufigkeit sind das Guisane-Tal nördlich von Briançon (k, 5 GT) und das Aostatal oberhalb seiner markanten Biegung (j, 7 GT).

Die Absenkung der Instabilität infolge kalten Ozeanwassers (vgl. Holt et al., 2001; Beirle et al., 2014) wird besonders in der Bretagne sichtbar. Bemerkenswerterweise hat die Ausdehnung der bretonischen Landmasse und die dortige solare Aufheizung des Bodens offenbar keinerlei kompensierenden Einfluss. Trotz der deutlich höheren Wassertemperatur wirkt auch das Mittelmeer vor Ort stabilisierend (vgl. Anderson und Klugmann, 2014), wie die niedrigen Werte der GT-Häufigkeit an der Côte d'Azur (y) zeigen, wohingegen der Feuchteeintrag in die unteren Luftschichten andernorts Gewitter begünstigt (vgl. oben).

Im Widerspruch zu manchen Studien (z.B. Manoochehrnia et al., 2007) zeigen die Blitzdaten innerhalb der Alpen die niedrigste konvektive Aktivität in den tief eingeschnittenen inneralpinen Tälern, nicht aber über den angrenzenden Kammregionen. Diese verringerte Aktivität lässt sich auf die fehlende Möglichkeit ausgedehnter Feuchteflusskonvergenz aufgrund der orografischen Abschattung und das Ausbleiben ausreichender Hebungsantriebe zurückführen (van Delden, 2001). Offensichtlich bedingen die Vergletscherung und lange Schneebedeckung der höchst gelegenen Gebiete demgegenüber nur eine vergleichsweise schwache Reduktion der Gewitterhäufigkeit, wie am Beispiel der Tauern-Gruppe gut sichtbar ist. Wie auch sehr kleinräumige orografische Strukturen die konvektive Aktivität stark beeinflussen können, zeigt das enge Guisane-Tal, das sich im Süden und Osten um den über 4000 m hohen Gebirgsstock der Dauphiné-Alpen legt und folglich von einer großräumigen Feuchtezufuhr weitgehend abgeschnitten ist. Eine vergleichbare Konstellation liegt auch in anderen tiefen Taleinschnitten vor, beispielsweise im oberen Aosta-Tal.

Bei Analyse der Blitzdichte, also der Anzahl von Blitzen pro Flächeneinheit und Tag, ergibt sich ein ähnliches Muster der räumlichen Variabilität wie bei den Gewittertagen (ohne Abb.). Allerdings treten deutliche Abweichungen in Regionen auf, die höhere oder niedrigere Blitzsummen pro Gewittertag aufweisen verglichen mit dem räumlichen Mittel über das gesamte Untersuchungsgebiet.

Tabelle 6.1: Resultat der Anpassung der empirischen Häufigkeitsverteilung der Tagesblitzsummen an eine theoretische Gammaverteilung: Form- (α) und Skalierungsparameter (β) für Tessin, Seealpen, Bayerischen Alpenrand, Côte d'Azur, Pyrenäen und Bretagne.

	Tessin	Seealpen	Bayer. Alpenrand	Côte d'Azur	Pyrenäen	Bretagne
α	0,086	0,076	0,084	0,050	0,085	0,035
β	33,0	40,3	23,5	17,0	17,7	5,2

Tabelle 6.2: Aus Mean Excess Plots abgeleitete optimale Schwellenwerte u für das Tessin, Pyrenäen, Côte d'Azur und Bretagne.

	Tessin	Pyrenäen	Côte d'Azur	Bretagne
u	3	2	1	1

Dieser Aspekt wird nachfolgend anhand von sechs Teilgebieten untersucht, indem zwei theoretische Verteilungsfunktionen jeweils an die Tagesblitzsummen angepasst und die regionalen Unterschiede diskutiert werden. Der Anpassung geht zur besseren Vergleichbarkeit eine Normierung der Werte mit der jeweiligen Gebietsgröße voraus. Im ersten Schritt wird mithilfe der Gammaverteilung (Gl. 4.1) zunächst die gesamte Stichprobe charakterisiert. Dazu werden der Formparameter α und der Skalierungsparameter β zwischen den Gebieten verglichen. α stellt ein Maß für die Schiefe und β ein Maß für die Breite der Verteilung dar. Tabelle 6.1 zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit für eine hohe Blitzsumme an einem Tag erwartungsgemäß dort erhöht ist, wo Maxima der GT-Häufigkeit auftreten. Beispiele sind das Tessin ($\beta = 33,0$), die Seealpen ($\beta = 40,3$) und der bayerische Alpenrand ($\beta = 23,5$). In den Pyrenäen hingegen fällt der Skalierungsparameter, bei einer vergleichbaren Anzahl an Gewittertagen, mit $\beta = 17,7$ deutlich niedriger aus als in den anderen Gebieten. Unter den Regionen mit schwacher konvektiver Aktivität sticht die Bretagne erwartungsgemäß durch einen sehr niedrigen Skalierungsparameter ($\beta = 5,2$) gegenüber einem Wert von $\beta = 17,0$ an der ebenfalls gewitterarmen

Côte d'Azur heraus. In allen Gebieten ist die kompensierende oder verstärkende Wirkung von α vernachlässigbar. Folglich nehmen die Pyrenäen unter den Gebieten hoher konvektiver Aktivität eine Sonderstellung ein, da dort an Gewittertagen weniger Blitze auftreten als im Mittel. Umgekehrt treten an der Côte d'Azur, verglichen mit anderen Gebieten niedriger konvektiver Aktivität, an Gewittertagen relativ viele Blitze auf.

Um den Zusammenhang zwischen Gewittertagen und der Anzahl von Blitzen pro Tag (Blitzdichte) im Mittel quantitativ zu beschreiben, wird im Folgenden eine Extremwertstatistik durchgeführt. Hierzu wird die POT-Methode (siehe Kap. 4.1.1) angewendet, wobei alle Blitzsummen unter einem bestimmten Schwellenwert aus der Stichprobe gestrichen und die verbleibenden Werte an eine generalisierte Paretoverteilung (GPD, siehe Kap. 4.1.1) angepasst werden. Vorbereitend wird für jede Region der jeweils optimale Schwellenwert anhand von *Mean Excess Plots* bestimmt, um ein verlässliches Anpassungsergebnis zu erzielen (Tab. 6.2). Es wird jeweils der Wert ausgewählt, ab dem der Graph linear verläuft (Abb. 6.3 oben, beispielhaft für das Tessin). Die entsprechenden *Q-Q-Plots* weisen nur geringe Abweichungen der Quantilpunkte von der Winkelhalbierenden des 1. Quadranten auf, sodass von einer hohen Anpassungsgüte auszugehen ist (Abb. 6.3 unten). Die Quantile der GPD werden anschließend in Wiederkehrperioden umgerechnet. Das Ergebnis verdeutlicht die oben in Bezug auf Gewittertage diskutierten großen regionalen Unterschiede (Abb. 6.4). So kommt eine Tagessumme von 30 Blitzen (normiert mit der Anzahl der Gitterzellen) im Tessin statistisch öfter als dreimal im Jahr vor, etwa einmal jährlich in den Pyrenäen und an der Côte d'Azur und nur einmal alle 40 Jahre in der Bretagne. Im Tessin kommt es im Mittel einmal jährlich sogar zu einem Tag mit 63 Blitzen. Bemerkenswert in Abbildung 6.4 ist insbesondere der Verlauf der sich schneidenden Kurven für die Teilgebiete Pyrenäen und Côte d'Azur. Obwohl das letztere Gebiet durch ein Minimum der GT-Häufigkeit gekennzeichnet ist, treten Tagesblitzsummen oberhalb von etwa 40 hier häufiger auf als über dem Gewitterschwerpunkt in den Pyrenäen.

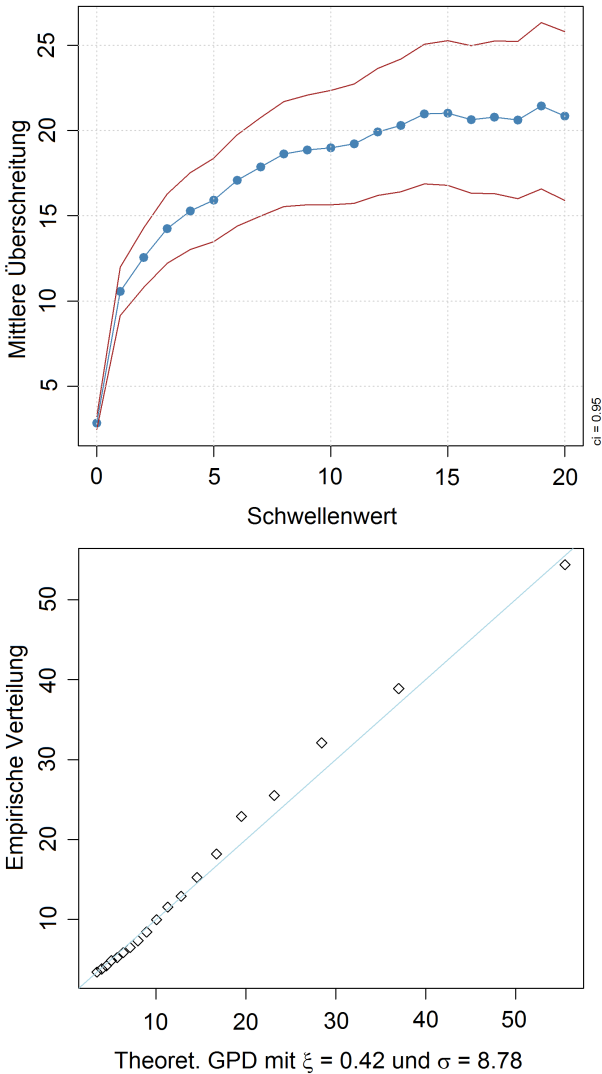


Abbildung 6.3: Oben: *Mean Excess Plot* mit mittlerer Überschreitung (blau) und 95%-Konfidenzbereich (rote Linien). Unten: *Q-Q-Plot* für das Teilgebiet Tessin.

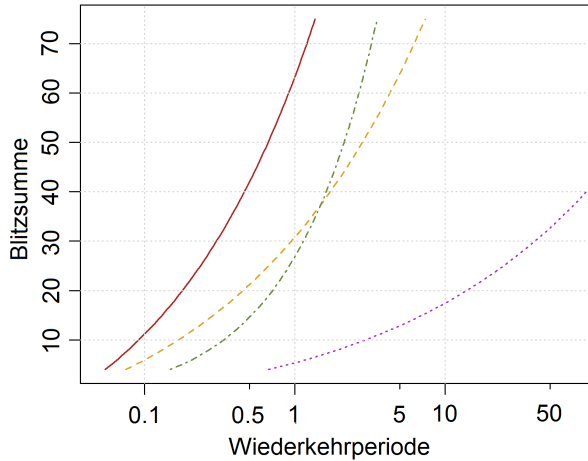


Abbildung 6.4: Wiederkehrperioden verschiedener Tagesblitzsummen in den Teilgebieten Tessin (rot), Pyrenäen (gelb), Côte d'Azur (grün) und Bretagne (violett).

Die Ursache dafür könnte darin bestehen, dass an der Côte d'Azur sporadische Ereignisse mit hohem Blitzaufkommen eine Rolle spielen, während die häufigen Gewittertage in den Pyrenäen relativ wenige Blitze aufweisen. Die Ergebnisse zeigen exemplarisch, wie sich regionale Blitzregime in Bezug auf das Blitzaufkommen je Gewittertag unterscheiden können.

6.2 Saisonale und tageszeitliche Variabilität

Wie in Kapitel 6.1 gezeigt wurde, unterliegt die mittlere konvektive Aktivität ausgeprägten räumlichen Schwankungen. Nachfolgend wird nun die zeitliche Variabilität untersucht, wobei das Augenmerk zunächst auf deren täglicher und saisonaler Komponente liegt. Ein besonderes Interesse gilt hierbei räumlichen Unterschieden bezüglich dieser Moden.

6.2.1 Verknüpfte Jahres- und Tagesgänge

Die konvektive Aktivität besitzt einen deutlichen Tagesgang. Dieser weist zwischen den Teilgebieten eine hohe räumliche Variabilität auf (Abb. 6.5 oben). So tritt zwar über den Seealpen, dem Tessin und dem bayerischen Alpenrand das Maximum der konvektiven Aktivität im Tagesverlauf übereinstimmend in der zweiten Tageshälfte auf, der Zeitpunkt variiert jedoch zwischen 14:00 (Seealpen), 18:00 (Tessin) und 20:00 LZ (bayerischer Alpenrand). Ferner kommt es im Tessin häufig zu nächtlichen Gewittern, in den Seealpen dagegen fast nie (22:00–10:00 LZ). Ein grundlegend verschiedenes Blitzregime ist an der Côte d'Azur anzutreffen, wo ein bimodaler Tagesgang bestehend aus breiten nachmittäglichen (13:00–20:00 LZ) und nächtlichen (00:00–06:00 LZ) Maxima vorherrscht.

Ebenso zeichnen sich die Jahresgänge in den vier Teilgebieten durch auffällige, unterschiedliche Charakteristika aus (Abb. 6.5 unten). Erneut lassen sich Seealpen, Tessin und bayerischer Alpenrand in erster Näherung als Gruppe mit einem ähnlichen Verhalten zusammenfassen, mit einem Maximum jeweils im Sommer, umrahmt von einer starken Zu- und Abnahme im Frühling und Herbst. Dabei fällt in den Übergangsjahreszeiten auf, dass die Gewitteraktivität im Tessin verspätet ansteigt und in den Seealpen verzögert abfällt. Demgegenüber tritt an der Côte d'Azur das Maximum im Herbst auf.

Auf diesen grundlegenden Charakteristika aufbauend, werden im nächsten Schritt verknüpfte Jahres- und Tagesgänge der vier Gebiete betrachtet. Diese lassen sich mithilfe einer mit dem Hovmöllerdiagramm verwandten Darstellungsform visualisieren, bei der auf der Abszisse die Uhrzeit (10-Minuten-Intervalle; Lokalzeit) sowie auf der Ordinate der Tag des Jahres aufgetragen werden und Farbabstufungen die saisonale Variation des Tagesgangs wiedergeben (Abb. 6.6).

Die regionalen Tagesgänge sind meist durch deutliche saisonale Veränderungen gekennzeichnet. Hierbei fallen große Unterschiede selbst zwischen direkt benachbarten Teilgebieten ins Auge.

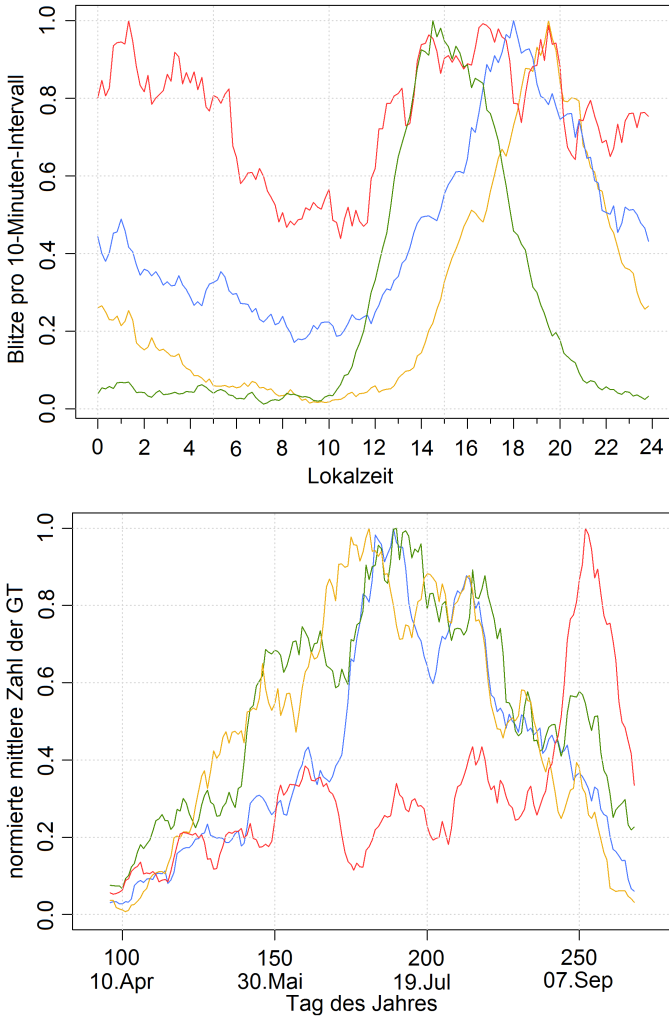


Abbildung 6.5: Mittlerer Tagesgang (oben) und Jahresgang (unten) der Blitzrate (10-Minuten-Intervalle) in den Teilgebieten Tessin (blau), Seelpen (grün), Bayerischer Alpenrand (gelb) und Côte d'Azur (rot).

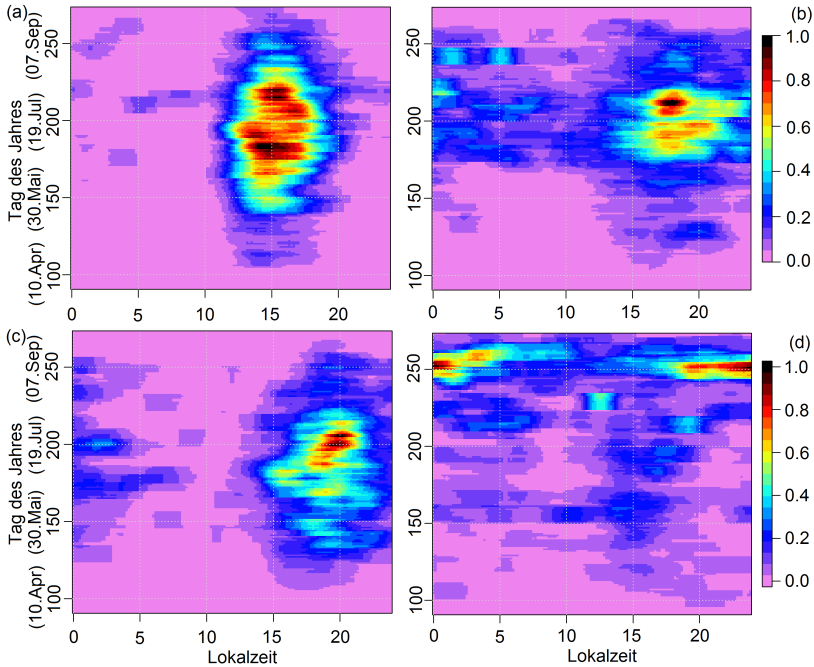


Abbildung 6.6: Mittlere Blitzsumme als Funktion der Lokalzeit (10-Minuten-Intervalle) und des Tag des Jahres für die Teilgebiete (a) Seealpen, (b) Tessin , (c) Bayerischer Alpenrand und (d) Côte d’Azur, normiert mit dem jeweiligen Maximum. Die Ergebnisse wurden mithilfe eines 10-tägigen und 100-minütigen gleitenden Mittels geglättet.

So weisen die Seealpen (Abb.6.6a) einen symmetrischen Tagesgang mit den höchsten Werten gegen 15:00 LZ und nur sehr sporadischer nächtlicher und morgendlicher Blitzaktivität auf. Dieses Maximum bleibt von Mitte Juni bis Anfang August etwa auf gleichem Niveau. Im benachbarten Tessin hingegen (Abb.6.6b) kommt es während der gesamten Nacht häufig zu Gewittern, im Jahresverlauf jedoch nicht vor Ende Juni. Das Maximum verlagert sich in den späten Nachmittag (vgl. auch Abb.6.5), bei deutlich verkürzter saisonaler Ausdehnung mit den höchsten Werten Anfang August. Am bayerischen Alpenrand (Abb.6.6c) ist der Tagesgang, bei ansonsten

überwiegender Übereinstimmung, gegenüber den Seealpen deutlich nach hinten verschoben, was eine bedeutende Blitzaktivität die gesamte erste Nachthälfte hindurch impliziert. Bemerkenswerterweise geht hier, genauso wie im Tessin, der Rückgang der abendlichen Blitzhäufigkeit im Spätsommer nicht mit einem Ausbleiben nächtlicher Gewitter einher. Ein grundsätzlich verschiedenes Verhalten von den übrigen Gebieten zeigt die konvektive Aktivität an der Côte d'Azur (Abb. 6.6d), wo sich zwei saisonale Regime des Tagesgangs erkennen lassen. Von Mai bis Juli kommt es zu einem schwachen Maximum am Nachmittag, begleitet von sporadischer nächtlicher Aktivität. Nach einer Übergangsphase im August verschiebt sich, unter Vervielfachung der Tagesblitzsummen, der Bereich höchster Werte in die Nachtstunden.

Während in früheren Arbeiten bezogen auf Teile des hier verwendeten Untersuchungsgebiets stets ein nachmittägliches Maximum zu nur geringfügig verschiedenen Zeiten ermittelt wurde (z.B. Schulz et al., 2005; Novák und Kyznarová, 2011; Wapler, 2013), weisen die oben vorgestellten Ergebnisse auf erhebliche regionale Unterschiede bezüglich der Lage dieses Maximums sowie des Auftretens nächtlicher Gewitter hin. Außerdem zeigen die Analysen, dass die Tagesgänge im Laufe des Sommerhalbjahrs häufig regional deutlich variieren. Die starken Unterschiede zwischen den benachbarten Gebieten Seealpen und Tessin lassen sich mithilfe der jeweils dominierenden Auslösemechanismen und der vorherrschenden Lebenszyklen der konvektiven Zellen erklären. Zwar gehen Gewitter in beiden Regionen überwiegend auf die orografisch induzierte Hebung mediterraner Luftmassen zurück (vgl. Kap. 6.1). Allerdings deutet im Falle der Seealpen das klar umgrenzte nachmittägliche Maximum auf eine starke Kopplung an die Tagesgänge von Globalstrahlung und bodennahe Temperatur hin. Ab dem Zeitpunkt der Durchmischung in der Grenzschicht werden über der Orografie bevorzugt Einzelzellen ausgelöst, die mit Einsetzen der ausstrahlungsbedingten Abkühlung schnell dissipieren. Im Tessin dagegen begünstigen Konvergenzzonen infolge der komplex gegliederten Orografie und der Kaltluftausflüsse bestehender Gewitter (Gladich et al., 2011; Nisi et al., 2016) die Bildung langlebiger

MCS (Morel und Senesi, 2002) sowie eine Zellauslösung erst während der Nachtstunden. Zusätzlich könnten im Tiefland entstandene konvektive Systeme eine Rolle spielen, die sich an den Voralpen verstärken (Manoochehrnia et al., 2007). Auch am bayerischen Alpenrand kommt es häufiger zu organisierter Konvektion (van Delden, 2001), was die dortige Verschiebung der maximalen Aktivität in den Abend hinein erklärt. Einen weiteren bedeutenden Faktor stellt der variable Einfluss des Mittelmeers auf die atmosphärische Stabilität dar. So wirkt die im Frühjahr noch kühle Wasseroberfläche stabilisierend, was sich in der niedrigen Blitzaktivität im Tessin bis Ende Juni manifestiert. Ab September dagegen ist das Mittelmeer warm relativ zur Luft, und die resultierende Labilisierung führt zu dem beobachteten Wechsel des Blitzregimes an der Côte d'Azur hin zu dominierender nächtlicher Aktivität (siehe auch Kap. 6.2.2). Ein ähnliches Verhalten wurde auch über dem westlichen Mittelmeer (Santos et al., 2013) und über dem Golf von Venedig beobachtet (Gladich et al., 2011). Darüber hinaus ist die Land-See-Wind-Zirkulation ein möglicher Auslösemechanismus nächtlicher Zellen.

6.2.2 Monatliche Verteilungen der konvektiven Aktivität

Die Merkmale zeitlicher Variabilität und deren räumliche Unterschiede, wie sie im vorhergehenden Abschnitt diskutiert wurden, bilden die Grundlage für die nachfolgende detailliertere Betrachtung des Jahresgangs der konvektiven Aktivität. Dazu wird die mittlere räumliche Verteilung der Gewittertage (GT) im gesamten Untersuchungsgebiet für jeden Monat des Sommerhalbjahrs separat dargestellt (Abb. 6.7).

Grundsätzlich zeigen die Karten für die meisten Regionen die höchsten Werte im Juli, was auf die Saisonalität der solaren Einstrahlung und bodennahen Temperatur zurückzuführen ist. Überlagert finden sich darüber hinaus einige weitere regionale Besonderheiten. Im April (Abb. 6.7a) weisen bereits viele der Regionen eine leicht erhöhte Anzahl von Gewittertagen auf, in denen auch im Jahresmittel Maxima der konvektiven Aktivität liegen (vgl. Abb. 6.2).

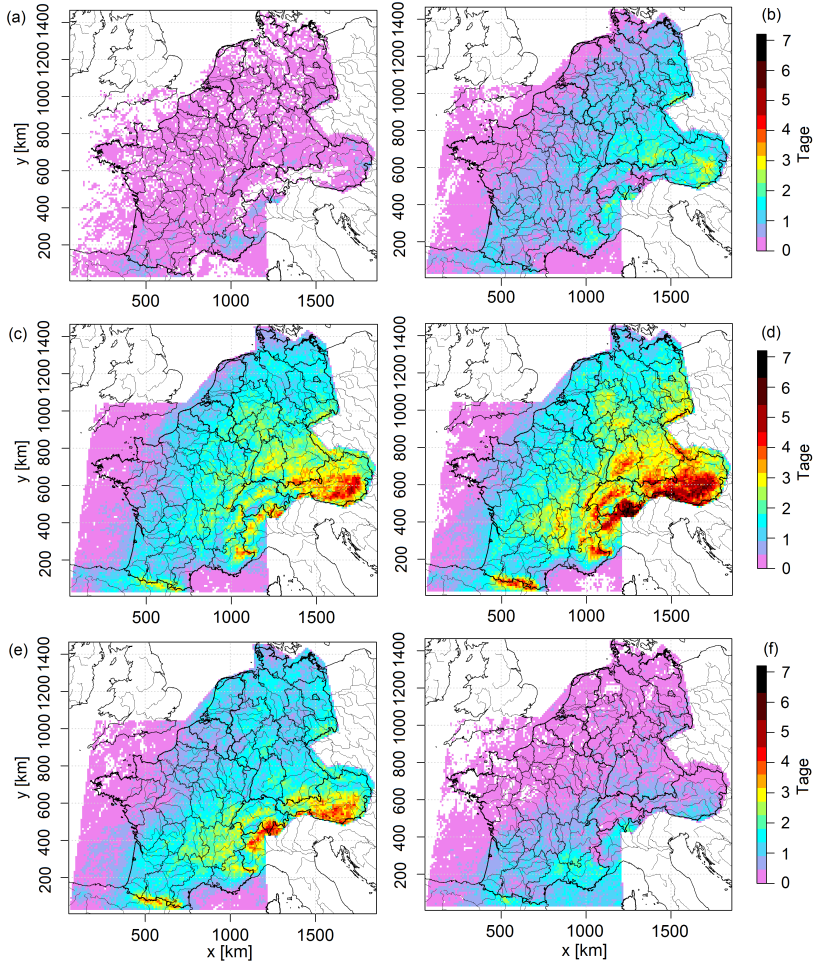


Abbildung 6.7: Mittlere Zahl der Gewittertage für Gitterzellen mit der Seitenlänge 10km in den Sommerhalbjahren 2001–2014 analog zu Abbildung 6.2, aber separat für die Monate (a) April, (b) Mai, (c) Juni, (d) Juli, (e) August und (f) September. Weiße Gitterzellen sagen aus, dass dort während des Bezugszeitraums kein Gewittertag aufgetreten ist, die Farbskala umfasst also den Wertebereich (0, 7].

Dagegen kommt es entlang der Kämmen der Zentralalpen und in Haupttälern wie dem Rhône-tal nur vereinzelt zu Gewittern. Im Mai und Juni (Abb. 6.7b,c) dominiert das im südlichen Österreich gelegene räumliche Maximum (3,5 bzw. 5 GT). Dabei verlagert sich dessen Schwerpunkt allmählich in südwestlicher Richtung von den östlichsten Alpenausläufern nahe der ungarischen Grenze im April über die Randgebirge westlich und nördlich von Graz bis nach Osttirol im Juli (Abb. 6.7d). Während das Tessin bis Juni noch eine deutlich geringere konvektive Aktivität aufweist, erreicht es im Juli vergleichbare (7 GT), im Mittel über eine größere Fläche sogar höhere Werte als das südliche Österreich. Ein Vergleich mit dem bayerischem Alpenrand in Abbildung 6.7b verdeutlicht die verzögerte Intensivierung der konvektiven Aktivität im Tessin während des Frühjahrs (vgl. auch Abb. 6.5). Die Südwestverschiebung des Gewitterschwerpunkts erfasst folglich einen Großteil des südlichen Alpenrands. Im August (Abb. 6.7e) setzt fast überall eine starke Abnahme der Gewitterhäufigkeit ein. Nur entlang der französischen Mittelmeerküste und im angrenzenden unteren Rhône-tal steigen die Werte noch an. Im September (Abb. 6.7f) setzt sich dort die Zunahme weiter fort, im Gegensatz zu einem weitgehenden Abklingen der Blitztätigkeit in den restlichen Regionen. Es bleiben, bei stark gesunkenen Häufigkeiten, die räumlichen Maxima im Tessin (2 GT) und in den Pyrenäen (2,5 GT) bestehen.

Im Frühling reichert sich die Luft im niedrig gelegenen und nach Südosten hin offenen Grazer Becken viel früher mit Feuchtigkeit an als in den inneralpinen Gebieten weiter westlich. Dort unterbindet die längere Schneebedeckung außerdem bis in den Juni hinein das solare Aufheizen der Hänge (Wakonigg, 1978; Bertram, 2000). Besonders betroffen von diesem Effekt sind die Gipfelregionen der Alpen. Im Juli schließlich hat sich im Mittel in den unteren Schichten feuchtere Luft bis in die Täler der österreichischen Zentralalpen ausgebreitet. Dies führt in Verbindung mit orografischer Hebung zu intensiver Blitzaktivität in diesem Gebiet und zur südwestlichen Verlagerung der konvektiven Kernzone. Das zugehörige Maximum in Osttirol, das sich sogar auf die teilvergletscherte Tauerngruppe

erstreckt, könnte auf Feuchtekongvergenzen beim Zusammentreffen von Drau- und Pustertal zurückgehen. Während die stabilisierende Wirkung des Mittelmeers das Maximum im Tessin bis Juni dämpft, führen die günstigen orografischen Strukturen zusammen mit einer hohen Feuchte zum beobachteten starken Anstieg der Gewitterhäufigkeit im Juli (vgl. Kap. 6.1). Diese markante Südwestverschiebung des räumlichen Primärmaximums steht im Einklang mit den Ergebnissen von Morel und Senesi (2002) in Bezug auf die häufigere Entstehung von MCS. Im September führt die schwächer werdende Sonneneinstrahlung zu einer verringerten Instabilität im gesamten Untersuchungsgebiet. Eine Ausnahme bildet die Mittelmeerküste, da der thermisch träge Wasserkörper die aufliegenden Luftmassen labilisiert und somit die Gewitterbildung, auch in angrenzenden Gebieten, begünstigt. Im Oktober, für den keine Blitzdaten vorliegen, verstärkt sich nach Anderson und Klugmann (2014) dieser Effekt, sodass die konvektive Aktivität über dem Mittelmeer klar dominiert. Die Verfügbarkeit feucht-warmer, mediterraner Luftmassen liefert außerdem die Ursache für das Fortbestehen der räumlichen Maxima im Tessin und in den Pyrenäen im September (Nisi et al., 2016).

6.2.3 Länge der Blitzperiode

Als weiterer Aspekt der Saisonalität wird in diesem Abschnitt die Länge der Blitzperiode untersucht, definiert als mittlere Zeitspanne zwischen dem ersten (Abb. 6.8 oben) und letzten jährlichen Gewittertag (Abb. 6.8 unten) in einer Gitterzelle, jeweils angegeben durch den Tag des Jahres. Wie Abbildung 6.8 zeigt, gehen räumliche Maxima konvektiver Aktivität zumeist mit einer langen und Minima mit einer kurzen Blitzperiode einher. So werden die beiden Verteilungen analog zu Abbildung 6.2 von einem großräumigen Gradienten in Nordwest-Südost-Richtung dominiert. Hervorzuheben sind auch die klar abgegrenzten räumlichen Extrema im Alpenraum, wie beispielsweise die sehr kurze Blitzperiode im oberen Rhôneal (Ende Juni bis erste Augusthälfte) und die sehr lange im benachbarten Tessin (Ende April bis Anfang September).

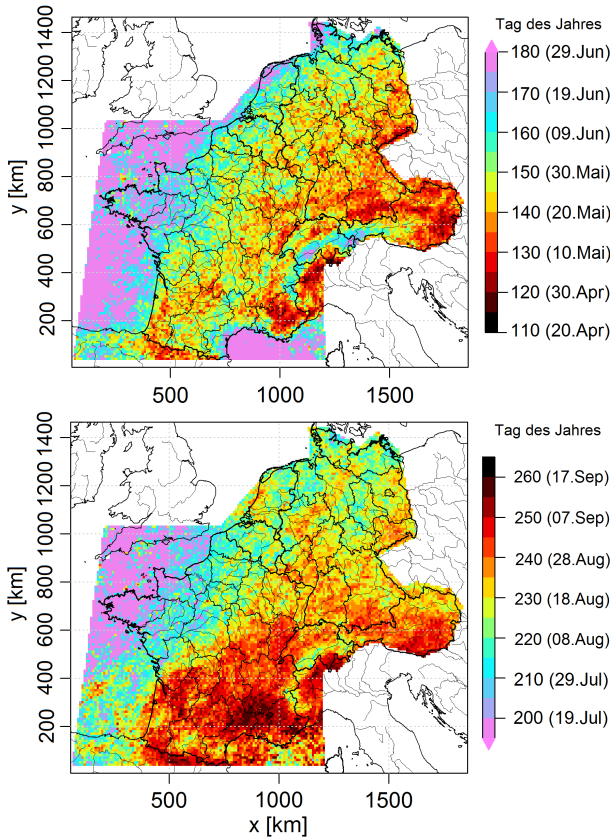


Abbildung 6.8: Mittlerer Tag des Jahres, an dem der erste (oben) und letzte Gewittertag (unten) auftreten.

Generell zeichnen sich folglich Gebiete, an denen häufig die Voraussetzungen für die Entstehung konvektiver Zellen erfüllt sind (viele Gewittertage), auch durch eine längere Verfügbarkeit dieser günstigen Bedingungen aus. Der denkbare Fall, dass sich wenige Gewittertage über einen langen Zeitraum verteilen, tritt offensichtlich nicht auf. Diesem Grundmuster der räumlichen Verteilungen der Länge der Blitzperiode sind zugleich komplexere Strukturen

überlagert, die sich in Bezug auf Anfang und Ende der Blitzperiode substanziell unterscheiden. So weist die Verteilung des letzten Gewittertags (Abb. 6.8 unten) deutlich weniger Ähnlichkeiten zum Muster der mittleren konvektiven Aktivität auf als die des ersten Gewittertags (Abb. 6.8 oben). Insbesondere sind die räumlichen Unterschiede in orografisch gegliedertem Gelände geringer, wie am Beispiel des nördlichen Alpenrands, oberen Rhôneals und der Seealpen sichtbar wird. In Südostfrankreich fällt außerdem ein ausgedehntes Gebiet um das untere Rhôneal auf, in dem die Blitzperiode, unabhängig von der Orografie, sehr spät endet (Mitte September). Auch über dem angrenzenden Mittelmeer tritt der letzte Gewittertag im Mittel spät auf (erste Septemberhälfte), bei einem gleichzeitig deutlich verzögerten Beginn der Blitzperiode (Ende Juni).

Schneebedeckung, bodennaher Feuchtegehalt und Oberflächentemperatur des Mittelmeers stellen, wie in den Kapiteln 6.2.1 und 6.2.2 diskutiert, drei zentrale Einflussfaktoren der Saisonalität konvektiver Aktivität dar. Sie dienen auch als Erklärung für die beobachteten Anomalien bezüglich Anfang und Ende der Blitzperiode. Als Folge der persistenten Schneedecke in den inneren Alpen und des Feuchtemangels in den dortigen Tälern stellt sich der erste Gewittertag hier erst merklich später ein als in den Randgebirgen, was zu den starken räumlichen Gradienten (Abb. 6.8 oben) führt. In diesem Zusammenhang sei nochmals auf die Südwestverlagerung der Zone maximaler Aktivität im südlichen Österreich (vgl. Kap. 6.2.2) verwiesen, die sich in einem Gradienten zwischen der Tauernregion (Ende Mai) und den östlichen Voralpen (Ende April) widerspiegelt. Die Labilisierung mediterraner Luft infolge der warmen Wasseroberfläche zum Ende des Sommerhalbjahrs, kombiniert mit einem hohen Feuchteeintrag, induziert die Entstehung von Herbstgewittern auch landeinwärts in größerer Entfernung von der Mittelmeerküste. Offenbar tritt keine Verstärkung dieses Effekts durch Interaktion mit der Orografie auf. Die äußerst hemmende Wirkung kalter Meeresoberflächentemperaturen im Frühling und Frühsommer zeigt sich in Form des flächendeckend späten Beginns der Blitzperiode über dem Mittelmeer.

6.3 Jahr-zu-Jahr-Variabilität

Im vorausgegangenen Kapitel wurde die zeitliche Variabilität hinsichtlich ihrer täglichen und saisonalen Moden diskutiert. Ein zentrales Ziel dieser Arbeit ist es darüber hinaus, zeitliche Variabilitäten auf größeren Zeitskalen räumlich differenziert zu untersuchen. Obwohl der 14-jährige Zeitraum, für den Blitzdaten vorliegen, deutlich kürzer ist als der klimatologische Bezugszeitraum (30 Jahre), eignet sich der Datenumfang für die Analyse einiger grundlegender Aspekte der mehrjährigen Variabilität. Verglichen mit früheren Arbeiten, die auf kürzeren Stichproben beruhen (z.B. Schulz et al., 2005; Santos et al., 2012), lassen sich aus den Ergebnissen zudem belastbarere Aussagen ableiten.

6.3.1 Variabilität der jährlichen konvektiven Aktivität

Die Blitzsumme im gesamten Untersuchungsgebiet ist durch eine ausgeprägte Veränderlichkeit von Jahr zu Jahr gekennzeichnet. So stehen dem Höchstwert von 3,6 Millionen Blitzen im Jahr 2006 lediglich 2,1 Millionen Blitze in den Jahren 2010 und 2012 gegenüber. Zugleich zeichnet sich die mehrjährige Variabilität durch komplexe räumliche Unterschiede aus, wie Abbildung 6.9 zeigt. Zwar gibt es Jahre, in denen fast überall eine erhöhte (2006, Abb. 6.9a) oder reduzierte (2010, Abb. 6.9b) konvektive Aktivität registriert wird. In den meisten Fällen sind hingegen keine einheitlichen räumlichen Muster zu erkennen. So fällt im Jahr 2001 das räumliche Maximum zwischen dem Tessin und Turin sehr stark aus (Abb. 6.9c), im Gegensatz zu einer nur geringen Aktivität in Südösterreich und den Pyrenäen. Daneben kommt es zu lokalen Maxima südöstlich des Pariser Beckens und in der Umgebung von Hamburg, die im 14-jährigen Mittel nicht ausgeprägt sind. 2013 wiederum liegt in den Pyrenäen, den Seealpen und dem Jura eine erhöhte konvektive Aktivität vor, während die Werte in Südösterreich und dem Tessin niedrig ausfallen (Abb. 6.9d).

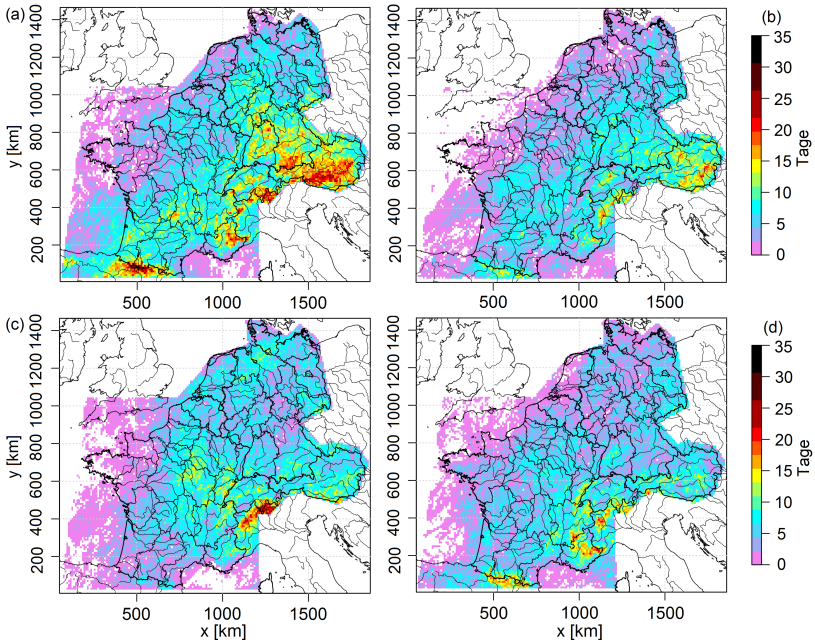


Abbildung 6.9: Jährliche Zahl der Gewittertage (a) 2006, (b) 2010, (c) 2001 und (d) 2013 (jeweils Sommerhalbjahr).

Diese hohe Variabilität von Jahr zu Jahr lässt sich, zumindest teilweise, mit dem verschieden häufigen Auftreten typischer Konfigurationen der Höhenströmung erklären, die die Gewitterentstehung fördern oder hemmen. Wie außerdem in Piper et al. (2016) gezeigt wurde, aggregieren Tage mit konvektionsförderlichen Wetterlagen oft zu längeren Serien (Clustern), weshalb das Eintreten einer solchen Wetterlage eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür impliziert, dass die gewitterträchtigen Bedingungen mehrere Tage lang anhalten. Dieser Persistenzeffekt steigert folglich die Jahr-zu-Jahr-Variabilität der konvektiven Aktivität zusätzlich. Die Persistenzeigenschaften verschiedener Indikatoren hoher Gewitterneigung werden in Kapitel 8.1.3 näher untersucht.

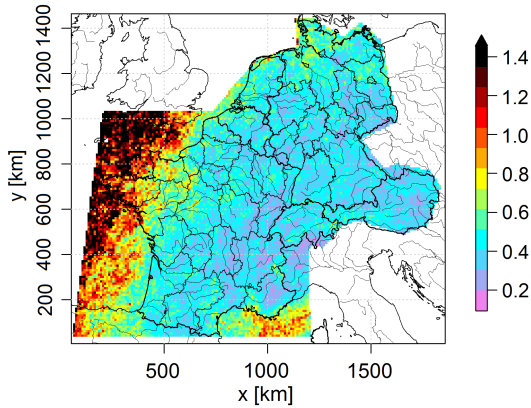


Abbildung 6.10: Räumliche Verteilung des Variationskoeffizienten als Maß für die Dispersion der jährlichen Anzahl der Gewittertage.

Als weiterer Aspekt der Jahr-zu-Jahr-Variabilität wird nachfolgend für jede der $10 \times 10 \text{ km}^2$ -Gitterzellen die Streuung der jährlichen Häufigkeit von Gewittertagen betrachtet. Anstelle der Stichproben-Standardabweichung, die stark vom Mittelwert abhängt, wird als relatives Dispersionsmaß der Variationskoeffizient (VK) verwendet (Kap. 4.1.3). Wie Abbildung 6.10 zeigt, weisen weite Teile des Untersuchungsgebiets eine vergleichbare Streuung auf. Der VK liegt unter Berücksichtigung eines Hintergrundrauschens von $\pm 0,1$ großräumig bei etwa 0,4, das heißt die Standardabweichung liegt bei 40% des Mittelwerts. Die zuvor diskutierten großen regionalen Unterschiede in Bezug auf die mehrjährige Variabilität gehen offensichtlich mit keinen signifikanten räumlichen Strukturen der Dispersion einher. Dennoch fallen einzelne Extrema des VK auf, wobei die Maxima in Gebieten sehr niedriger und die Minima in Gebieten sehr hoher konvektiver Aktivität liegen. So wird eine hohe Streuung zum Beispiel im gewitterarmen Norddeutschland sowie über dem oberen Rhônetal beobachtet (vgl. Kap. 6.1). Dieser Effekt beruht auf der Beschränkung des Wertebereichs der GT-Zeitreihen auf die Menge

der natürlichen Zahlen. Bei generell niedrigen Jahressummen erhöht eine Zunahme um einen GT in einem bestimmten Jahr die Streuung bedeutend stärker als in Gebieten höherer konvektiver Aktivität. Der Extremfall ist mit Werten von bis zu 3,3 über dem Atlantik zu beobachten, wo sich der VK infolge äußerst seltener Gewittertage seiner Singularität nähert.

6.3.2 Räumliche Korrelationsmuster

Die Ergebnisse aus Kapitel 6.3.1 haben gezeigt, dass sich die verschiedenen Teilgebiete durch eine unterschiedliche mehrjährige Variabilität auszeichnen und diesbezüglich nur partiell miteinander gekoppelt sind. Um die räumlichen Zusammenhänge näher zu charakterisieren, werden Korrelationskarten bezüglich vier verschiedener Referenzpunkte berechnet, die derart gewählt wurden, dass sie jeweils in einer Region hoher mittlerer konvektiver Aktivität liegen. Der Korrelationskoeffizient wird dann für die jährlichen GT-Häufigkeiten in jeder Gitterzelle bezüglich der entsprechenden Zeitreihe an dem jeweiligen Referenzpunkt berechnet (Abb. 6.11).

Die Regionen, innerhalb derer die Zeitreihen statistisch signifikant mit der Referenzzeitreihe korreliert sind, unterscheiden sich erheblich in ihrer Ausdehnung und Form. So weist der zwischen Schwarzwald und Schwäbischer Alb gelegene Referenzpunkt (Abb. 6.11a) einen starken und signifikanten Zusammenhang mit einem großen Gebiet auf, das von den Vogesen über Bayern bis nach Südostösterreich reicht. Demgegenüber ist der korrelierte Bereich deutlich kleiner und schmaler, wenn ein Referenzpunkt nordöstlich des Erzgebirges betrachtet wird (Abb. 6.11b). Die signifikanten Werte erstrecken sich hier entlang der tschechischen und polnischen Grenze bis nach Usedom. Ein bimodales Verhalten zeigt das Korrelationsfeld bezüglich des Referenzpunkts in den südlichen Pyrenäen (Abb. 6.11c), für den sich ein signifikanter Zusammenhang mit den Seealpen ergibt, nicht aber mit dem zwischen Pyrenäen und Seealpen liegenden Gebiet.

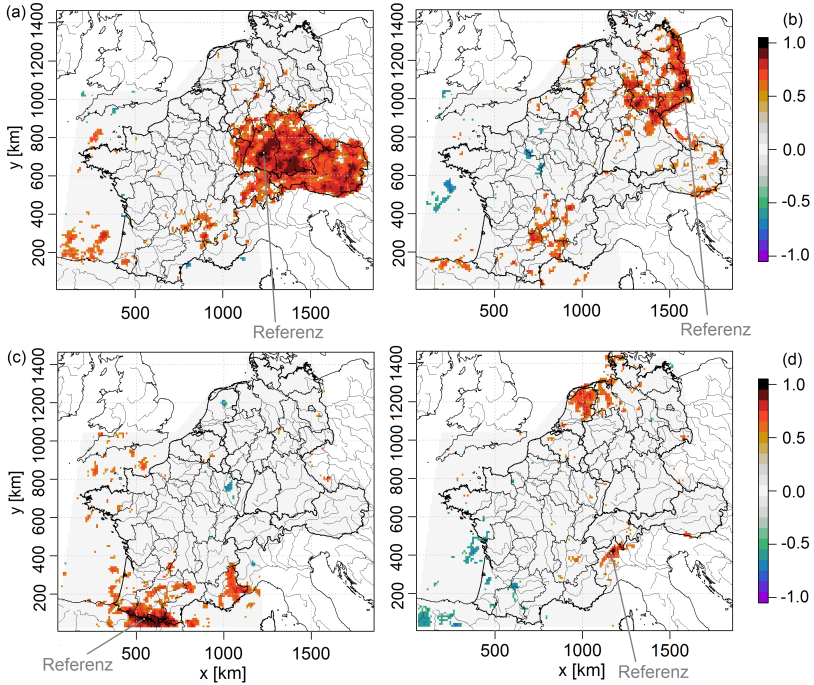


Abbildung 6.11: Räumliche Korrelation (Koeffizient nach Spearman r_s) der jährlichen Zahl der Gewittertage bezüglich Referenzgitterzellen (als graue Punkte hervorgehoben) (a) zwischen Schwarzwald und Schwäbischer Alb, (b) nördlich des Erzgebirges, (c) in den südlichen Pyrenäen und (d) südwestlich des Tessins. Nicht-signifikante Werte ($S_i = 95\%$) wurden zuvor auf Null gesetzt.

Der Referenzpunkt südwestlich des Tessins (Abb. 6.11d) ist hingegen nur mit einem äußerst kleinen Bereich positiv korreliert, der bemerkenswerterweise auch nur einen Teil der Fläche des dortigen Hauptmaximums konvektiver Aktivität umfasst. Insbesondere liegt kein signifikanter Zusammenhang mit dem Tessin selbst vor. Zugleich ergibt sich eine Antikorrelation mit entfernten Gebieten beispielsweise in Nordwestspanien. Die hohen positiven Werte in Teilen der Niederlande könnten auf eine komplexe Scheinkorrelation, das heißt einen indirekten Zusammenhang unter Beteiligung weiterer Einflussfaktoren,

zurückgehen, stellen aber wahrscheinlich eher ein zufallsbedingtes Maximum dar, was sich auch bei dem verwendeten Signifikanzniveau von 95% nicht ausschließen lässt.

Die beschriebenen Eigenschaften räumlicher Korrelationsfelder lassen den Schluss zu, dass je nach Region unterschiedliche großräumige Wetterlagen die konvektive Aktivität begünstigen, wie auch von Nisi et al. (2016) in Bezug auf Hagel diskutiert. Beispielsweise deutet die Koppelung der Zeitreihen in den Pyrenäen und Seealpen darauf hin, dass Gewitter jeweils von Wetterlagen begünstigt werden, die zur Advektion feuchter, mediterraner Luft in Richtung der Berge und starker orografischer Hebung führen. Jahre, in denen sich diese Wetterlagen häufig einstellen, gehen folglich in beiden Regionen mit vielen Gewittertagen einher. Im Gegensatz dazu weisen die Seealpen trotz der räumlichen Nähe keinerlei Zusammenhang mit dem Tessin auf. Dort zeigen die hohen Gradienten des Korrelationskoeffizienten vielmehr, dass dieselbe Wetterlage an unmittelbar benachbarten Orten zu einer unterschiedlichen Gewitterneigung führt. Dieses Verhalten lässt sich mit der komplex gegliederten lokalen Orografie erklären (vgl. z.B. Kap.6.2.1). Der Streifen hoher Korrelationen entlang der deutsch-polnischen Grenze weist auf den Einfluss potentiell instabiler Luftmassen aus dem Südosten hin und liefert einen weiteren Beleg dafür, dass die in Abbildung 6.2 beobachtete erhöhte konvektive Aktivität in diesem Gebiet der Ausläufer eines Maximums in der Hohen Tatra ist. Auf diesen Zusammenhang wird in Kapitel 7.2 näher eingegangen. Die ausgedehnte Zone hoher Werte des Korrelationskoeffizienten in Süddeutschland und Österreich deutet auf einen steuernden Einfluss von Wetterlagen hin, die mit einer südwestlichen Strömung, eventuell in Verbindung mit einer Spanish Plume, einhergehen. Instabile Luft, die auf diesem Wege die Alpennordseite erreicht hat, kann hier bis zum Eintreffen eines nachfolgenden Troges über einen längeren Zeitraum verweilen und sich nach Osten hin ausbreiten.

Ergänzend zu den diskutierten großskaligen Advektionsmechanismen ist zu beachten, dass bodennahe Feuchte und Labilität auch lokal infolge von

Evapotranspiration und solarer Erwärmung generiert werden. Diese Prozesse leisten ebenfalls einen Beitrag zur beobachteten mehrjährigen Variabilität. Des Weiteren können Gewitter nicht nur durch großskalige Antriebe, sondern auch infolge von Prozessen innerhalb der Grenzschicht ausgelöst werden, wobei lokalskalige Parameter, wie zum Beispiel Bodenfeuchte oder Landnutzung, eine entscheidende Rolle spielen (z.B. Barthlott et al., 2010).

7 Konvektionsrelevante Wetterlagen und Strömungskonfigurationen

Die Diskussion der in Kapitel 6 auf Basis von Blitzdaten vorgestellten Ergebnisse zur täglichen, saisonalen und mehrjährigen Variabilität führte zu der Schlussfolgerung, dass die räumliche und zeitliche Variabilität der konvektiven Aktivität neben lokalen und regionalen Faktoren wie beispielsweise den orografischen Strukturen eine maßgebliche Beeinflussung durch großskalige Prozesse erfährt. Ziel des folgenden Kapitels ist es, diese Wirkmechanismen anhand von Analysen der synoptischskaligen Strömungskonfiguration fundiert zu untersuchen. Die in Kapitel 5.2 vorgestellte, neu entwickelte konvektionsoptimierte objektive Wetterlagenklassifikation konOWLK, deren Klassen Tage mit einer hohen Wahrscheinlichkeit für die Entstehung verbreiteter Gewitter aus dem Kontinuum möglicher Atmosphärenzustände separieren, dient dabei als Indikator für die Gewitterneigung. Da sie für einen Zeitraum von 57 Jahren berechnet wurde, ist eine hohe Verlässlichkeit der Ergebnisse zu erwarten. Zunächst werden in Kapitel 7.1 die räumliche Verteilung der mittleren Gewitterneigung und über Europa typische Strömungsmuster vorgestellt. Die eigentliche Verknüpfung von großskaliger Strömung und konvektionsförderlichen Bedingungen ist Inhalt von Kapitel 7.2. Eine räumlich differenzierte Analyse des Zusammenhangs zwischen atmosphärischer Strömung und konvektiver Aktivität bildet den Abschluss des Kapitels, wobei typische Strömungsmuster für die Teilstichprobe der gewitterförderlichen Tage zwischen verschiedenen Regionen verglichen werden (Kap. 7.3).

7.1 Mittlere Gewitterneigung und typische Strömungskonfigurationen über Europa

Das neu entwickelte Wetterlagen-Klassifikationsschema konOWLK und der darauf basierende Proxy WFLHX für eine konvektionsförderliche Wetterlage ermöglichen es nun, die raum-zeitliche Analyse der konvektiven Aktivität auf Zeiten und Gebiete auszudehnen, für die keine Blitzdaten vorliegen. Die großskaligen Antriebsmechanismen für die beobachtete Variabilität lassen sich damit basierend auf der Analyse typischer Strömungsmuster auf einfache Weise identifizieren.

7.1.1 Räumliche Verteilung der Gewitterneigung

Die Definition der konOWLK (Kap.5.2) lässt sich leicht auf beliebige Bezugsgebiete verallgemeinern. Ein Ausschnitt des CoastDat-Modellgitters, der das Untersuchungsgebiet und angrenzende Regionen umfasst (vgl. Abb.3.4), wird hierzu mit konOWLK-Referenzgebieten der Seitenlängen $15\text{ GP} \times 15\text{ GP}$ überdeckt, die gegeneinander jeweils um 7 GP verschoben sind. Hierdurch stoßen die mit dem Faktor 3 gewichteten Kerngebiete aneinander und die mit dem Faktor 1 und 2 gewichteten Ränder überlappen mit den benachbarten Gebieten, was kontinuierliche Übergänge sicherstellt. Den von θ_e und PW zu subtrahierenden mittleren Jahresgang ermittelt der Algorithmus für jedes Gebiet getrennt. Die Schwellenwerte zur Abgrenzung der Klassen, die für Deutschland ermittelt wurden, bleiben dagegen unverändert, um die räumliche Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

Die mittlere jährliche Häufigkeit der Wetterlage WFLHX (konvektionsförderliche Bedingungen), die als Maß für die Gewitterneigung verwendet wird, nimmt ihre höchsten Werte in einem bogenförmigen Streifen von den Pyrenäen über Süddeutschland bis in die Slowakei an (15-17 Tage; Abb. 7.1a). Nördlich davon fällt sie schnell ab auf Werte zwischen 5 und 7 Tagen pro Jahr in den küstennahen Gebieten Kontinentaleuropas.

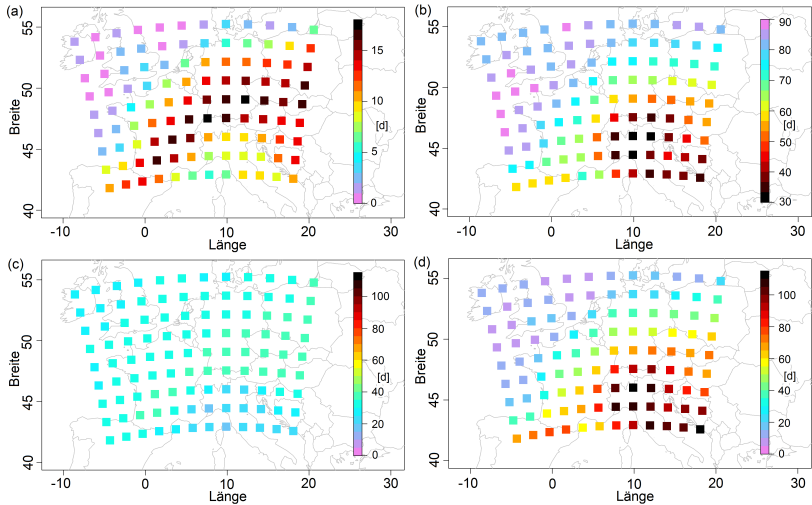


Abbildung 7.1: Mittlere jährliche Häufigkeit von Tagen [d] mit (a) konvektionsförderlichen (WFLHX), (b) konvektionshemmenden Bedingungen (KTSAX), sowie Anzahl der Überschreitungen des konOWLK-Schwellenwerts für (c) θ_e und (d) SLI. Bei (a) und (b) wurden aus Darstellungsgründen unterschiedliche Wertebereiche verwendet, außerdem ist die Farbabfolge in (b) invers.

Jenseits der Küsten setzt ein markanter weiterer Rückgang der Häufigkeit ein. So treten zum Beispiel über der Biskaya und Ostsee noch höchstens 2-3 WFLHX-Tage auf, wohingegen westlich von Cornwall und über Teilen der Nordsee nie konvektionsförderliche Bedingungen auftreten. Im Bereich der Britischen Inseln zeigt die Gewitterneigung lediglich ein schwaches Nebenmaximum. Eine zweite Region sehr hoher Werte erstreckt sich in meridionaler Ausrichtung zwischen Bosnien und Nordostpolen (jeweils 13 Tage pro Jahr). Dagegen treten in Norditalien und der Südschweiz höchstens 9 Tage auf. Über dem Mittelmeer südlich der Côte d’Azur befindet sich ein lokales Minimum (5 Tage). Die Verteilung der gewitterhemmenden Tage (KTSAX; Abb. 7.1b) bestätigt das großräumige Muster der Gewitterneigung mit bis zu 90 als KTSAX klassifizierten Tagen über Atlantik, Nord- und

Ostsee und unter 50 Tagen zum Beispiel in Süddeutschland. Ein markanter Unterschied ist jedoch in Norditalien zu beobachten, wo mit nur 30 gewitterhemmenden Tagen das absolute Minimum auftritt.

Die betrachteten Verteilungen legen, in Übereinstimmung mit den in Kapitel 6 diskutierten Ergebnissen, eine große Bedeutung von Strömungsmustern nahe, bei denen subtropische Luftmassen westlich der Alpen nordostwärts ziehen. Darüber hinaus geben die hohen WFLHX-Häufigkeiten am östlichen Rand des Gebiets einen Hinweis auf die Relevanz eines weiteren Advektionswegs für konvektionsförderliche Luftmassen, die ihren Ursprung in diesem Fall über dem Schwarzen Meer und dem nordöstlichen Mittelmeer (Adria, Ägäis) haben und bei passender Anströmung nord- und nordwestwärts advehiert werden. Der Einfluss dieser beiden Strömungsregime wird in Kapitel 7.2 näher untersucht. Es entspricht der Erwartung, dass orografisch bedingte Extrema, wie sie den großräumigen Strukturen in der räumlichen Verteilung der Gewittertage (Abb. 6.2) überlagert waren, hier nicht mehr sichtbar sind, denn die konOWLK beruht auf der Auswertung regionaler Mittelwerte und kann lokale Strömungsmuster, wie sie in Gebirgen relevant sind, nicht auflösen. Der Bereich relativ seltener WFLHX-Tage in Norditalien geht auf das hohe Niveau fühlbarer und latenter Wärme in der Poebene zurück. Die dementsprechend stark erhöhten Mittelwerte von θ_e und PW verfälschen das Klassifikationsergebnis der konOWLK, da Überschreitungen im Vergleich zu Regionen mit niedrigeren Mittelwerten seltener auftreten, gewitterförderliche Bedingungen jedoch schon bei einem neutralen Klassifikationsergebnis für θ_e und PW vorliegen können. Übereinstimmend damit zeigen die Abbildungen 7.1c und d, dass in Norditalien zwar ein Minimum bezüglich θ_e , das gemäß Kapitel 5.2 in Anomalieform ausgewertet wird, aber ein Maximum bezüglich des als absolute Größe vorliegenden SLI zu beobachten ist. Die hohe Labilität bewirkt auch, dass es in Norditalien erwartungsgemäß sehr selten zu KTSAX-Tagen kommt. Für die Anwendung auf Regionen, in denen feucht-warme Luftmassen über einen Großteil des Sommerhalbjahres vorherrschen

oder zumindest sehr hohe Verweildauern aufweisen, müsste die konOWLK folglich modifiziert werden.

7.1.2 Typische Strömungskonfigurationen

Im nächsten Schritt wird die gesamte Stichprobe bestehend aus den Geopotentialfeldern auf dem 500 hPa-Niveau zum 12 UTC-Termin an allen Tagen der Sommerhalbjahre 1958–2014 einer T-Moden-Hauptkomponentenanalyse (THKA) unterzogen, um aus dem Kontinuum aufgetretener Strömungskonfigurationen unter Ausnutzung der vorhandenen inneren Ordnung der Eingangsdaten typische Felder zu extrahieren (Kap. 4.2.1). Diese können daraufhin verwendet werden, um die Abhängigkeit der konvektiven Neigung von der Strömung in der mittleren Troposphäre zu diskutieren und konvektionsförderliche Strömungsmuster zu bestimmen. Die resultierenden Werte der Hauptkomponenten sind aus mathematischen Gründen zwar dimensionslos, aber direkt proportional zur Dimension der Eingangsdaten (von Storch und Zwiers, 2001). Sie lassen sich deshalb als typische Geopotentialfelder interpretieren. Dennoch entspricht es der korrekten mathematischen Praxis, keine mittleren Geopotentialwerte zu addieren, um dadurch Werte mit einer physikalischen Dimension zu erhalten.

Der Stichprobenumfang von 10431 Tagen hätte einen erheblichen zusätzlichen Rechenaufwand und die Gefahr einer singulären Kovarianzmatrix zur Folge, würde die gesamte Stichprobe in die THKA miteinbezogen. Daher werden die rotierten Hauptkomponenten (RHK) stattdessen basierend auf einer willkürlich ausgewählten Teilmenge ermittelt, die nur jeden fünften Tag umfasst. Das Ergebnis ist robust gegenüber Variationen dieser Auswahl, wie Berechnungen auf der Basis verschobener Teilstichproben zeigen. Die dabei nicht klassifizierten Tage werden anschließend nachträglich klassifiziert, indem ihre Ladungsvektoren mittels Projektion auf die bereits feststehenden Hauptkomponenten berechnet und anhand ihres höchsten Werts eindeutig einer Klasse zugeordnet werden (Huth, 1996).

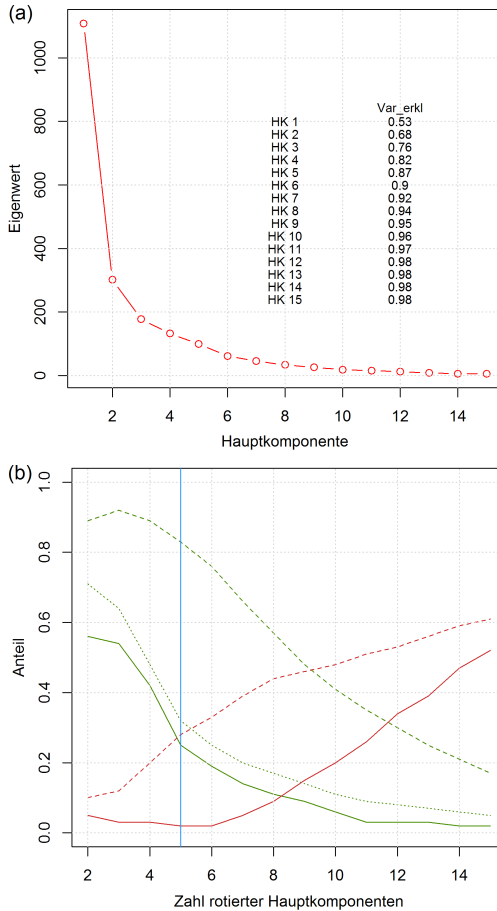


Abbildung 7.2: Ermittlung der optimalen Zahl zu rotierender Hauptkomponenten, die bezüglich der täglichen Felder des Geopotentials (500 hPa) in den Sommerhalbjahren 1958–2014 berechnet wurden. (a) Screeplot der Eigenwerte der HKA mit der akkumulierten prozentualen erklärten Varianz und (b) Abhängigkeit verschiedener Robustheitsmaße von der Zahl rotierter Hauptkomponenten: Anteil der Tage mit einer maximalen Ladung größer als 0,7 (grün durchgezogen), größer als 0,5 (grün gestrichelt) und kleiner als 0,4 (rot durchgezogen), sowie Anteil der Tage mit einer maximalen Ladungsdifferenz größer als 0,3 (grün gepunktet) und kleiner als 0,1 (rot gestrichelt). Die daraus resultierende Zahl zu rotierender Hauptkomponenten ist blau markiert.

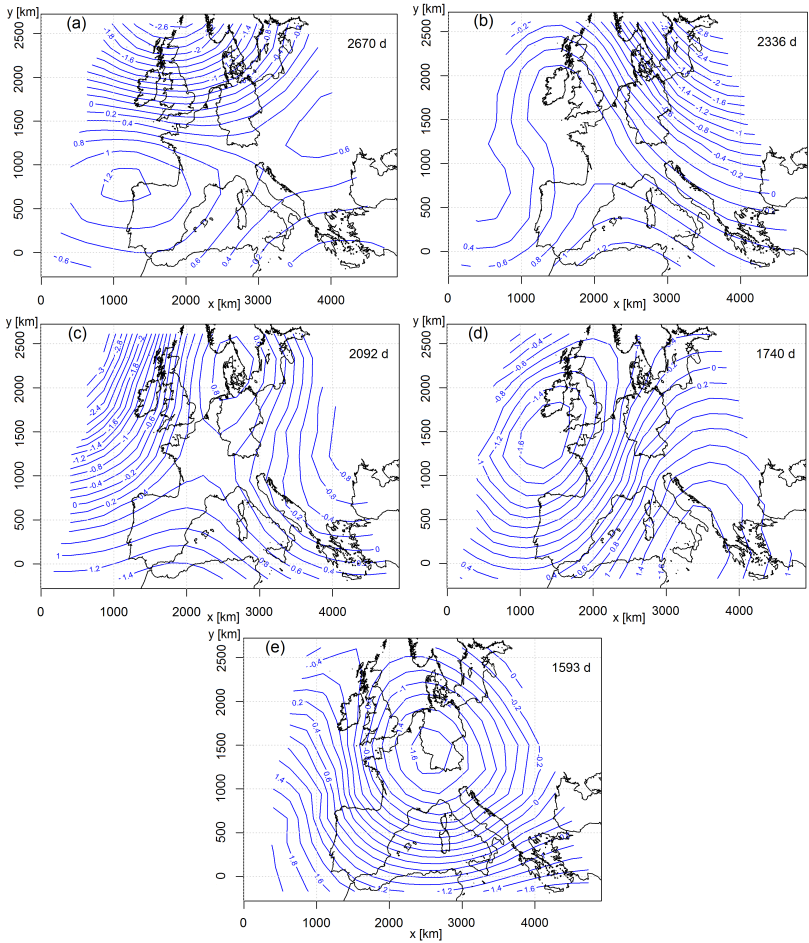


Abbildung 7.3: Ergebnis einer Hauptkomponentenanalyse (T-Mode) mit *oblimin*-Rotation (5 rotierte Hauptkomponenten) bezüglich täglicher Felder des Geopotentials (500 hPa) für eine Stichprobe bestehend aus jedem fünften Tag der Sommerhalbjahre 1958–2014, wobei (a), (b), (c), (d) und (e) die 1., 2., 3., 4. beziehungsweise 5. Hauptkomponente darstellen und die Zahl rechts oben jeweils die Zahl der zugeordneten Tage angibt. Die dargestellten Hauptkomponenten sind dimensionslos, aber äquivalent zu Mustern typischer Geopotentialfelder.

Zentrale Bedeutung bei der Durchführung einer Hauptkomponentenanalyse hat eine sinnvolle Wahl der Anzahl zu rotierender Hauptkomponenten. Ist sie zu klein, führt dies zu einer sehr geringen Ähnlichkeit zwischen den klassifizierten Feldern und den RHK, während im Falle zu vieler RHK Klassen mit extrem ausgeprägten Mustern entstehen, die als Artefakte zu werten sind. Die höheren Hauptkomponenten lassen sich statistisch als Rauschen interpretieren (z.B. O'Lenic und Livezey, 1988). Als Entscheidungskriterium wird die Regel von North et al. (1982) verwendet (vgl. Kap.4.2.1). Im Screeplot (Abb. 7.2a), welcher vor der Rotation angefertigt wurde, lässt sich ein Plateau aus benachbarten Eigenwerten erkennen, das hinter 5 leicht abbricht. Da diese Regel nur einen ungefähren Anhaltspunkt bietet, lässt sich die Entscheidung weiter objektivieren, indem die Rotation für 2 bis 15 RHK durchgeführt und jeweils die Eindeutigkeit der Zuordnung quantifiziert wird (vgl. Huth, 1996). Wie Abbildung 7.2b zeigt, fällt die relative Häufigkeit der klar zugeordneten Tage, an denen die maximale Ladung 0,7 beziehungsweise 0,5 überschreitet, mit zunehmender Zahl der RHK stark ab. Gleiches gilt für den Anteil der Tage, an denen die maximale Differenz zwischen den größten beiden Ladungen 0,3 übersteigt. Parallel dazu steigt der Anteil der unklaren Zuweisungen, beschrieben durch eine maximale Ladung von weniger als 0,4 und eine maximale Ladungsdifferenz von kleiner als 0,1, markant an. Bei 5 RHK besitzt die führende Hauptkomponente noch an 83% der Tage eine maximale Ladung von mehr als 0,5 und nur an 2% der Tage eine maximale Ladung von unter 0,4, mithin ein zufriedenstellendes Ergebnis. Dagegen ließe sich die Trennbarkeit der beiden führenden Hauptkomponenten durch eine Reduktion der RHK deutlich steigern. Dies ginge jedoch mit einer stark abnehmenden erklärten Varianz und folglich einem Verlust an Repräsentativität der Ergebnisse einher. Unter Abwägung aller relevanten Faktoren stellen 5 RHK deshalb die optimale Zahl der zu rotierenden Hauptkomponenten dar. Das räumliche Muster der 1. Hauptkomponente (Abb. 7.3a) beschreibt einen ausgeprägten Trog, der sich von Irland bis Skandinavien erstreckt und mit einem großflächigen Drängungsgebiet der Isohypsen einhergeht, das bis

Nordfrankreich und ins mittlere Deutschland reicht. Im Süden schließt sich ein abgeschlossenes Hoch mit Kern über dem Nordwesten der Iberischen Halbinsel an. Der dazugehörige Rücken dehnt sich bei verschwindendem Geopotentialgradienten über die Alpen und Norditalien hinweg bis in die Ukraine aus. Ein schwaches Höhentief ist über dem östlichen Mittelmeer angedeutet. Hauptkomponente 2 (Abb. 7.3b) kennzeichnet ein kurzwelliger Rücken, dessen Achse von Algerien über Westfrankreich bis über die britischen Inseln reicht. Deutschland und der Alpenraum befinden sich unter dem Einfluss einer starken nordwestlichen Höhenströmung als Folge des Druckunterschieds zwischen dem Rücken und einem kräftigen Trog über Osteuropa. Hauptkomponente 3 (Abb. 7.3c) weist einen Rücken über Deutschland und Skandinavien auf, wobei sich ein abgeschlossenes Hoch mit Kern über Dänemark abgeschnürt hat, das Süddeutschland bereits nicht mehr überdeckt. Der Rücken wird flankiert von zwei Trögen über dem Atlantik und von Osteuropa bis ins östliche Mittelmeer. Eine starke südwestliche Höhenströmung herrscht bei Hauptkomponente 4 (Abb. 7.3d) über weiten Teilen Süd- und Mitteleuropas vor, generiert von einem Trog vor der europäischen Westküste, der von den britischen Inseln bis ins Seegebiet südwestlich von Portugal reicht, in Verbindung mit einem Rücken über Osteuropa. Hauptkomponente 5 schließlich weist ein ausgedehntes Höhentief mit Kern über Südwestdeutschland auf (Abb. 7.3e). Dieses ist eingebettet in einen Trog, der weite Teile Europas vom Baltikum bis Griechenland und Spanien überdeckt und sich bis nach Nordafrika ausdehnt. Mit Achse westlich von Irland schließt sich in diesem Gebiet ein kurzwelliger Rücken an.

Wird jeder Tag derjenigen Hauptkomponente zugewiesen, für die seine Ladung maximal ist, ergeben sich nur mäßige Häufigkeitsunterschiede zwischen den fünf Klassen, wie aus Abbildung 7.3 ersichtlich ist. Alle Hauptkomponenten tragen folglich wesentlich zur Gesamtvarianz bei. Dies ist eine günstige Eigenschaft der THKA im Vergleich zu alternativen multivariaten Verfahren, wie zum Beispiel der Clusteranalyse, die in manchen Fällen zur Bildung einer großen Klasse und vieler kleiner neigt (engl.: *Snowballing*; Huth et al., 2008).

7.2 Einfluss der großskaligen Strömung auf die Gewitterneigung

In diesem Kapitel soll die konOWLK mit der synoptischskaligen Strömungskonfiguration, gegeben durch die in Kapitel 7.1.2 vorgestellten typischen Geopotentialfelder, verknüpft werden. Die Wetterlagen der konOWLK eignen sich besonders gut als Indikator für den Grad der Gewitterneigung, da sie auf unmittelbar konvektionsrelevanten Variablen basieren, deren Schwellenwerte speziell an die Gewittersituation in Mitteleuropa angepasst sind. Allerdings gibt die konOWLK keine Auskunft über die Antriebsmechanismen, welche zu den gewitterförderlichen Bedingungen führen. Durch die Verknüpfung mit den typischen Strömungskonfigurationen wird es möglich, auf der Basis eines vorliegenden Trog-Rücken-Musters erste Rückschlüsse hinsichtlich der großräumigen Konvektionsneigung in den verschiedenen Regionen zu ziehen. Dieses Vorgehen ermöglicht eine räumlich differenzierte Diskussion des Kausalzusammenhangs zwischen Strömungskonfiguration und Gewitterneigung.

7.2.1 Motivation anhand eines Fallbeispiels

Als Hinführung wird im Folgenden beispielhaft das Strömungsmuster des 09.07.2014, 12 UTC, betrachtet, das in einem klar abgegrenzten Gebiet zu konvektionsförderlichen Bedingungen und in der Folge zu verbreiteter Gewitteraktivität führte.

Wie das Analysefeld des Geopotentials (Abb. 7.4a) zeigt, befindet sich zu diesem Termin ein abgeschnürtes Höhentief über dem südlichen Mitteleuropa. Nördlich davon reicht ein Rücken bis ins Polarmeer. An der Südflanke des Höhentiefs hat sich ein kleines Genuatief gebildet und an der Nordostflanke eine Tiefdruckrinne, die sich von Rumänien bis in die Niederlande erstreckt. In deren Bereich konnte feucht-warme Luft mit einem θ_e von bis zu 60°C (Abb. 7.4b) sowie einer Mixed-Layer-CAPE von bis zu 2000 Jkg^{-1} (ohne Abb.) nach Ost- und Norddeutschland gelangen, die infolge der

quasigeostrophischen Antriebe im Bereich des Bodentiefs gehoben wird. Die Zunge hoher θ_e -Werte reicht in diesem Fall sogar bis über die nördliche Nordsee. Hinsichtlich der Herkunft dieser Luftmasse zeigen Rückwärtstrajektorien (Abb. 7.5a), dass sich ein Luftpaket über Potsdam 72 Stunden zuvor in Serbien befand und über die Pannonische Tiefebene (Ungarn) advehiert wurde. Etwas nördlicher verläuft die Bahn eines zum Termin in Bremen befindlichen Luftpakets, die im mittleren Rumänien beginnt und entlang der südpolnischen Gebirgsketten (Hohe Tatra, Riesengebirge), sowie anschließend ebenfalls nahe an Potsdam vorbei nach Norddeutschland führt. Die Luftmasse im Bereich der Tiefdruckrinne stammt folglich aus einem Gebiet, das sowohl vom Mittelmeer als auch vom Schwarzen Meer mit bodennaher Feuchte versorgt wurde. Einen interessanten Ansatzpunkt weiterführender Analysen stellt bei derartigen Wetterlagen die mögliche Advektion einer abgehobenen Mischungsschicht vom Anatolischen Hochland her analog zur *Spanish Plume* dar. Auch in Norditalien lassen ein θ_e von rund 45°C und eine Mixed-Layer-CAPE von bis zu 700 Jkg^{-1} auf konvektionsförderliche Umgebungsbedingungen schließen. Diese instabil geschichtete Luftmasse erfährt zusätzlich zu den orografischen Einflüssen eine dynamisch-bedingte Hebung im Bereich des Genuatiefs. Das südliche Österreich liegt ebenfalls noch im Einflussbereich der konvektionsförderlichen Luftmasse. Eine fundamental verschiedene Prägung hat die keilförmig ostwärts vorstoßende Luftmasse über München und Karlsruhe erfahren, die sich 72 Stunden vorher in der Umgebung der Britischen Inseln befand (Abb. 7.5a). Die räumliche Verteilung des Modellwetters (Abb. 7.5b) zeigt, wie es in den vorher genannten Regionen, nicht aber innerhalb des Kaltluftkeils, als Folge der Kombination günstiger Umgebungsbedingungen und erzwungener Hebung zu verbreiteter Gewitteraktivität kam. Dieses Fallbeispiel verdeutlicht mithin die Bedeutung von Luftmassen südosteuropäischen Ursprungs für die Gewitterklimatologie in Teilen des Untersuchungsgebiets.

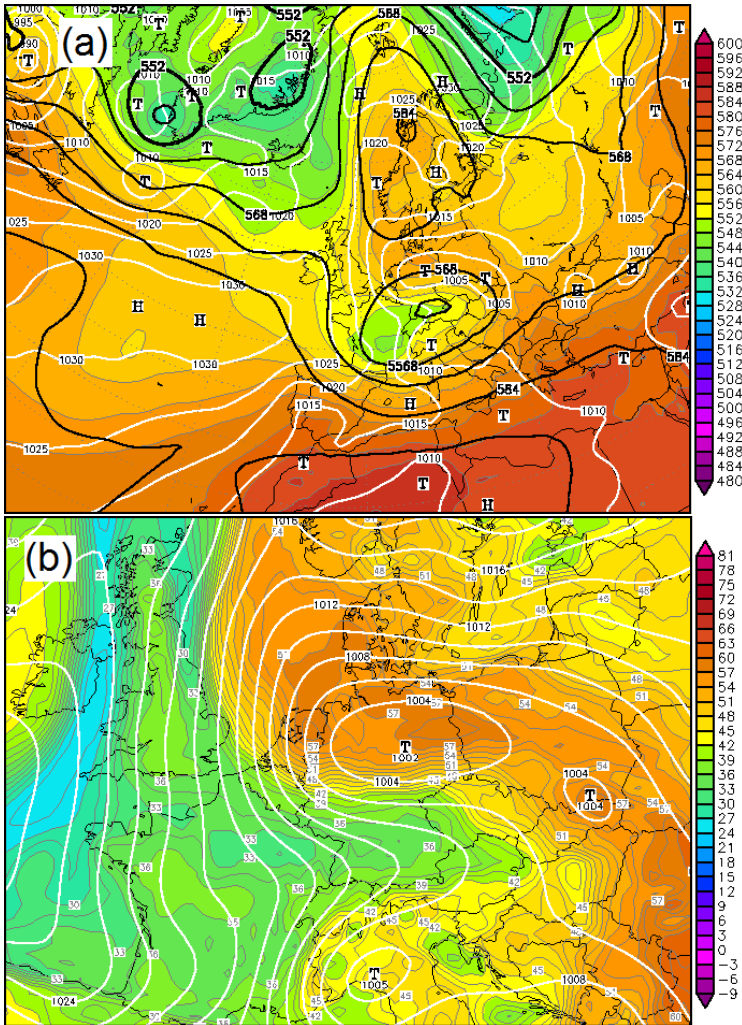


Abbildung 7.4: Felder von (a) Geopotential (500 hPa) und Bodendruck sowie (b) θ_e (850 hPa) aus der GFS-Analyse für den 09.07.2014, 12 UTC (aus: Behrendt und Mahlke, 2017, © Behrendt & Mahlke, genehmigter Nachdruck).

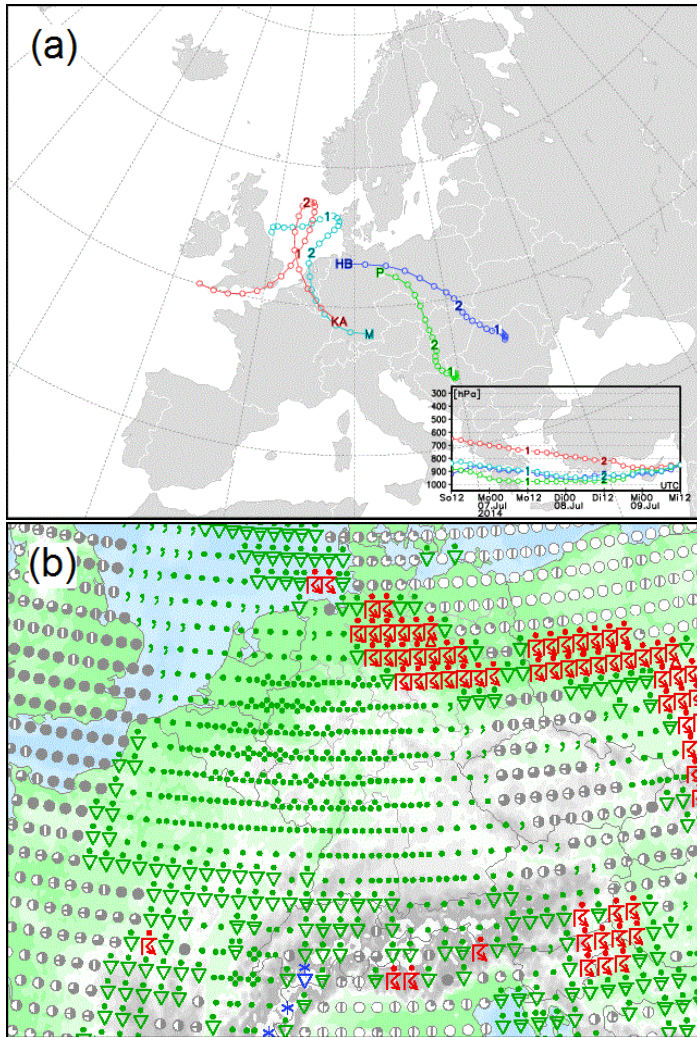


Abbildung 7.5: (a) Rückwärtstrajektorien bezüglich ausgewählter Orte und (b) Modellwetter aus der GFS-Analyse für den 09.07.2014, 12 UTC (aus: Behrendt und Mahlke, 2017, © Behrendt & Mahlke, genehmigter Nachdruck).

7.2.2 Räumliche Variabilität von Gewittertagen

Der Einfluss der Strömungssituation auf die räumliche Verteilung der Gewitteraktivität, zu dem in Kapitel 6.1 erste qualitative Aussagen abgeleitet wurden, kann mithilfe der fünf Hauptkomponenten (Kap. 7.1.2) nun quantitativ diskutiert werden. Dies geschieht zunächst auf der Basis von Blitzdaten, um für Konvektion relevante orografische Effekte wie bodennahe Feuchtkonvergenzen infolge von Sekundärzirkulationen und Schwerewellen in die Betrachtung einzuschließen und außerdem die Vergleichbarkeit zu den Ergebnissen aus Kapitel 6 herzustellen. In die Analyse gehen ausschließlich Tage ein, die mit einer Ladung von mindestens 0,5 eindeutig einer der Hauptkomponenten zugewiesen worden sind. Anderenfalls würden Fälle das Ergebnis verfälschen, die nur von einer Linearkombination mehrerer Hauptkomponenten sinnvoll repräsentiert werden können und dementsprechend nicht der vorausgesetzten inneren Ordnung der Daten folgen (vgl. Kap. 4.2.1).

Wie Abbildung 7.6a zeigt, weist die konvektive Aktivität an Tagen, die der Hauptkomponente 1 zugewiesen wurden, ein markantes Primärmaximum im südlichen Österreich auf (rel. Häufigkeit der GT bezogen auf alle HK 1 zugewiesenen Tage: max. 16%). Die meisten orografisch induzierten Nebenmaxima, die in Kapitel 6.1 diskutiert wurden, wie beispielsweise die im Tessin (max. 11%) oder im Erzgebirge (max. 9%), sind hier ebenfalls sichtbar. Zugleich entfallen manche Maxima nahezu vollständig, wie zum Beispiel beim Blick auf den Jura und das westliche Deutschland sichtbar wird. Auch Zentralmassiv (max. 5%) und Pyrenäen (max. 8%) weisen eher schwache räumliche Anomalien auf. Über der Bretagne und den angrenzenden Meeresgebieten kommt es bei Hauptkomponente 1 fast nie zu Gewittertagen. Beim Vergleich mit Abbildung 7.3a wird deutlich, dass bei diesem typischen Strömungsmuster, das Hauptkomponente 1 repräsentiert, der Nordwesten des Untersuchungsgebiets von der Frontalzone beeinflusst ist, die gemäß der thermischen Windgleichung (Gl. 2.57) im Zusammenhang mit den Randbereichen des Höhentrogs steht.

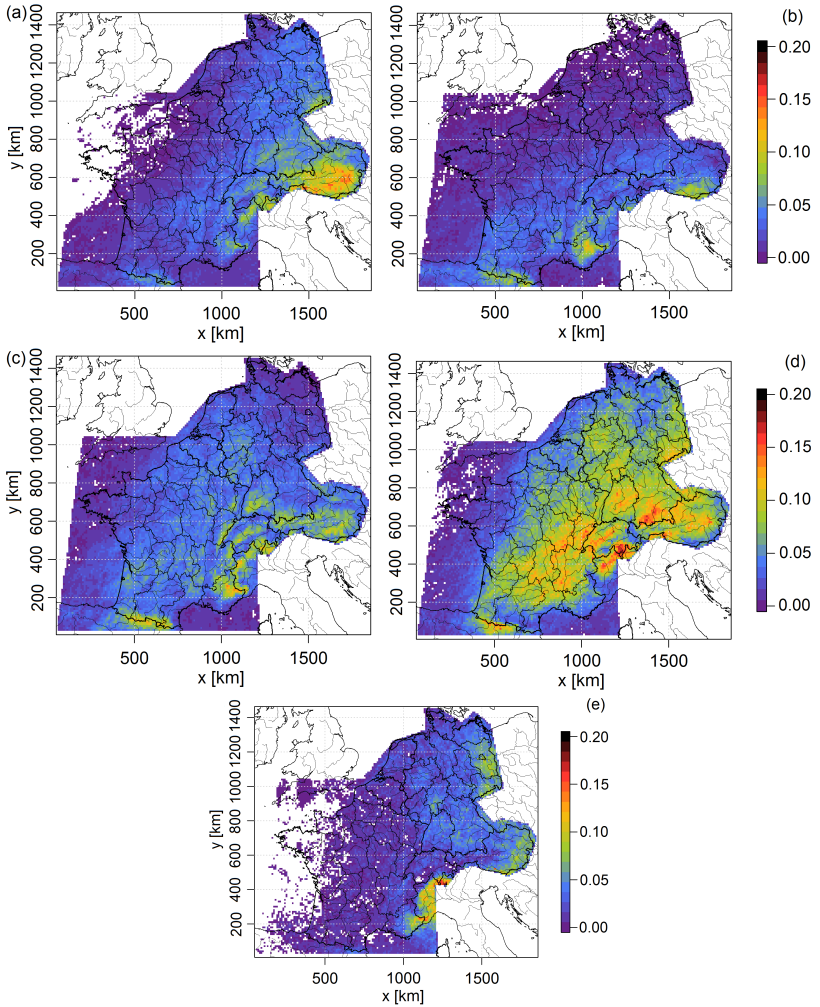


Abbildung 7.6: Relative Häufigkeit von Gewittertagen in Bezug auf die Gesamtzahl aller Tage, die mit einer Ladung von mehr als 0,5 der durch (a) HK 1, (b) HK 2, (c) HK 3, (d) HK 4 und (e) HK 5 bestimmten Strömungskonfiguration zugewiesen wurden.

Zugleich ist der Trog weit genug nach Süden vorgerückt, sodass diese Region in den meisten Fällen bereits im Einflussbereich der eher stabil geschichteten Kaltluft liegt und die dynamischen Hebungsantriebe gemäß Gleichungen (2.52) und (2.61) nur stratiformen Niederschlag oder flache Schauerzellen zu bilden vermögen. Weiter südlich, über den Pyrenäen, herrschen zwar zumeist subtropische Luftmassen vor, das hochreichende Hochdruckgebiet in diesem Bereich unterdrückt jedoch infolge des großräumigen Absinkens die Entwicklung konvektiver Zellen. In Österreich dagegen ist der antizyklonale Einfluss nur noch schwach ausgeprägt, was eine erste Erklärung für die dortige hohe konvektive Aktivität liefert. Außerdem ist dort die bodennahe Advektion feuchter Luft an der Nordflanke eines Bodentiefs relevant, das sich, in Verbindung mit dem abgeschnürten Höhentief im Bereich des östlichen Mittelmeers, in vielen Fällen über Griechenland oder den Balkanstaaten bildet. Im Tessin und in Norditalien hängt die Gewitterwahrscheinlichkeit unter diesem Strömungsmuster entscheidend von der genauen Ausprägung des Höhenrückens ab. Interessant ist auch die Situation im Erzgebirge, wo am südlichen Rand der Frontalzone offenbar noch häufig konvektionsförderliche Bedingungen gegeben sind.

Die der Hauptkomponente 2 zugewiesenen Tage (Abb. 7.6b) fallen durch eine in den meisten Teilen des Untersuchungsgebiets stark reduzierte konvektive Aktivität auf. Insbesondere kommt es in den Benelux-Staaten und den nördlichen Landesteilen von Deutschland und Frankreich nur in Ausnahmefällen zu Gewittern (rel. Häufigkeit: max. 2%). Die orografisch bedingten Maxima im Alpenraum existieren zwar in schwacher Ausprägung weiter, allerdings sind auch hier einige Anomalien zu beobachten. So verschiebt sich beispielsweise das Maximum in Südösterreich (max. 12%) ganz in den Bereich der südlichen Randgebirge. In den Schweizer Zentralalpen (max. 7% ohne Säntis) und im Tessin (max. 9%) sind die lokalen Extrema nur noch sehr schwach ausgeprägt. Ihnen steht andererseits ein großflächiges Maximum in den Seealpen gegenüber (max. 12%). Auch entlang der Pyrenäen werden in vielen Gitterzellen Werte von bis zu 10% beobachtet.

Die Nordwestlage (Abb. 7.3b) und die damit in den meisten Fällen einhergehende Verdrängung konvektionsförderlicher Luftmassen bewirken die beobachtete drastische Verminderung der Gewitteraktivität vor allem in den nördlichen Gebieten. Die verbleibende Aktivität konzentriert sich auf die südlich der Frontalzone gelegenen Regionen. Speziell zeigt das Maximum in den Seealpen, dass das Blitzregime, welches von Hebung infolge thermischer Prozesse über orografisch gegliedertem Gelände dominiert wird (vgl. Kap. 6.2.1), unter den Bedingungen einer Nordwestlage offenbar in vielen Fällen fortbestehen kann. Die Verschiebung des Maximums in Österreich nach Süden deutet darauf hin, dass die instabilen Luftmassen im Bereich der südlichen Randgebirge bei einer derartigen Strömungssituation oft nicht ausgeräumt werden, möglicherweise im Zuge einer Deformation der Stromlinien über den Alpen. Im westlicher gelegenen Tessin könnte die stärkere Meridionalität der Strömung dagegen eine schwächere Abschattung gegenüber der einströmenden Kaltluft bewirken. Aus diesen regionalen Unterschieden folgt, dass die Verteilung der konvektiven Aktivität stark auf Verschiebungen innerhalb des Strömungsmusters reagiert. Diese müssen berücksichtigt werden, da auch Tage in die Analyse eingehen, die nur mit einer maximalen Ladung von wenig mehr als 0,5 einer Hauptkomponente zugewiesen wurden.

Bei Betrachtung der räumlichen Muster der relativen Häufigkeit von Gewittertagen bezüglich Tagen, die Hauptkomponente 3 zugeordnet wurden (Abb. 7.6c), fällt auf, dass viele der orografischen Strukturen sehr deutlich hervortreten. Dies betrifft nicht nur die südlichsten Maxima über dem Tessin (max. 12%), den Seealpen und Pyrenäen (beide max. 13%), sondern auch über dem Jura, den Schweizer Zentralalpen (beide max. 10%) und dem nördlichen Alpenrand von Oberbayern bis ins östliche Österreich (max. 9 bzw. 8%). In den im Mittel besonders gewitterreichen österreichischen Südalpen fallen die Werte hingegen mit höchstens 11% eher mäßig aus. Innerhalb Deutschlands ist hervorzuheben, dass der Südschwarzwald, anders als im Mittel, vergleichbare Werte aufweist wie der Streifen entlang der Schwäbischen Alb (max. 9%).

In den flachen Mittelgebirgsgebieten der westlichen Landesteile ist analog zur mittleren Verteilung ein schwaches aber ausgedehntes Nebenmaximum zu erkennen (max. 7%). Demgegenüber fallen sehr niedrige Werte im Osten ins Auge.

Die zugehörige Strömungskonfiguration stellt eine spezifische Ausprägung eines ausgedehnten Höhenrückens dar, bei der in vielen Regionen trotz des Fehlens großräumiger Hebungsantriebe häufig konvektive Aktivität registriert wird. Insbesondere ist das Zentrum des Rückens in Form eines abgeschlossenen Höhenhochs weit genug nach Norden vorgeschoben, sodass das zugehörige Bodenhoch und die korrespondierenden Absinkgebiete nur im Nordosten Deutschlands in erkennbarer Weise konvektionshemmend wirksam werden können. Zudem herrschen auch aus thermodynamischer Sicht günstige Bedingungen, da sich das Gebiet unter dem Rücken (Abb. 7.3c) nach der thermischen Windgleichung (Gl. 2.57) auf der warmen Seite der Frontalzone befindet. Je nach genauer Lage der Trog-Rücken-Struktur und des zugehörigen Bodendruckfelds kann zusätzlich in vielen Fällen aus dem Südwesten genügend bodennahe Feuchte einströmen, um ein für Konvektion ausreichendes Niveau an Instabilität zu gewährleisten. Über der Iberischen Halbinsel fällt ferner eine südwestliche Strömung vorderseitig des weit südwärts ausgreifenden Trog auf, die besonders in den südlichen Pyrenäen oftmals die Entstehung von Konvektion begünstigt. Demgegenüber könnte die Blitzaktivität im Süden Österreichs von der nordöstlichen Höhenströmung in diesem Gebiet und Absinkantrieben auf der Rückseite des sich östlich anschließenden Troges gehemmt werden.

Ein grundlegend anderes Bild ergibt sich beim Blick auf die zu Hauptkomponente 4 gehörende Verteilung der Gewittertage (Abb. 7.6d), deren Strukturen qualitativ in vielen Gebieten eine hohe Ähnlichkeit zur mittleren Verteilung der Gewittertage (Abb. 6.2) aufweisen. Das Hauptmaximum liegt mit einem Anteil von bis zu 19% relativer Häufigkeit im Tessin. In einem markanten, von den westlichen bayerischen Alpen nach Nordosten orientierten Streifen werden Werte von maximal 16% erreicht. Hohe Werte treten auch in den

Schweizer Zentralalpen und auf der Westseite des Juras auf (beide max. 15%). Der bereits in Kapitel 6.1 diskutierte breite Streifen hoher konvektiver Aktivität von der Biskaya zum Jura tritt bei dieser Hauptkomponente besonders klar hervor (max. 15%), wobei interessanterweise weder das Zentralmassiv als eingebettetes lokales Maximum noch das untere Rhône-tal als Minimum erkennbar sind. In Deutschland fällt ein lokales Maximum entlang der Schwäbischen Alb auf (max. 14%). Zusätzlich wird im Lee des Nordschwarzwalds ein Anteil von bis zu 15% registriert. Die westlichen Mittelgebirgsregionen sowie der Streifen entlang der polnischen Grenze zeichnen sich ebenfalls wie in der mittleren Anzahl der Gewittertage (Abb. 6.2) durch erhöhte Werte der relativen Häufigkeit der Gewittertage aus. Als markanter Gegensatz zur mittleren Verteilung fehlt das Maximum in den Seealpen hingegen vollständig. Ebenso ist in Österreich der Bereich häufiger Gewittertage in die östlichen Voralpen und nach Osttirol (beide max. 14%) verlagert.

Hauptkomponente 4 ist mit einer südwestlichen Strömung verbunden. Studien zu den Umgebungsbedingungen von Hagelereignissen (Kunz und Puskeiler, 2010; Puskeiler et al., 2016) zeigen, dass eine solche südwestliche Strömung förderlich für die Ausbildung hochreichender Feuchtkonvektion ist. In vielen Fällen kommt es auf der Vorderseite des Troges (Abb. 7.3d) zur Advektion feucht-warmer Luft bis in weite Teile des Untersuchungsgebietes. Zusätzlich geht die südwestliche Strömung oftmals mit einer Advektion abgehobener Mischungsschichten (EML; Kap. 2.2.3) von der spanischen Hochfläche einher, die, besonders in Wechselwirkung mit einer nahenden Kaltfront, eine explosive konvektive Entwicklung auslösen können. Die Zone erhöhter Gewitteraktivität zwischen Biskaya und Jura, die ausschließlich bei Hauptkomponente 4 auftritt, liefert einen deutlichen Hinweis auf die Relevanz von EML bei derartigen Strömungsmustern. Generell ist gut zu erkennen, dass auch Bereiche außerhalb der eng umgrenzten orografisch bedingten räumlichen Maxima der mittleren Gewitterhäufigkeit (Abb. 6.2) eine deutlich verstärkte konvektive Aktivität aufweisen, wie beispielsweise im Bereich des Zentralmassivs. Ursache dafür sind die großräumigen dynamischen Hebungsprozesse an der Trogvorderseite

sowie mesoskalige Hebung im aufsteigenden Ast der frontalen Quercirkulation (vgl. Kap. 2.2). Das auffällige Muster erhöhter Werte der relativen Häufigkeit von Gewittertagen im bayerischen Alpenvorland bestätigt die in Kapitel 6.1 formulierte These, nach der bevorzugt langlebige Gewittersysteme wie Multizellen, MCS und Superzellen in der instabilen Luft am Alpenrand gebildet werden und anschließend in der südwestlichen Strömung nordostwärts ziehen. Für die bemerkenswert schwache konvektive Aktivität in den Seealpen könnte ein dem Trog vorgelagertes Bodentief verantwortlich sein, das stabile Luft vom Mittelmeer bis weit in das Gebiet der Alpen hinein verfrachtet. Darüber hinaus behindert hier möglicherweise eine zu starke Strömung die Bildung thermisch induzierter Konvergenzen über den Bergen durch die Störung der lokalen Grenzschicht. In den südlichen österreichischen Randgebirgen könnten Leeeffekte beim Überströmen der auf italienischem und slowenischem Gebiet vorgelagerten Gebirgskette die Gewitterentstehung hemmen.

Die Verteilung der konvektiven Aktivität bei einem durch die 5. Hauptkomponente (Abb. 7.6e) beschriebenen Strömungsmuster ist charakterisiert durch einen ausgeprägten West-Ost-Gradienten mit nahezu verschwindender Gewitterhäufigkeit zwischen Ärmelkanal und Biskaya und relativen Häufigkeiten von bis zu 10% entlang der deutsch-polnischen Grenze sowie im Osten und Südosten Österreichs. Frankreich weist überwiegend deutlich niedrigere Werte auf als die übrigen Länder. Entkoppelt von dem beschriebenen zonalen Gradienten tritt im Tessin und in dessen Umgebung ein scharf abgegrenztes Maximum der relativen Häufigkeit auf (max. 19%). Dieses setzt sich in schwächerer Ausprägung südwestwärts fort, und zwar nicht nur bis Turin wie in der mittleren Verteilung, sondern weiter bis an die Mittelmeerküste, wo es sich mit einem Maximum über den Seealpen verbindet (max. 15%).

Aufgrund der thermischen Windgleichung (Gl. 2.57) herrscht unter dem kräftigen Trog, der sich über Mitteleuropa erstreckt (Abb. 7.3e), eine kühle Luftmasse mit eher geringem Feuchtegehalt vor. Dagegen sind in den vorderseitigen Randbereichen dynamische Hebungsantriebe wirksam,

die mit horizontaler Divergenz in der Höhe einhergehen und gemäß der Drucktendenzgleichung zur Bildung von Bodentiefs führen können. In vielen Fällen kommt es in der Folge zur Advektion feucht-warmer Luftmassen aus südöstlichen Richtungen, wobei, eine passende Lage des Bodentiefs vorausgesetzt, instabile Luft vom Schwarzen Meer in die östlichen Teile des Untersuchungsgebiets gelangt. Dieser Mechanismus erklärt insbesondere das Maximum der Gewitterhäufigkeit in Sachsen und Brandenburg, das auch in der mittleren Anzahl der Gewittertage deutlich hervortritt (vgl. Abb. 6.2). Ein Beispiel für verbreitete Gewitteraktivität in diesen Regionen ist das in Kapitel 7.2.1 betrachtete Strömungsmuster vom 09.07.2014, welches basierend auf einem Ladungsvektor von $(-0,11, 0,09, 0,27, -0,13, 0,92)$ für die fünf Hauptkomponenten zweifelsfrei als HK 5 klassifiziert würde. Für die Ausdehnung und Intensität des räumlichen Maximums der Gewitteraktivität zwischen dem Tessin und den Seealpen könnten Genuazyklonen eine Rolle spielen, die sich unter der Südflanke des Troges gebildet haben und mit großräumiger Hebung einhergehen.

7.2.3 Konvektionsneigung in Deutschland

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die großräumige Strömung mit der räumlichen Häufigkeitsverteilung von Gewittertagen auf Grundlage von Blitzdaten verknüpft wurde, soll im Folgenden der Zusammenhang zwischen der großräumigen Strömung und den konvektionsförderlichen und -hemmenden Wetterlagen der konOWLK (WFLHX bzw. KTSAX, Kap. 5.2) untersucht werden. Als Referenz dient zunächst exemplarisch ein großes, Deutschland umfassendes Referenzgebiet (Ausdehnung zonal: 18 Gitterpunkte; meridional: 16 Gitterpunkte, vgl. Abb. 3.4). Vergleichsweise werden zusätzlich konvektive Tage gemäß der qdaOWLK analysiert, die auf einer weniger strengen Klassifikationsvorschrift beruht als die konOWLK (Kap. 5.3). Hierbei wurde die qdaOWLK bezüglich des inneren Gewichtungsgebiets in Abbildung 3.4 berechnet (6×6 Gitterpunkte).

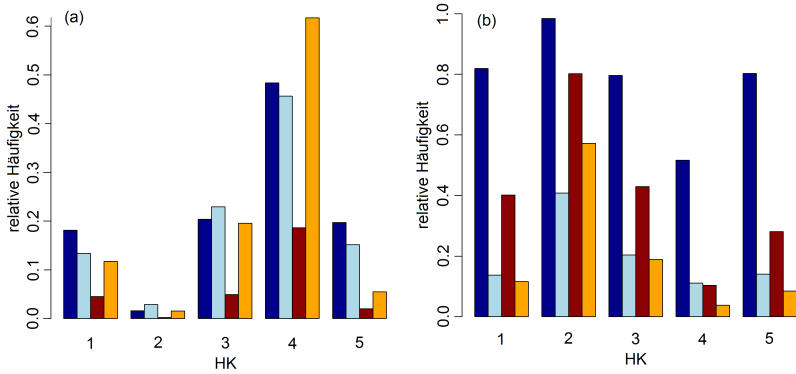


Abbildung 7.7: (a) Relative Häufigkeit von WFLHX-Tagen gemäß konOWLK und konvektiven Tagen gemäß qdaOWLK bezogen auf die Mengen der Tage, die den einzelnen Hauptkomponenten zugewiesen wurden. Die relativen Häufigkeiten wurden mittels zweier verschiedener Normierungen berechnet: in Bezug auf die Zahl aller Tage, die der jeweiligen Hauptkomponente zugewiesen wurden (qdaOWLK: dunkelblau; konOWLK: rot), und in Bezug auf die Gesamtzahl aller konvektiven Tage nach qdaOWLK (hellblau) und WFLHX-Tage nach konOWLK (orange). Diese zweite Normierung liefert folglich eine Aufteilung der WFLHX- und konvektiven Tage auf die Hauptkomponenten, wobei die Summe über alle Hauptkomponenten 1 ist. (b) wie (a), aber nun für nicht-konvektive Tage (qdaOWLK, dunkelblau und hellblau) und KTSAX-Tage (konOWLK, rot und orange). Berücksichtigt werden nur Tage, an denen die maximale Ladung bei der Zuweisung der Tage zu den Hauptkomponenten 0,7 übersteigt.

Die Verknüpfung konvektionsförderlicher und -hemmender Bedingungen mit den typischen Strömungsmustern, die aus der Hauptkomponentenanalyse in Kapitel 7.1.2 resultierten, erfolgt analog zu Kapitel 7.2.2 auf der Basis einer Teilstichprobe von Tagen. Dabei gehen ausschließlich Tage in die Analyse ein, die mit einer Ladung von mindestens 0,7 klar einer der fünf Hauptkomponenten zugewiesen worden sind. Generell sollte dieser Schwellenwert bei ausreichender verbleibender Stichprobengröße so hoch wie möglich gesetzt werden, um nur eindeutige Fälle zu untersuchen und zugleich ein aussagekräftiges Ergebnis zu erzielen. Es zeigt sich, dass im Zusammenhang mit dem großen konOWLK-Referenzgebiet eine Erhöhung

des Schwellenwerts von 0,5 auf 0,7 gegenüber den Analysen in Kapitel 7.2.2 möglich ist.

Wie Abbildung 7.7a zeigt, bestehen deutliche Unterschiede zwischen den fünf Hauptkomponenten hinsichtlich der relativen Häufigkeit von Tagen mit gewitterförderlichen Bedingungen. Hierbei kommen zwei verschiedene Normierungen zum Einsatz: Einerseits wird die relative Häufigkeit im Bezug auf die Zahl aller Tage ausgewertet, die der jeweiligen Hauptkomponente zugeordnet wurden (dunkelblaue und rote Balken), andererseits in Bezug auf die Gesamtzahl aller konvektionsförderlichen Tage (hellblau und orange). Diese zweite Normierung liefert folglich eine Aussage hinsichtlich der Aufteilung der konvektionsförderlichen Tage auf die Hauptkomponenten; die Summe der auf diese Weise ermittelten relativen Häufigkeiten über alle Hauptkomponenten beträgt deshalb 1. Sowohl Tage, die gemäß qdaOWLK als konvektiv bewertet wurden (dunkelblau und hellblau), als auch Tage mit der konvektionsförderlichen Wetterlage WFLHX gemäß konOWLK (rot und orange) treten bevorzugt bei HK 4 und fast nie bei HK 2 auf. Der Vergleich der dunkelblauen und roten Balken verdeutlicht, dass die konOWLK wegen des strengeren Klassifizierungsalgorithmus Tage generell seltener als gewitterförderlich einstuft als die qdaOWLK. In analoger Weise und unter Anwendung der gleichen Normierungen gibt Abbildung 7.7b die relative Häufigkeit konvektionshemmender Tage (KTSAX) gemäß konOWLK und nicht-konvektiver Tage gemäß qdaOWLK an. Es zeigt sich, dass deren relative Häufigkeiten bei Strömungsmustern der HK 2 maximal und bei solchen der HK 4 minimal sind. Das von HK 4 repräsentierte typische Strömungsmuster lässt sich folglich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.2.2 als konvektionsförderliches, das von HK 2 repräsentierte als konvektionshemmendes Strömungsmuster interpretieren. Die übrigen Muster weisen mittlere Werte auf und können deshalb als neutral in Bezug auf die Konvektionsneigung angesehen werden. Die Beobachtung, dass vereinzelt sowohl bei HK 2 konvektionsförderliche als auch bei HK 4 konvektionshemmende Bedingungen auftreten, lässt sich mit leichten

Abweichungen vom jeweiligen typischen Strömungsmuster erklären. Der bei beiden Normierungen hohe Anteil nicht-konvektiver Tage gemäß qdaOWLK ist auf den binären Charakter der qdaOWLK zurückzuführen und verdeutlicht deshalb, dass sich diese, im Unterschied zu KTSAX-Tagen nach konOWLK, nicht als Indikator für konvektionshemmende Bedingungen eignen.

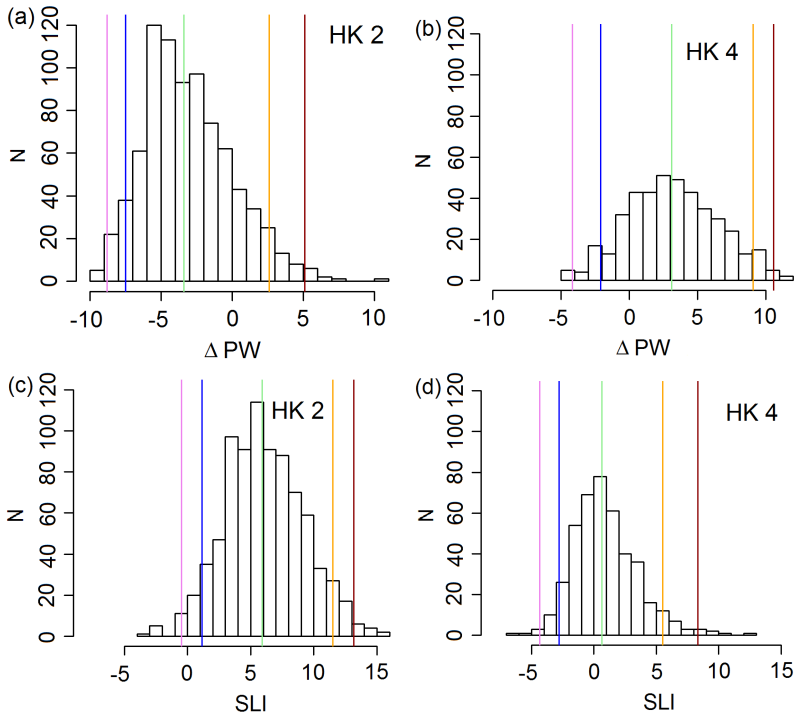


Abbildung 7.8: Empirische Verteilung (absolute Häufigkeit N) der Indexwerte von (a,b) ΔPW (in mm; Anomalie von PW bezüglich der Klimatologie) und (c,d) SLI (in K), die der konOWLK zugrunde liegen, jeweils für die durch (a,c) HK 2 und (b,d) HK 4 spezifizierten Teilstichproben. Berücksichtigt werden nur Tage, an denen die maximale Ladung 0,7 übersteigt. Die 1%-, 5%-, 50%-, 95%- und 99%-Quantile sind aus Gründen der Übersichtlichkeit mittels verschieden farbiger Linien angegeben.

Statistisch lässt sich aus diesen Ergebnissen der Schluss ziehen, dass HK 2 und HK 4 am besten die Tage niedriger und hoher Gewitterneigung aus der Stichprobe separieren. Physikalisch entspricht dies der Aussage, dass die beiden damit verbundenen Strömungsmuster die konvektionsrelevanten Umgebungsbedingungen entscheidend steuern. Werden die empirischen Verteilungen der Indexwerte der konOWLK-Variablen für die einzelnen Hauptkomponenten als Histogramme aufgetragen, kann diese Trennung der Regime anhand der jeweiligen meteorologischen Größen veranschaulicht werden. Die exemplarische Betrachtung von PW zeigt zwischen HK 2 und HK 4 (Abb. 7.8a,b) eine klare Verschiebung der Verteilung hin zu höheren Werten, wobei der Median von ΔPW von -3,5 mm auf 3,1 mm und das 99%-Quantil von 5,1 mm auf 10,7 mm ansteigt. Zugleich fällt bei HK 2 eine erhöhte Schiefe der Verteilung auf, was bedeutet, dass in einzelnen Fällen auch unter nordwestlicher Anströmung konvektionsförderliche Feuchtegehalte auftreten können.

Bei Analyse der entsprechenden Verteilungen des SLI (Abb. 7.8c,d) zeigt sich zwischen HK 2 und HK 4 eine Verschiebung hin zu labileren Bedingungen. Der Median des SLI geht von 5,9 K auf 0,8 K und das 1%-Quantil von -0,5K auf -4,3K zurück. Es fällt aber auch auf, dass selbst unter HK 4 sehr stabile Bedingungen auftreten können mit Werten des SLI von über 10 K. Die Breite aller in Abbildung 7.8 dargestellten Verteilungen bestätigt die Interpretation von Abbildung 7.7, dass die Gewitterneigung auf Abweichungen von der typischen Strömungskonfiguration sensibel reagiert.

7.2.4 Räumliche Variabilität konvektionsförderlicher Bedingungen

Wie die in Kapitel 7.2.2 vorgestellten Analysen auf der Basis von Blitzdaten zeigen, erweist sich der Einfluss der Strömungskonfiguration auf die Gewitteraktivität als räumlich hoch variabel. In Kapitel 7.2.3 ergab sich, dass konvektionsförderliche Tage nach konOWLK und qdaOWLK bezogen auf

Deutschland bevorzugt im Zusammenhang mit Strömungsmustern der HK 4 auftreten. Im Folgenden werden die Analyseansätze der Kapitel 7.2.2 und 7.2.3 miteinander kombiniert, um den Einfluss der Strömungskonfiguration auf die relative Häufigkeit konvektionsförderlicher Tage (WFLHX) nach konOWLK für eine räumliches Gitter aus kleinen Referenzgebieten (siehe Kap. 7.1.1) zu untersuchen. Dadurch lassen sich die basierend auf Blitzdaten gewonnenen Aussagen validieren, verallgemeinern und auf bisher nicht abgedeckte Regionen erweitern. Für jedes Referenzgebiet werden hierzu die relativen Häufigkeiten von WFLHX-Tagen bezogen auf die durch die einzelnen Hauptkomponenten definierten Teilstichproben ausgewertet.

Die räumliche Verteilung der konvektionsförderlichen Tage nach der konOWLK für HK 1 (Abb. 7.9a) weist ein Maximum der relativen Häufigkeit von 13% im Südosten Deutschlands auf, das auch den nördlichen Alpenraum erfasst und sich mit niedrigeren Werten nach Osteuropa hinein ausdehnt. An den HK 2 zugewiesenen Tagen (Abb. 7.9b) dominiert im überwiegenden Teil des Gebiets bei leichtem Nord-Süd-Gradienten eine sehr niedrige konvektive Neigung. Von Nordspanien her erstreckt sich ein Bereich höherer Werte (9%) in die Südhälfte Frankreichs. Unter den Bedingungen von HK 3 (Abb. 7.9c) finden sich relative Häufigkeiten von bis zu 16% in einem breiten Streifen von Nordspanien über Frankreich bis in die Südwesthälfte von Deutschland. Ein schwaches Sekundärmaximum zeichnet sich deutlich über der englischen Landmasse ab. Die mit Abstand höchsten relativen Häufigkeiten treten an Tagen der HK 4 auf (Abb. 7.9d), wobei sich ein breites Band mit Werten von bis 17% von Südfrankreich bis nach Polen erstreckt, dessen Maximum mit 22% in Bayern liegt. Das Strömungsmuster der HK 5 (Abb. 7.9e) ist im Westen mit einer geringen Gewitterneigung verbunden, während die Werte nach Osteuropa hin deutlich ansteigen und in einem Maximum von 14% in Südpolen kulminieren.

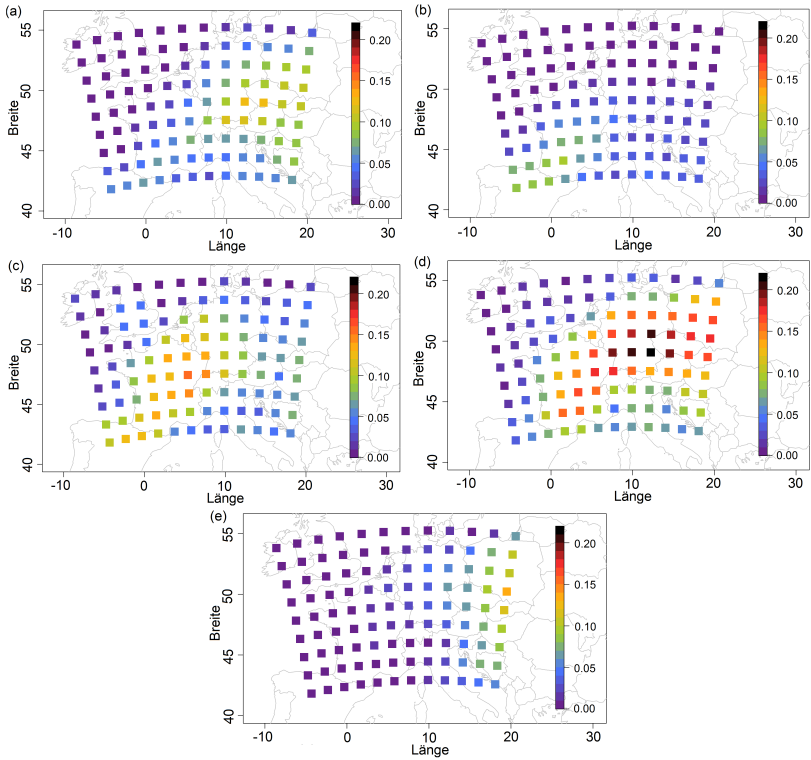


Abbildung 7.9: Wie Abb. 7.6, aber nun für die relative Häufigkeit konvektionsförderlicher Tage gemäß konOWLK, die bezüglich der durch Rechtecke markierten Gebiete berechnet wurde.

Die räumlichen Verteilungen der Häufigkeit von WFLHX-Tagen für die fünf Hauptkomponenten (Abb. 7.9) weisen eine große Übereinstimmung mit den Verteilungen auf, die analog dazu in Bezug auf Gewittertage (Abb. 7.6) ermittelt wurden. Dies bestätigt einerseits die Eignung der konOWLK-Wetterlage WFLHX als Proxy für Gewittertage und andererseits die Validität der auf Basis von Blitzdaten abgeleiteten Aussagen. Neben der größeren räumlichen und zeitlichen Abdeckung bietet die Verwendung der konOWLK gegenüber Blitzdaten einen weiteren Mehrwert. So kann, bedingt durch

den Aufbau der konOWLK, die räumliche Verteilung der Gewitterneigung mit Blick auf die ursächlichen Umgebungsbedingungen ausgedrückt durch konvektionsrelevante meteorologische Variablen diskutiert werden. Dies ermöglicht im Zusammenhang mit der Analyse typischer Strömungsmuster (vgl. Abb. 7.3) eine Untersuchung des Einflusses großskaliger Steuerungsmechanismen auf das Spektrum dieser Parameter unter Ausblendung lokaler Effekte. Das Beispiel der HK 2 zeigt in diesem Kontext, wie der ausgedehnte Trog über dem Norden des Untersuchungsgebiets eine massive Absenkung der konOWLK-Parameterwerte unter ihre Schwellenwerte nach sich zieht. Zugleich wird deutlich, dass das Maximum der relativen Häufigkeit in Südösterreich, das in Abbildung 7.6b, nicht aber in Abbildung 7.9b, zutage tritt, auf lokale orografische Prozesse und nicht auf die großskalig gesteuerten Umgebungsbedingungen zurückgeht. Umgekehrt zeigt im Fall von HK 3 die überwiegende Beschränkung der Maxima der GT-Häufigkeit auf Gebirgsgebiete in Abbildung 7.6c trotz verbreitet hoher Gewitterneigung (Abb. 7.9c) das Fehlen dynamischer Hebungsantriebe unter dem Rücken an, sodass als Auslösemechanismus die orografische Hebung im Vordergrund steht.

Des Weiteren zeigen die folgenden Beispiele, dass mithilfe der Analyse von WFLHX-Tagen gemäß konOWLK auch für Gebiete, für die keine Blitzdaten vorliegen, valide Schlussfolgerungen gezogen werden können. So verläuft die Entwicklung gewitterförderlicher Bedingungen (WFLHX) unter dem Strömungsmuster der HK 4 einerseits in Süddeutschland am wirksamsten, andererseits zeigt Abbildung 7.9d für Tage der HK 4 aber auch eine Verfrachtung der feucht-warmen Luft bis in die Osthälfte Polens, was die Bedeutung der HK 4 für die konvektive Aktivität in großen Teilen Europas unterstreicht. Ferner setzen sich an Tagen der HK 5, wie in Kapitel 7.2.2 bereits vermutet, die Schwerpunkte hoher Gewitteraktivität im Osten Deutschlands und Österreichs unter Verstärkung ostwärts fort, was die These einer Advektion konvektionsförderlicher Luft aus dem Südosten in dieses Gebiet bestärkt. Auch unter dem Strömungsmuster der HK 1 wird die Gewitterentstehung im östlichen Europa begünstigt, nun von der trogvorderseitigen Lage zusammen

mit dem dort schwächeren Einfluss der Hochdruckzone. Das Nebenmaximum in England unter den Bedingungen von HK 3 belegt die Advektion instabil geschichteter Luftmassen aus südwestlichen Richtungen auf der Vorderseite des Trogs über dem Nordatlantik. Für Spanish-Plume-artige Ereignisse, die nach Morris (1986) in manchen Fällen auch Großbritannien treffen können, dürfte die Frontalzone in diesem Fall allerdings zu weit westlich liegen.

7.3 Strömungsmuster an Tagen hoher und niedriger Gewitterneigung

Die Erkenntnisse des vorhergehenden Kapitels legen nahe, die Verknüpfung von Strömungskonfiguration und Gewitterneigung aus einem zweiten Blickwinkel zu untersuchen. Bislang wurden für verschiedene Strömungsmuster Anomalien der konvektiven Aktivität diskutiert. Im Folgenden werden nun nur WFLHX- und KTSAX-Tage berücksichtigt. Diese beiden anhand der konOWLK bestimmten Teilstichproben konvektionsförderlicher beziehungsweise -hemmender Tage werden der Klassifikation durch eine Hauptkomponentenanalyse unterzogen, um zugehörige typische Strömungskonfigurationen zu identifizieren. Dadurch lassen sich die mit WFLHX und KTSAX verbundenen großräumigen Bedingungen für unterschiedliche Regionen noch differenzierter beschreiben.

7.3.1 Konvektionsförderliche Bedingungen in Deutschland

Die Eingrenzung der Eingangsdaten auf die Teilmenge der konvektionsförderlichen Tage führt zu einem stark reduzierten Stichprobenumfang von 559 Tagen, die gemäß konOWLK der Wetterlage WFLHX zugeordnet worden sind. Dies reduziert den Rechenaufwand massiv und ermöglicht es im Unterschied zu Kapitel 7.1.2, die gesamte Stichprobe in die HKA miteinzubeziehen. Die Zahl der zu rotierenden Hauptkomponenten wird analog zu dem in Kapitel 7.1.2 beschriebenen Vorgehen bestimmt.

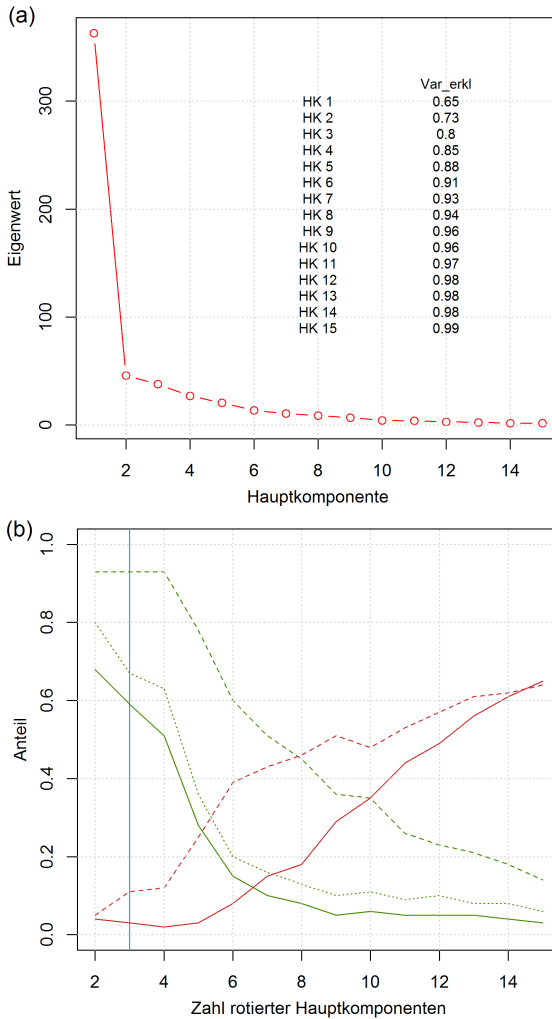


Abbildung 7.10: Wie Abb.7.2, nun aber für eine Hauptkomponentenanalyse bezüglich der konvektionsförderlichen Tage gemäß konOWLK.

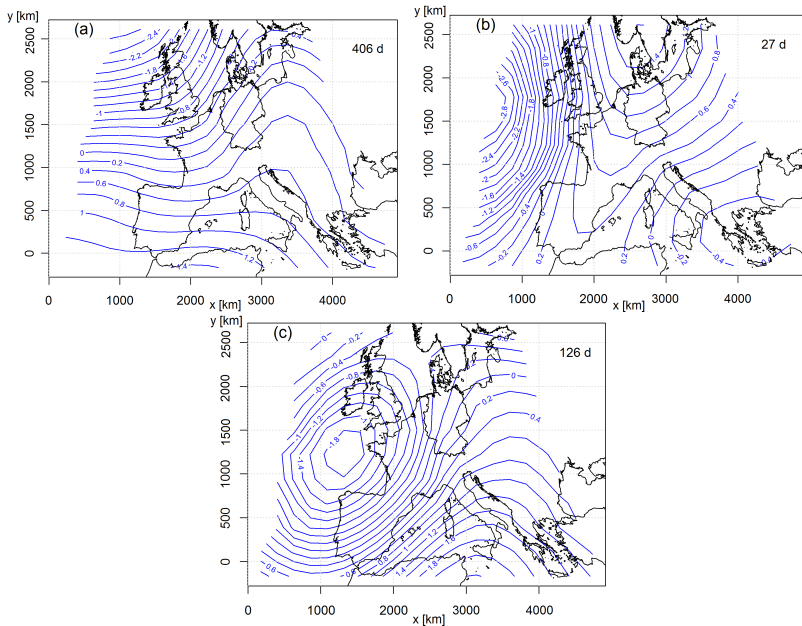


Abbildung 7.11: Wie Abb. 7.3, aber für eine Teilstichprobe, die durch die konvektionsförderlichen Tage gemäß konOWLK (WFLHX) definiert ist, wobei lediglich drei Hauptkomponenten rotiert wurden.

Es fällt auf, dass sich im *Screeplot* nun ein Plateau zwischen den Eigenwerten von HK 2 und 3 ausbildet (Abb. 7.10a), was nach der Regel von North et al. (1982) für eine Rotation der ersten drei Hauptkomponenten spricht. Alle in Abbildung 7.10b dargestellten Maßzahlen belegen für diese Wahl zudem eine hohe Eindeutigkeit der Zuordnung. Beispielsweise beträgt die maximale Ladung in 59% der Fälle mehr als 0,7. Zwar liegt die erklärte Varianz mit 80% niedriger als bei der Analyse aller Tage (Kap. 7.1.2), sie ist aber noch als ausreichend einzuschätzen. Statistisch erscheint eine geringere Zahl der rotierten Hauptkomponenten (RHK) im Vergleich zur Gesamtstichprobe zudem sinnvoll, da mit der Wetterlage WFLHX aus

dem Kontinuum der Wetterzustände eine (thermo-)dynamisch klar definierte Teilmenge herausgegriffen und somit die Komplexität der inneren Ordnung verringert wurde. Des Weiteren kann gezeigt werden, dass die Muster der drei RHK in ihren Hauptcharakteristika fortbestehen, wenn versuchsweise wieder auf eine Rotation von fünf Hauptkomponenten übergegangen wird. Die Lösung mit drei RHK zeigt folglich robustes Verhalten.

Bei Betrachtung des räumlichen Musters von HK 1 (Abb. 7.11a, 406 Tage) fällt ein kurzweiliger Trog mit Achse über den Britischen Inseln und Frankreich ins Auge, der zusammen mit einem Rücken über der östlichen Ostsee im Geopotentialfeld zu einer südwestlichen Höhenströmung über Deutschland führt. Demgegenüber zeichnet sich HK 2 (Abb. 7.11b, 27 Tage) durch eine grundlegend andere Strömungskonfiguration aus, die von einem weit nach Süden reichenden Trog über dem östlichen Nordatlantik und einem abgeschlossenen Höhenhoch über Skandinavien bestimmt wird. Ein relatives Minimum im durch das Strömungsmuster repräsentierten Geopotentialfeld deutet sich über dem östlichen Mittelmeer an. Das durch HK 3 (Abb. 7.11c, 126 Tage) definierte Strömungsmuster wird von einem ausgeprägten Trog über Westeuropa dominiert, der bis Nordafrika reicht und sich durch ein abgeschlossenes Höhentief mit Kern westlich der Bretagne auszeichnet. Östlich schließt sich ein Rücken mit Achse über dem Balkan und Ostpolen an.

Offenbar sind konvektionsförderliche Tage in Deutschland fast immer mit einer südwestlichen Höhenströmung und einer Lage auf der Trogvorderseite verknüpft, wie an den bezogen auf die Häufigkeit dominierenden HK 1 und HK 3 sichtbar wird. Dies bestätigt die Ergebnisse von Kapsch (2011) und Mohr (2013), die auf Auswertungen der OWLK beruhen. Zugleich weisen die beiden Strömungsmuster wesentliche strukturelle Unterschiede auf. Im Falle von HK 1 tangieren im zugehörigen Geopotentialfeld der Drängungsbereich der Isohypsen sowie die daran gekoppelte Frontalzone Deutschland und können dort zu Hebung in der häufig aus Südwesten advehierten feuchtwarmen Luftmasse führen. Aufgrund der Nähe zu dem Vorticitymaximum

im Scheitelpunkt des Troges ist in diesem Zusammenhang Hebung infolge differentieller Vorticityadvektion von besonderer Bedeutung. Demgegenüber kann der weit nach Süden ausgreifende Trog in HK 3, eine passende Lage und Ausprägung des zugehörigen Bodentiefs vorausgesetzt, mit einer effizienten Advektion gewitterförderlicher Luftmassen aus den Subtropen einhergehen. Allerdings liegt Deutschland, anders als bei HK 1, nicht im Einflussbereich des Vorticitymaximums. Beide Muster sind als Varianten von HK 4 der Klassifikation aller Tage (Abb. 7.3) zu interpretieren, deren Differenzierung erst durch die ausschließliche Betrachtung von WFLHX-Tagen möglich wurde. Die Südwestlage stellt jedoch keine zwingende Voraussetzung für eine hohe Gewitterneigung dar, wie HK 2 zeigt. Hier herrscht unter dem Rücken häufig eine feuchte-warme und eher instabile Luftmasse vor, während das weit nach Norden verlagerte Hochdruckzentrum dazu führt, dass es in Deutschland nicht zu einer signifikanten Unterdrückung der Konvektion durch Absinken kommt. Dieses Strömungsmuster kann als leichte Abwandlung von HK 3 in Abbildung 7.3c interpretiert werden. Folglich lässt sich die bereits in früheren Studien (z.B. Kunz und Puskeiler, 2010; Puskeiler et al., 2016) diskutierte Erwartung einer erhöhten Gewitterwahrscheinlichkeit unter südwestlicher Anströmung nun basierend auf einer quantitativen und objektiven Methode bestätigen, konkretisieren und durch eine weitere förderliche Konfiguration erweitern.

Nachdem die bisherige Betrachtungsweise auf der Analyse der Geopotentialfelder in der direkten Umgebung Europas basierte, ermöglicht es eine Vergrößerung der Eingangsfelder, einen möglichen Einfluss planetarer Wellen auf die Gewitterneigung in Deutschland abzuschätzen. Die Hauptkomponentenanalyse wird wiederum für die Teilstichprobe der WFLHX-Tage durchgeführt. Die Auswertung des entsprechenden Screeplots und der Eindeutigkeit der Klassenzuweisung analog zu oben führt zur Rotation von vier Hauptkomponenten. Wie Abbildung 7.12 zeigt, sind die Isohypsenverläufe insgesamt glatter als in Abbildung 7.11, und regionale Strukturen treten weniger stark hervor, was auf deren verringerten Anteil an der Gesamtvarianz zurückzuführen ist.

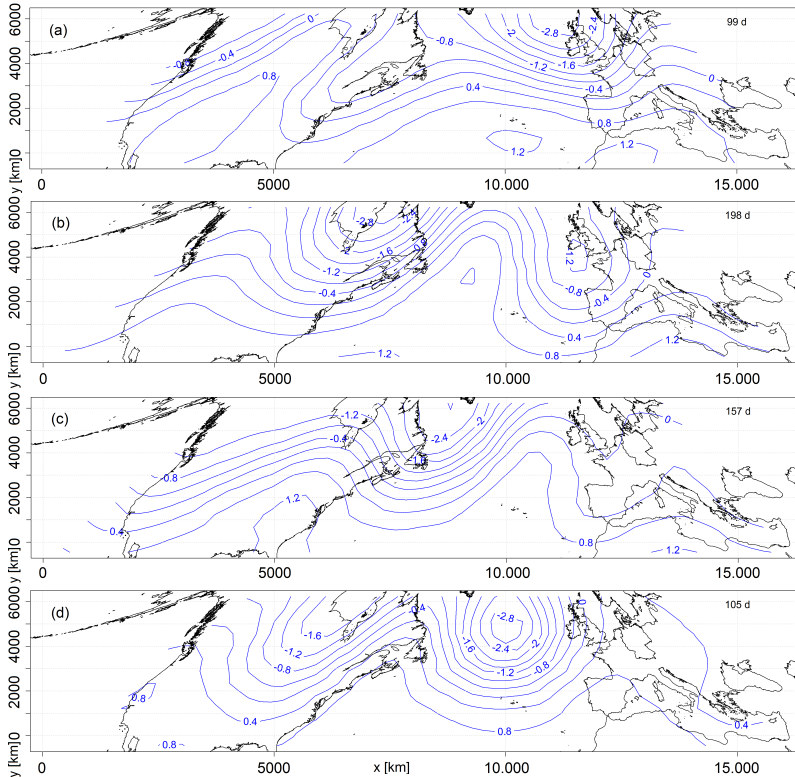


Abbildung 7.12: Wie Abb. 7.3, aber für eine Teilstichprobe, die durch die konvektionsförderlichen Tage gemäß konOWLK (WFLHX) definiert ist, sowie für zonal weiter ausgedehnte Geopotentialfelder und vier rotierte Hauptkomponenten.

Dennoch lassen sich HK 1, 2 und 4 in Abbildung 7.12 klar HK 1, 3 beziehungsweise 2 in Abbildung 7.11 zuweisen. Dies kann einerseits als weiteres Zeichen für die Robustheit der Lösungen interpretiert werden, andererseits erlaubt dies eine Erweiterung der obigen Diskussion der konvektionsförderlichen Muster auf die stromauf gelegenen Entstehungsgebiete der Europa betreffenden Störungen. Offenbar variieren die Amplituden der planetaren Wellen über dem

Atlantik sowie die Ausprägung der darin eingebetteten Tröge und Rücken deutlich. Insbesondere steht hier HK 1 mit einer weitgehend zonalen Strömung den stark wellenden übrigen Mustern gegenüber. Dagegen unterscheiden sich alle vier Hauptkomponenten kaum hinsichtlich ihrer Wellenlänge. Wegen Verschiebungen der Trogachse zwischen den einzelnen Konfigurationen kann jedoch von einer gegebenen Trog-Rücken-Struktur über Nordamerika nicht direkt auf das Vorherrschen einer konvektionsförderlichen Strömungskonfiguration über Deutschland geschlossen werden.

7.3.2 Konvektionshemmende Bedingungen in Deutschland

Neben der vorangegangenen Bestimmung gewitterförderlicher Strömungskonfigurationen ist es ebenso von Interesse, solche Muster zu ermitteln, die mit einer besonders niedrigen Wahrscheinlichkeit für hochreichende Konvektion einhergehen. Wie in Kapitel 7.2.3 diskutiert wurde, eignet sich die Wetterlage KTSAX besonders gut als Indikator für derartige Bedingungen. Es wird daher eine weitere Hauptkomponentenanalyse durchgeführt, nur diesmal für die Teilstichprobe der konvektionshemmenden Tage in Deutschland. Da KTSAX viel häufiger auftritt als WFLHX, setzt sich die Matrix der Eingangsdaten für die Hauptkomponentenanalyse analog zu Kapitel 7.1.2 wieder aus den Feldern jedes fünften Tages zusammen, wobei die verbliebenen Tage anschließend auf die so berechneten Hauptkomponenten projiziert werden. Analog zum Vorgehen in Kapitel 7.1.2 und 7.3.1 ergibt sich bei dieser Hauptkomponentenanalyse für die Zahl der zu rotierenden Hauptkomponenten ein optimaler Wert von 4. Das bestimmende Merkmal von HK 1 (Abb. 7.13a) im entsprechenden Geopotentialfeld ist ein ausgedehnter Trog, der fast ganz Europa überdeckt und dessen Achse mit meridionaler Ausrichtung über Frankreich liegt. Das durch HK 2 bestimmte Strömungsmuster (Abb. 7.13b) ist charakterisiert durch einen Rücken mit Achse über Großbritannien, flankiert von zwei Trögen westlich der Iberischen Halbinsel und über Osteuropa. Das Feld von HK 3 (Abb. 7.13c) weist einen bis nach Skandinavien reichenden Rücken mit Achse

über Deutschland auf, während sich über dem Seegebiet westlich von Irland ein kräftiger und weit südwärts reichender Trog befindet. Östlich schließt sich ein weiterer Trog von Osteuropa bis ins östliche Mittelmeer an. Bei HK 4 (Abb. 7.13d) reicht ein ausgedehnter Trog bis nach Nordafrika, im Westen flankiert von einem südwestlich-nordöstlich-orientierten Rücken mit Achse entlang einer Linie vom Ärmelkanal bis ins Baltikum.

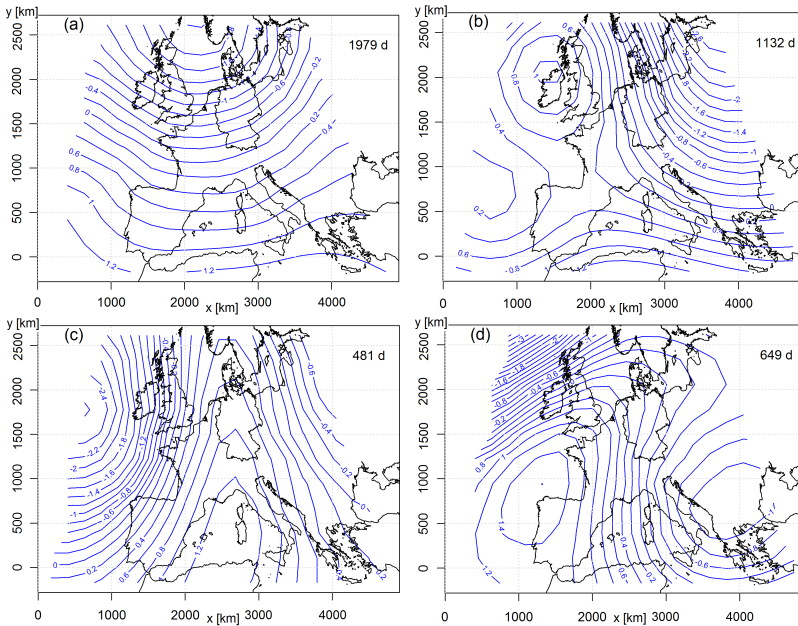


Abbildung 7.13: Wie Abb. 7.3, aber für eine Teilstichprobe, die durch die konvektionshemmenden Tage gemäß konOWLK (KTSAX) definiert ist.

Offenbar unterscheiden sich die typischen Strömungsmuster für die konvektionshemmenden Tage deutlich stärker untereinander gegenüber denen der konvektionsförderlichen. Dies bedeutet, dass die innere Ordnung des zugrundeliegenden Kontinuums an Zuständen einen höheren Komplexitätsgrad aufweist. So wird eine hohe Gewitterneigung (Tage mit WFLHX) primär

von Mustern bedingt, die mit einer südwestlichen Strömung über Deutschland einhergehen, wohingegen vier strukturell verschiedene Trog-Rücken-Konstellationen zu einer erheblichen Verringerung hochreichender Konvektion (Tage mit KTSAX) führen. Beispielsweise herrschen in Deutschland im Falle von HK 1 zugewiesenen Geopotentialfeldern kühle und eher trockene Luftmassen vor, die im Zusammenhang mit dem ausgeprägten Trog stehen. Dagegen liegt Deutschland im Falle von HK 2 unter einer kräftigen nördlichen Höhenströmung, die konvektionsförderliche, subtropische Luftmassen in den meisten Fällen effektiv südwärts verdrängt. Das von HK 3 repräsentierte Muster ähnelt der Konstellation in Abbildung 7.11b, das heißt einer Strömungskonfiguration, die mit einer hohen Gewitterneigung verbunden ist. Der entscheidende Unterschied besteht darin, dass Deutschland im konvektionshemmenden Fall (Abb. 7.13c) nicht südlich eines abgeschlossenen Höhenhochs liegt, sondern direkt unter der Achse eines Rückens ohne Tendenz zur Abschnürung. Hier fehlen dynamische Hebungsantriebe weitgehend, und die Stabilität kann als Folge von Absinkinversionen erhöht sein. Aufgrund der Phasenlage der Trog-Rücken-Struktur baut sich außerdem der zugehörige Temperaturrücken mit erhöhter äquivalentpotentieller Temperatur θ_e in den unteren Niveaus (engl.: *theta-e-ridge*; vgl. Kap. 2.1.1) in der Regel über Frankreich auf und beeinflusst Deutschland nur selten. Der Vergleich von Abbildung 7.11b mit Abbildung 7.13c zeigt mithin, wie geringe Modifikationen des Strömungsmusters die Gewitterneigung entscheidend verändern können. Das durch HK 4 gegebene Muster sorgt über Deutschland im Zuge der nordöstlichen Strömung in vielen Fällen für die Advektion eher trockener Luftmassen. Die Lage an der Vorderseite des Rückens ist außerdem mit großräumigem Absinken verbunden (vgl. Kap. 2.2).

7.3.3 Regionale Unterschiede innerhalb Mitteleuropas

Die in Kapitel 7.2.4 vorgestellten Ergebnisse zeigten, dass der Einfluss eines gegebenen Strömungsmusters auf die Gewitterneigung regional stark variiert.

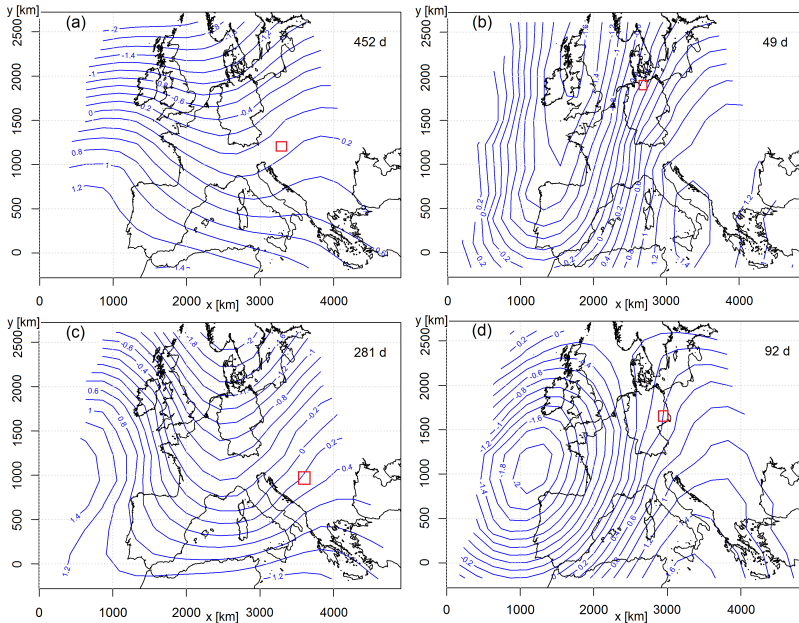


Abbildung 7.14: Vier Beispiele von Strömungskonfigurationen, die in dem jeweils mit einem roten Viereck markierten Gebiet mit konvektionsförderlichen Bedingungen (WFLHX) einhergehen, wobei nur Hauptkomponenten mit einer regional südwestlichen Anströmung für die Darstellung ausgewählt wurden.

Daher werden nun für die verschiedenen Teilgebiete der konOWLK (vgl. Kap.7.1.1) mittels Hauptkomponentenanalyse jeweils die typischen Strömungskonfigurationen bezüglich der Teilstichprobe der konvektionsförderlichen Tage (WFLHX) berechnet, um Gemeinsamkeiten und Unterschiede näher zu diskutieren.

Bei einem Vergleich der Hauptkomponenten zwischen den betrachteten Regionen wird deutlich, dass der Großteil der WFLHX-Tage überall unter einer im jeweiligen Gebiet südwestlichen Anströmung auftritt. Zudem ist diese in den meisten Regionen ein Merkmal mehrerer Hauptkomponenten, die sich untereinander hinsichtlich des Meridionalitätsgrads unterscheiden.

Als Beispiele für die mannigfaltigen Ausprägungen derartiger Südwestlagen sind in Abbildung 7.14 vier Strömungsmuster bezüglich unterschiedlicher Teilregionen dargestellt. Für das südliche Österreich (Abb. 7.14a) ergibt sich ein Feld, das durch einen eher kurzwelligen Trog niedriger Amplitude mit Achse über dem Westen Deutschlands gekennzeichnet ist. Bezüglich der Umgebung von Hamburg zeigt Abbildung 7.14b dagegen einen tiefen und sehr weit nach Süden ausgreifenden Trog mit Achse über den Britischen Inseln, der zu einer nahezu südlichen Höhenströmung führt. Die beiden verbleibenden Strömungsmuster für Bosnien (Abb. 7.14c) und Sachsen (Abb. 7.14d) liegen in Bezug auf die Meridionalität zwischen diesen Extrembeispielen. Sie unterscheiden sich primär hinsichtlich der Lage des Referenzgebiets relativ zum Trogscitel, das sich im letzteren Fall bereits nahe der Achse des sich östlich anschließenden Rückens befindet.

Das Beispiel der einer schwachen Geopotentialwelle entsprechenden Struktur in Abbildung 7.14a verdeutlicht, dass ein Trog oftmals keine hohe Amplitude aufweisen muss, um über das gekoppelte Bodentief einen Warmsektor mit hinreichend konvektionsförderlichen Umgebungsbedingungen aufzubauen sowie mittels der trogvorderseitigen quasigeostrophischen Prozesse und der Quercirkulation der zugehörigen Kaltfront den benötigten Hebungsantrieb bereitzustellen. Diese Beobachtung trifft auch auf die führende Mode für das Deutschland umfassende Referenzgebiet zu (Abb. 7.11a). Eine relativ kurze Wellenlänge führt verglichen mit einer breiteren Trogstruktur zu stärkeren Vorticitymaxima, die vorderseitig in einem nahe der Achse gelegenen Gebiet mit intensiverer Hebung verbunden sind. Diese ermöglicht außerdem eine kräftige Zyklogenese in den unteren Niveaus, sodass das entstehende Bodentief trotz seiner kleinen räumlichen Ausdehnung einen konvektionsförderlichen Warmsektor aufbauen kann. Andererseits erweisen sich, vornehmlich in nördlicheren Regionen, wie Abbildung 7.14b,d belegen, auch Strömungskonfigurationen als konvektionsförderlich, die durch hohe Trogamplituden gekennzeichnet sind und infolgedessen in vielen Fällen subtropische Luftmassen sehr weit nordwärts advehieren.

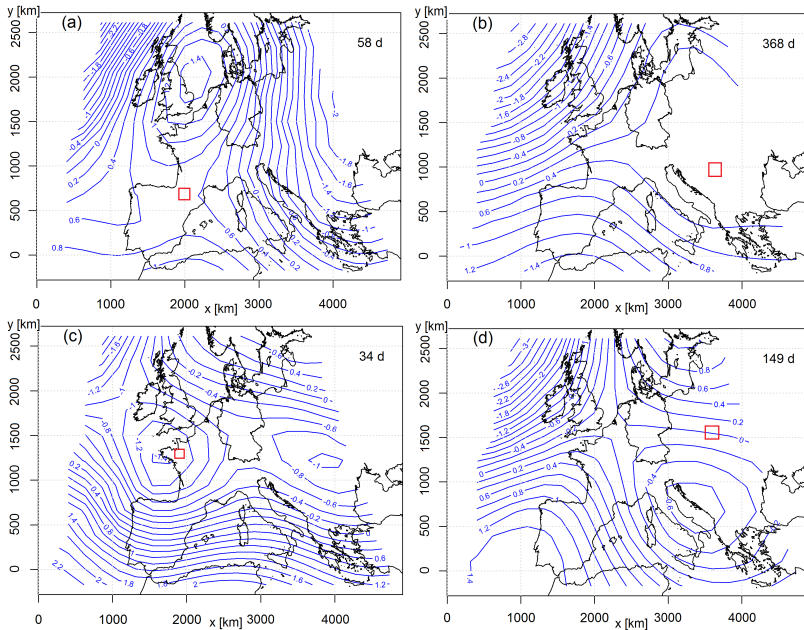


Abbildung 7.15: Wie Abb. 7.14, aber nun als Auswahl solcher Strömungskonfigurationen, die im Bezugsgebiet keine südwestliche Strömung induzieren.

Zugleich erweisen sich auch einige Felder als typisch für konvektionsförderliche Situationen, die nicht mit einer südwestlichen Anströmung über dem Referenzgebiet einhergehen. Ein Beispiel hierfür stellt das Strömungsmuster in Abbildung 7.15a dar, bei dem in der Bezugsregion in den südlichen Pyrenäen konvektionsförderliche Bedingungen auftreten. Diese befindet sich unter einem Rücken und südlich eines abgeschlossenes Höhenhochs. Für Bosnien (Abb. 7.15b) ergibt sich eine Konfiguration, die durch eine Aufspaltung des Jetstreams gekennzeichnet ist, und bei der das Bezugsgebiet in der gradientschwachen Zone zwischen den beiden Jetästen liegt. Das in Abbildung 7.15c dargestellte Muster beschreibt ein abgeschlossenes Höhentief über der Bretagne als Bezugsgebiet, das in ein ausgedehntes, langwelliges

Trogssystem eingelagert ist. Für das südliche Polen belegt Abbildung 7.15d ein Strömungsmuster als konvektionsförderlich, bei dem ein abgeschnürtes Höhentief mit Kern über der Adria gemeinsam mit einem ausgedehnten Hoch über Fennoskandien zu einer östlichen bis südöstlichen Strömung über dem Bezugsgebiet führt.

Die Lage südlich eines abgeschlossenen Höhenhochs hat sich bereits bei der Betrachtung von Deutschland (Abb. 7.11b) als förderlich für eine hohe Gewitterneigung erwiesen. Die Tendenz zu großräumigem Absinken und Konvektionshemmung konzentriert sich, wie in Kapitel 7.3.1 erklärt, auf die Region weiter nördlich. In Bezug auf die südlichen Pyrenäen ist es unter solchen Bedingungen zudem möglich, dass konvektionsförderliche Luftmassen, abhängig vom Windfeld in den unteren Niveaus, entweder über das Iberische Hochplateau oder durch das Ebrotrale einfließen. Im Falle des für das Balkangebiet dargestellten konvektionsförderlichen Musters, welches sich durch gradientschwache Bedingungen über dem Referenzgebiet auszeichnet, sind verschiedene Interpretationsansätze denkbar. Einerseits könnte in dieser Region die lokale Freisetzung von fühlbarer und latenter Wärme in vielen Fällen ausreichen, um eine hohe Gewitterneigung zu erzeugen. Andererseits kommt es möglicherweise, je nach Ausprägung des bodennahen Strömungsfelds, in manchen Fällen zum Einfließen feucht-warmer Luftmassen vom Schwarzen Meer. Das kleinräumige Höhentief über der Bretagne geht mit starken Hebungsantrieben an seinen Flanken einher. Dieses Strömungsmuster stellt somit ein Beispiel für dynamische Umgebungsbedingungen dar, die in dieser allgemein durch seltene Gewitter gekennzeichneten Region zu einer hohen Wahrscheinlichkeit für eine verbreitete konvektive Aktivität führen.

Bereits in den Kapiteln 7.2.1 und 7.2.4 wurde die Advektion feucht-warmer Luftmassen aus dem Schwarzmeerraum mit der südöstlichen Strömung an der Flanke eines Höhentiefs nach Polen und ins östliche Deutschland diskutiert. Abbildung 7.15d zeigt eine Variante dieses Strömungsmusters, bei der die östliche Komponente der Anströmung noch klarer ausgeprägt ist. Dynamische Hebungsantriebe sind im Bereich des Referenzgebiets ebenfalls zu erwarten.

Offenbar stellt die Advektion konvektionsförderlicher Luft aus dem Südosten neben den dominierenden südwestlichen Strömungstypen einen relevanten Alternativweg bei der nordwärts gerichteten Umströmung der Alpen dar.

8 Langzeitliche Variabilität konvektionsförderlicher Bedingungen

Die langzeitliche Variabilität der konvektiven Aktivität auf klimatologischen Zeitskalen kann basierend auf den konvektionsförderlichen Tagen gemäß konOWLK (Kap. 5.2), den konvektiven Tagen gemäß qdaOWLK (Kap. 5.3) sowie den unterschiedlich gewitterträchtigen typischen Strömungskonfigurationen in Form der Hauptkomponenten (Kap. 7.1.2) umfassend und fundiert analysiert werden. Diese drei neu entwickelten Proxies für die Gewitterneigung stehen als 57-jährige Zeitreihen zur Verfügung, die robuste statistische Analysen ermöglichen. Sie werden im Folgenden verwendet, um die langzeitliche Variabilität gewitterförderlicher und -hemmender Bedingungen mithilfe von Trend- und Persistenzanalysen (Kap. 8.1) sowie Korrelationsbetrachtungen (Kap. 8.2) räumlich differenziert zu untersuchen. Anschließend wird der Einfluss verschiedener atmosphärischer Telekonnektionsmuster auf die konvektive Aktivität in Mitteleuropa diskutiert (Kap. 8.3).

8.1 Trends und Persistenzverhalten

Die Existenz möglicher Trends ist ein prägendes Merkmal von Zeitreihen. Sie gibt Aufschluss über die langzeitliche Entwicklung des betrachteten Parameters unter Ausblendung höherfrequenter Variabilitätsmoden. Entscheidend für die Belastbarkeit detektierter Trends ist die Länge der Zeitreihe. Im Folgenden werden Trendanalysen bezüglich der verschiedenen Proxies konvektiver Akti-

vität vorgestellt. Außerdem wird das Persistenzverhalten der Gewitterneigung auf ihre langzeitliche Variabilität hin untersucht.

8.1.1 Trend der Gewitterneigung in Deutschland

Die Trendanalysen werden analog zum bisherigen Vorgehen zunächst exemplarisch in Bezug auf das Deutschland umfassende Referenzgebiet durchgeführt. Die jährliche Häufigkeit der konvektionsförderlichen Wetterlage WFLHX aus der konOWLK weist im gesamten betrachteten Zeitraum von 57 Jahren in Deutschland keinerlei Trend auf bei zugleich sehr hoher jährlicher Variabilität (Abb. 8.1a). Den Minima von 3 Tagen der Klasse WFLHX in den Jahren 1974 und 1984 steht ein Maximum von 22 Tagen im Jahr 1969 gegenüber. Einerseits existieren Phasen durchgehend relativ starker (1966-1973) und schwacher (1984-1992) konvektiver Aktivität, andererseits kommt es mehrmals zu Sprüngen von einem Jahr auf das nächste, wie beispielsweise 1983/1984 und 2013/2014. Die Koppelung dieses langzeitlichen Verhaltens an die Variabilität des Klimasystems wird in Kapitel 8.3.5 diskutiert.

Bedingt durch die geringen jährlichen Häufigkeiten von WFLHX basiert die Trendanalyse auf eher kleinen Stichproben, was die Robustheit des Ergebnisses beeinträchtigt. Wie in Kapitel 5.3 erläutert, ist dieser Umstand auf die konservative Klassifikationsvorschrift der konOWLK zurückzuführen, die einen Tag nur dann als WFLHX einstuft, wenn eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit für schwere Gewitter vorliegt. Zur Erhöhung des Stichprobenumfangs liegt es deshalb nahe, auf die durch die weniger strenge qdaOWLK als konvektiv klassifizierten Tage zurückzugreifen. Die zugehörige, ebenfalls in Abbildung 8.1a dargestellte Zeitreihe besitzt einen schwachen negativen Trend von $-0,08$ Tagen pro Jahr (da^{-1}), entsprechend einer Abnahme um 4,48 Tage im Gesamtzeitraum, welcher infolge der hohen jährlichen Variabilität ebenfalls als zufällig zu bewerten ist ($p = 32,4\%$). Die beiden Zeitreihen von WFLHX-Tagen (konOWLK) und konvektiven Tagen (qdaOWLK) weisen einen Korrelationskoeffizienten von 0,75 nach Spearman auf. Hierin manifestiert sich zum

einen der enge Zusammenhang zwischen konOWLK und qdaOWLK. Zum anderen bestätigt dieser Wert, dass sich WFLHX-Tage in guter Näherung als Teilmenge und Spezialfall der konvektiven Tage auffassen lassen.

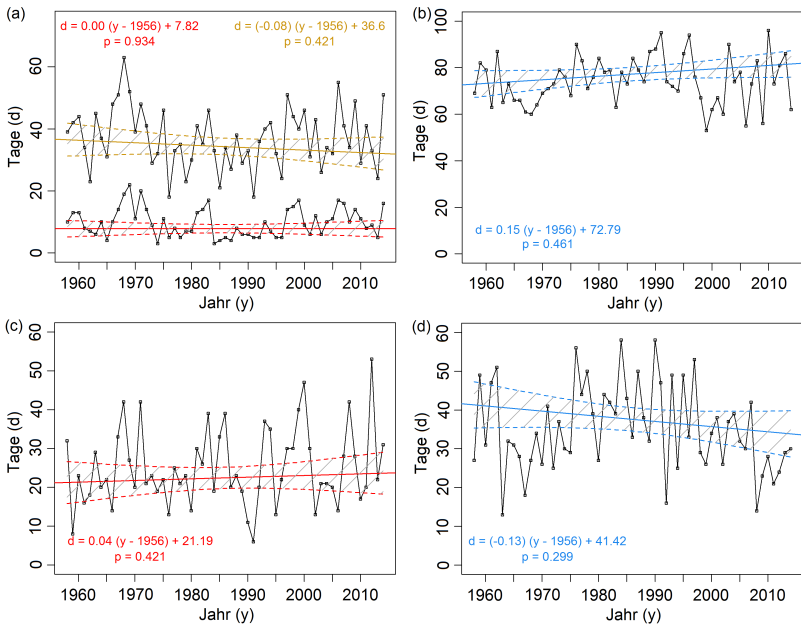


Abbildung 8.1: Ergebnis der Trendanalysen für Deutschland mit Trendlinien und Konfidenzintervallen ($S_i = 95\%$) für die jährliche Anzahl (a) konvektionsförderlicher (konOWLK, rot) und konvektiver Tage (qdaOWLK, gelb), (b) konvektionshemmender Tage (konOWLK) und (c) von Tagen, die im Rahmen der Hauptkomponentenanalyse mit einer maximalen Ladung von mehr als 0,5 als HK 4 und (d) HK 2 klassifiziert wurden (vgl. Abb. 7.3). Regressionsgleichungen und p-Werte des Mann-Kendall-Tests sind farblich passend angegeben.

Als Proxy für konvektionshemmende Tage eignet sich ausschließlich die konOWLK-Wetterlage KTSAX, wie in Kapitel 7.2.3 erläutert. Deren jährliche Häufigkeit scheint über die Jahre leicht zuzunehmen ($0,15 \text{ da}^{-1}$; Abb. 8.1b), allerdings muss auch in diesem Fall die Nullhypothese eines verschwindenden Trends angenommen werden ($p = 46,1\%$). Auffällig ist die Häufung

niedrigerer Werte ab 1997, die mit einer gleichzeitig verstärkten Variabilität einhergehen. Die Ursache hierfür ist bislang unklar. Das absolute Minimum liegt bei 53 KTSAX-Tagen im Jahr 1999, das Maximum bei 97 Tagen im Jahr 2010. Erwartungsgemäß sind die Zeitreihen der WFLHX- und KTSAX-Tage antikorreliert, allerdings mit einem Korrelationskoeffizienten von $-0,50$ nur moderat. Da die konOWLK eine große Zahl weiterer Wetterlagen umfasst, impliziert ein Jahr mit häufigen WFLHX-Tagen nicht zwangsläufig ein selteneres Auftreten von KTSAX.

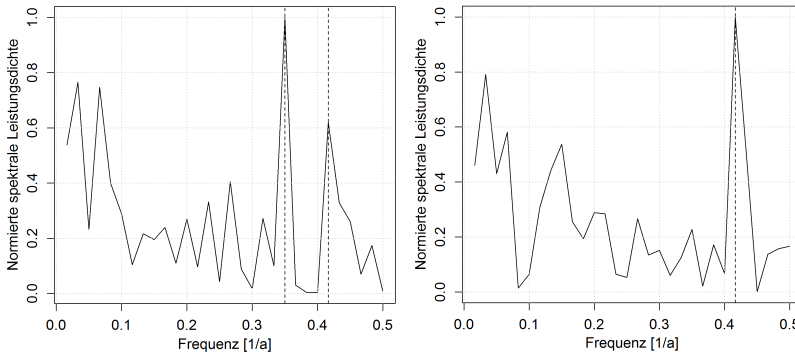


Abbildung 8.2: Periodogramme für die spektrale Leistungsdichte verschiedener Variabilitätsmoden, normiert mit ihrem jeweiligen Maximum, in Abhängigkeit von der Frequenz bezüglich der Zeitreihen der jährlichen Häufigkeit konvektiver Tage nach qdaOWLK (links) und KTSAX-Tage nach konOWLK (rechts). Die gestrichelten Linien markieren jeweils klar separierte Moden.

Die großen Stichprobenumfänge der Zeitreihen von KTSAX-Tagen nach konOWLK und konvektiven Tagen nach qdaOWLK ermöglichen es außerdem, das langzeitliche Verhalten auf mögliche Periodizitäten zu untersuchen. Hierfür wird entsprechend der üblichen Vorgehensweise eine Fourier-Analyse auf die Zeitreihe angewendet, um vom Zeit- auf den Frequenzraum überzugehen (z.B. Wilks, 1995). Das hieraus resultierende Periodogramm gibt die spektrale Leistungsdichte der Zeitreihe mit Länge n innerhalb eines Frequenzbereichs zwischen n^{-1} und $f_N = 0,5$ an, wobei f_N durch die zeitliche Auflösung der

Daten vorgegeben wird (Nyquist-Frequenz). Wie Abbildung 8.2 zeigt, weisen beide Zeitreihen Variabilitätsmoden mit hoher spektraler Leistungsdichte auf. So ist die Zeitreihe der konvektiven Tage nach qdaOWLK (links) durch zwei klar separierte Moden gekennzeichnet, von denen die eine mit $f = 0,35 \text{ a}^{-1}$ einer Periodendauer von rund 2,9 a und die andere mit $f = 0,42 \text{ a}^{-1}$ einer Periodendauer von 2,4 a entspricht. Die Zeitreihe der KTSAX-Tage (rechts) weist demgegenüber nur eine Variabilitätsmode auf, und zwar ebenfalls bei $f = 0,42 \text{ a}^{-1}$. Folglich lässt sich die starke Jahr-zu-Jahr-Variabilität sowohl des Proxys für konvektionsförderliche als auch des Proxys für konvektionshemmende Bedingungen mithilfe der Periodogramme teilweise auf systematische Variabilitätsmoden zurückführen. Das Übereinstimmen einer Periodendauer zwischen den beiden verwandten Proxies entspricht der Erwartung und liefert einen Beleg für die Belastbarkeit der erhaltenen Moden. Bei kleineren Frequenzen beziehungsweise größeren Periodendauern zeigt die spektrale Leistungsdichte indes für beide Proxies ein zunehmend verrauschtes Verhalten. Dieses steht im Zusammenhang mit dem begrenzten Umfang der zugrunde liegenden Zeitreihen. Insbesondere lassen sich keine Moden im dekadischen oder multidekadischen Bereich belegen. Diesbezüglich weitergehende Aussagen würden eine um einige Jahrzehnte längere Zeitreihe erfordern.

Die südwestliche Strömung vorseitig eines Höhentrogs, wie sie in Kapitel 7.1.2 als Charakteristikum des typischen Strömungsmusters der HK 4 ermittelt wurde, ist in Deutschland nach Kapitel 7.2.3 mit einer deutlich erhöhten Wahrscheinlichkeit von WFLHX-Tagen verknüpft und kann daher in erster Näherung als weiterer Indikator für konvektionsförderliche Bedingungen verwendet werden. Analog dazu eignet sich die durch eine nordwestliche Anströmung gekennzeichnete HK 2 näherungsweise als Indikator für das Auftreten der Wetterlage KTSAX. Die jährlichen Häufigkeiten sowohl von HK 4 (Abb. 8.1c) als auch HK 2 (Abb. 8.1d) weisen eine sehr hohe Jahr-zu-Jahr-Variabilität und keinerlei signifikanten Trend auf. Während HK 2 beispielsweise 51-mal im Jahr 1962 auftrat, verringerte sich der Wert

im darauffolgenden Jahr auf 13 Tage. Allerdings sind seit 1998 keine hohen Häufigkeiten von HK 2 mehr aufgetreten, während sich die drei höchsten Werte für HK 4 auf diesen Zeitraum konzentrieren. Erst eine Fortführung der Zeitreihe wird zeigen, ob sich darin ein neuer Trend hin zu häufigeren südwestlichen Lagen manifestiert. Die obigen Analysen zeigen folglich übereinstimmend, dass in Deutschland innerhalb des 57-jährigen Untersuchungszeitraums keine signifikanten Trends der Gewitterneigung aufgetreten sind.

8.1.2 Regionale Trends in Mitteleuropa

Die Verallgemeinerung der konOWLK auf beliebige Bezugsgebiete in Mitteleuropa analog zu Kapitel 7.1.1 ermöglicht es, die Gewitterneigung in den verschiedenen Teilgebieten auf langzeitliche Trends zu untersuchen und diese räumlich zu vergleichen. Hierfür werden Trendanalysen bezüglich der jährlichen Häufigkeiten von WFLHX- und KTSAX-Tagen in jedem Teilgebiet (Kap. 7.1.1) berechnet und die Steigungen der Trendlinien flächenhaft dargestellt.

Wie Abbildung 8.3a für die Zeitreihen der WFLHX-Tage zeigt, ergibt sich für den überwiegenden Teil Mitteleuropas kein oder nur ein nicht-signifikanter Trend variablen Vorzeichens. Allerdings fällt ein Gebiet mit positiven Trends im Süden und Südwesten, mit den höchsten und signifikanten Werten in Südostfrankreich ($0,13 \text{ da}^{-1}$), und negativen Trends im Osten auf, wobei in Zentralpolen eine signifikante Abnahme von $-0,08 \text{ da}^{-1}$ beobachtet wird. Die Bereiche signifikanter Werte werden in beiden Fällen umgeben von weitläufigen Gebieten, in denen schwächere, nicht-signifikante Trends gleichen Vorzeichens vorliegen. Unter Verwendung längerer Zeitreihen könnten sich folglich zwei großflächige Bereiche gegenläufiger Trends ausbilden. Eine weitere Zone signifikant positiver Trends liegt in England ($0,05 \text{ da}^{-1}$), wohingegen die Zeitreihe von WFLHX-Tagen für Deutschland, übereinstimmend mit Kapitel 8.1.1, weitestgehend keine Trends aufweist.

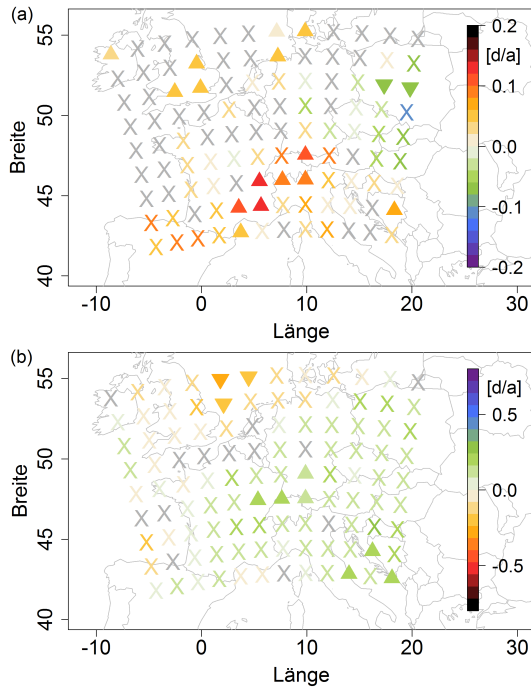


Abbildung 8.3: Ergebnis der Trendanalysen bezüglich der jährlichen Häufigkeit von (a) WFLHX- und (b) KTSAX-Tagen für die verschiedenen in Kap. 7.1.1 definierten Referenzgebiete (Zeitraum: Sommerhalbjahre 1958–2014). Die Steigung der Regressionsgerade ist farblich kodiert dargestellt, wobei zusätzlich aufwärts/abwärts weisende Dreiecke einen signifikanten positiven/negativen Trend anzeigen ($S_i = 90\%$) und ein X auf einen nicht-signifikanten Trend hinweist. Ein graues X entspricht dabei einem verschwindenden Trend.

Bei Betrachtung der analogen Darstellung für die Wetterlage KTSAX (Abb. 8.3b) fällt auf, dass deren Häufigkeit innerhalb eines großflächigen Bereichs, umgrenzt durch das Dreieck zwischen Biskaya, Bosnien und Polen, im Untersuchungszeitraum fast durchgängig zugenommen hat. Signifikante Werte werden aber nur in wenigen Teilgebieten erreicht, beispielsweise im Osten Frankreichs ($0,2 \text{ da}^{-1}$). Von England bis Dänemark treten dagegen negative Trends auf, die über der Nordsee auch signifikant ausfallen ($-0,4 \text{ da}^{-1}$).

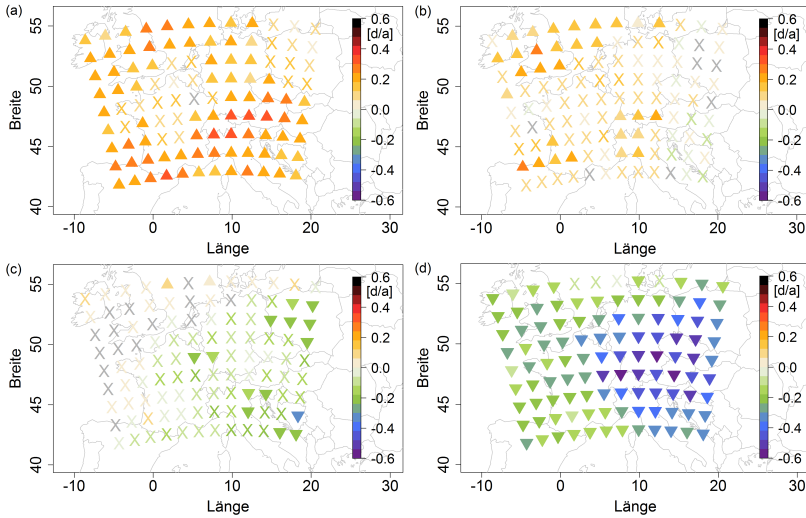


Abbildung 8.4: Wie Abb. 8.3, aber für die jährlichen Überschreitungshäufigkeiten der konOWLK-Parameter (a) θ_e , (b) PW, (c) SLI und (d) w in Bezug auf den jeweiligen Schwellenwert, der die konvektionsförderlichen Bedingungen definiert.

Die beobachtete langzeitliche Variabilität geht zurück auf kombinierte Trends der vier Parameter, die der konOWLK zugrunde liegen. Um regionale Veränderungen der Gewitterneigung auf die steuernden Variablen zurückzuführen und dabei insbesondere thermodynamische und dynamische Effekte zu trennen, werden nachfolgend Trendanalysen für die jährliche Anzahl der Schwellenwertüberschreitungen jedes einzelnen konOWLK-Parameters vorgestellt. Dabei werden die Schwellenwerte an der Grenze zum jeweils konvektionsförderlichen Bereich verwendet, das heißt zwischen den Klassen X und W (neutral–warm), X und F (neutral–feucht), X und L (neutral–labil) sowie X und H (neutral–Hebung).

Aus Abbildung 8.4a wird ersichtlich, dass die Zahl der Tage, an denen eine warme Luftmasse (θ_e) vorherrscht, fast überall zugenommen hat, in den meisten Gebieten auch signifikant. Vielfach bewegt sich die Steigung der

Regressionsgerade um den Wert $0,2 \text{ da}^{-1}$, im Alpenraum um $0,3 \text{ da}^{-1}$. Keine signifikanten Veränderungen ergeben sich für die Nordhälfte Frankreichs sowie für Polen. Auch im Fall des niederschlagsfähigen Wassers PW (Abb. 8.4b) ergibt sich weiträumig ein positiver Trend, der allerdings nur in manchen Regionen signifikant ist, wie zum Beispiel über England und der Nordsee ($0,3 \text{ da}^{-1}$). Werte um Null finden sich östlich einer Linie Deutschland–Norditalien. Die Häufigkeit labiler Schichtungen (SLI; Abb. 8.4c) blieb im Umfeld von Atlantik, Nord- und Ostsee weitgehend unverändert, wohingegen sie ansonsten überall abgenommen hat, in einigen Regionen auch signifikant. Der betragsmäßig stärkste Trend tritt mit $-0,3 \text{ da}^{-1}$ über dem Westbalkan auf. Eine markante Abnahme über ganz Mitteleuropa ist hinsichtlich der Vertikalgeschwindigkeit w zu beobachten (Abb. 8.4d). Mit Ausnahme von Teilen des Nordseeraums sind die Ergebnisse hier zudem durchweg signifikant. Dabei fällt eine Zweiteilung des Untersuchungsgebiets auf mit schwächeren Trends im Westen und entlang von Nord- und Ostsee sowie einer stärkeren Abnahme nach Osten hin, beginnend im östlichen Frankreich. So erreichen die Werte in Süddeutschland und Österreich fast $-0,6 \text{ da}^{-1}$.

Alternativ könnten die obigen Trendanalysen auch bezüglich der Jahresmittelwerte der Parameter in physikalischen Einheiten durchgeführt werden. Diesem Vorgehen ist jedoch, aus Gründen der Konsistenz mit den Trends der auf den Parametern aufbauenden konOWLK, die hier gewählte Betrachtung von jährlichen Schwellenwertüberschreitungen vorzuziehen. Der Vollständigkeit halber seien an dieser Stelle dennoch die Trends in physikalischen Einheiten für das Referenzgebiet Deutschland (vgl. Kap. 8.1.1) genannt (ohne Abb.). So hat θ_e um $0,028 \text{ K a}^{-1}$ ($p = 0,03$) und PW um $0,004 \text{ kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$ zugenommen ($p = 0,245$), während der SLI um $0,008 \text{ K a}^{-1}$ ($p = 0,635$) und die Vertikalgeschwindigkeit w um $0,001 \text{ ms}^{-1} \text{ a}^{-1}$ abgenommen haben ($p = 0,000$). Überstimmend mit Abbildung 8.4 sind in Deutschland nur die Trends von θ_e und w statistisch signifikant.

Die globale Erwärmung (Stocker, 2014) spiegelt sich deutlich in der verbreiteten Zunahme von Tagen mit relativ hohem θ_e wider. Aufgrund der

veränderten Strahlungsbilanz wird der unteren Troposphäre in verstärktem Maße fühlbare und latente Wärme zugeführt, die sich dort in einem erhöhten θ_e -Niveau äußert und somit einen thermodynamischen Mechanismus zur Erhöhung der Gewitterneigung darstellt. Infolge des Vertikaltransports der zusätzlichen Wasserdampfmenge steigt auch die integrale Größe PW an, wenn auch schwächer und oftmals nicht signifikant. In diesem Kontext verwundert das tendenziell seltenere Auftreten labiler Situationen zunächst. Dieser scheinbare Widerspruch klärt sich auf, wenn berücksichtigt wird, dass die Erwärmung, wie in Mohr und Kunz (2013) gezeigt, auch höhere Schichten erfasst. Da die Konvektionsrelevanz regionaler θ_e -Maxima aber gerade auf der Abnahme von θ_e mit der Höhe beruht, äquivalent zum Vorliegen potentieller Instabilität, wirkt eine Erwärmung in allen Niveaus nicht labilisierend. Die Kombination von θ_e und PW mit dem dritten thermodynamischen Parameter SLI in der konOWLK ermöglicht folglich eine differenziertere Analyse der Beziehung zwischen globaler Erwärmung und Gewitterneigung. Ungeachtet dessen sind als Folge der starken Fluktuationen innerhalb der Zeitreihe insbesondere betragsmäßig kleine Trends wie im Falle des SLI anfällig gegenüber Verschiebungen des Bezugszeitraums. So errechneten Mohr und Kunz (2013) für den Zeitraum 1978–2009 verbreitet eine Labilisierung der Schichtung, die sich für andere Zeiträume, bedingt durch den Ein- oder Ausschluss von Perioden extremer Werte, in eine Stabilisierung verändert. Aus diesem Grunde sollten auch die regional signifikanten Trends des SLI nicht überinterpretiert werden.

Die Vertikalgeschwindigkeit w als vierter Parameter repräsentiert in der konOWLK die dynamische Komponente konvektionsförderlicher Bedingungen, da verbreitete Konvektion häufig durch Hebung in der mittleren und oberen Troposphäre ausgelöst wird. Der ausgeprägte negative Trend von w zeigt, dass die Häufigkeit von Strömungsfeldern abnimmt, die eine großräumige Hebung induzieren. Als Folge steigt die Wahrscheinlichkeit für Wetterlagen, bei denen sich trotz günstiger thermodynamischer Bedingungen großräumig keine hochreichende Konvektion entwickeln kann.

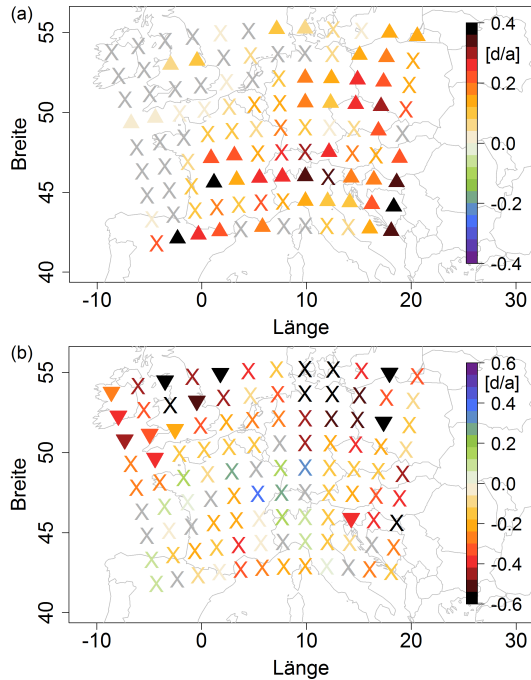


Abbildung 8.5: Wie Abb. 8.3, aber für den klimatologischen Referenzzeitraum 1985–2014 (Sommerhalbjahr).

Allerdings ist zusätzlich zur großräumigen Hebung auch die Rolle kleinerskaliger Auslösemechanismen zu berücksichtigen, die im Rahmen dieser Trendanalyse nicht betrachtet werden konnten. Die Frage nach den Ursachen des unerwarteten negativen Trends von w bietet den Ansatzpunkt für weitere Studien zu konvektionsrelevanten atmosphärischen Änderungen im Kontext des Klimawandels.

Bei isolierter Betrachtung verschiedener Teilzeiträume in der Trendanalyse für Deutschland (Abb. 8.1a) fällt zwischen den Jahren 1984 und 2014 ein schwacher positiver Trend auf. Dieser könnte eine Umkehr hin zu einer mehrere Dekaden umfassenden signifikanten Zunahme der Gewitterneigung

einleiten. In diesem Falle wiese das Trendverhalten eine gewisse Parallelität zu dem der globalen Erwärmung auf, die durch eine markante Verstärkung des Temperaturanstiegs ab den 1970er-Jahren gekennzeichnet ist (Hansen et al., 2010). Aus diesem Grunde wird die räumliche Trendbetrachtung nachfolgend auf den 30-jährigen Bezugszeitraum von 1985 bis 2014 eingegrenzt.

In diesem Referenzzeitraum nimmt die Häufigkeit gewitterförderlicher Bedingungen (WFLHX-Tage) vor allem nach Süden und Osten hin in vielen Referenzgebieten signifikant zu (Abb. 8.5a). Die Steigung erreicht regional Werte von bis zu $0,4 \text{ da}^{-1}$, das heißt alle 2,5 Jahre tritt im Mittel ein zusätzlicher WFLHX-Tag auf. Auch für die Zeitreihen in verschiedenen Teilen Deutschlands ergeben sich nun signifikante Trends. Hinsichtlich der Tage mit konvektionshemmenden Bedingungen (Abb. 8.5b) lässt sich dagegen kein systematisches Verhalten erkennen. Zwar herrschen überwiegend negative Trends vor, diese sind aber nur vereinzelt, primär in der Umgebung der Britischen Inseln, signifikant mit Werten von bis zu $-0,6 \text{ da}^{-1}$.

Der Vergleich der Trendkarten für die vollständigen sowie die auf 30 Jahre verkürzten Zeitreihen deutet auf einen Zusammenhang der Zahl konvektionsförderlicher Tage mit der globalen Erwärmung hin. So bewirkt das indifferente Trendverhalten der Gewitterneigung innerhalb des anfänglichen Zeitraums schwacher globaler Temperaturzunahme, dass in den meisten Gebieten auch bezogen auf den Gesamtzeitraum keine signifikanten Trends detektiert werden können. Demgegenüber wird die darauf folgende starke Erwärmung auch von markanten Trends der Gewitterneigung begleitet. Zugleich fällt allerdings eine sehr hohe räumliche Streuung der Ergebnisse auf. Diese, ebenso wie der hohe Anteil starker, aber nicht-signifikanter Trends, geht auf die verkürzte Zeitreihe und die verminderte Belastbarkeit darauf basierender Trendanalysen zurück.

Werden die vier konOWLK-Parameter analog zu oben separat analysiert, fallen ebenfalls deutliche Unterschiede zum Gesamtzeitraum auf. Dem globalen Temperaturanstieg folgend, intensiviert sich auch der Trend von θ_e im Zeitraum 1985–2014 deutlich (Abb. 8.6a). Eine Ausnahme bildet lediglich der Nordwesten des Untersuchungsgebiets. Die stärksten Trends treten mit

Steigungswerten von bis zu $1,0 \text{ da}^{-1}$ in den westlichen Balkanländern sowie in Südfrankreich auf. Der steilere Anstieg des θ_e -Niveaus gegenüber dem Referenzzeitraum 1958–2014 trägt dazu bei, dass nun auch bezüglich PW in einem Großteil des Untersuchungsgebiets starke und signifikante Trends beobachtet werden (Abb. 8.6b). Dagegen weist die Labilität nur im Nordwesten und vereinzelt im Südosten einen positiven Trend auf mit maximalen Werten von knapp $0,6 \text{ da}^{-1}$ (Abb. 8.6c). Im übrigen Gebiet ist kein klares Trendverhalten erkennbar, wobei im Gegensatz zum Gesamtzeitraum insbesondere keine signifikanten negativen Trends mehr auftreten. Der Hebungparameter w zeigt regional eine deutliche Abnahme von bis zu $-0,7 \text{ da}^{-1}$ im östlichen Frankreich (Abb. 8.6d). Allerdings ist diese nun auf ein V-förmiges Gebiet beschränkt, das sich von den Niederlanden nach Norditalien und von dort bis nach Polen erstreckt.

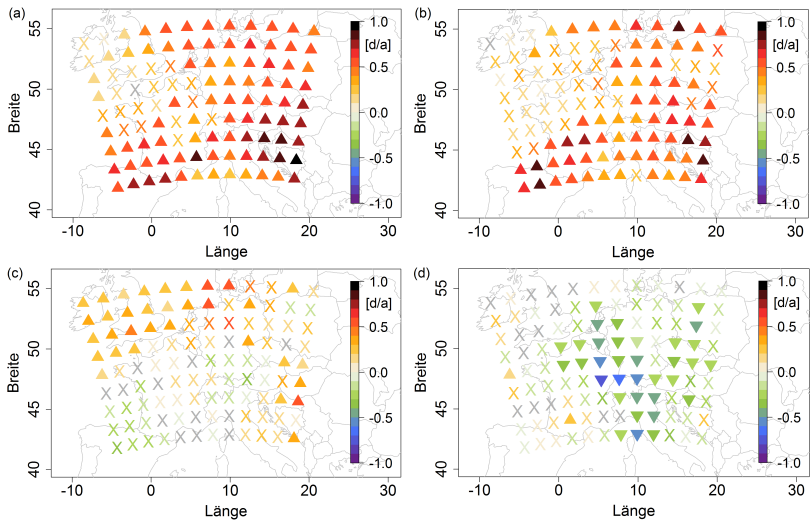


Abbildung 8.6: Wie Abb. 8.4, aber für den klimatologischen Referenzzeitraum 1985–2014 (Sommerhalbjahr).

Ungeachtet der oben diskutierten Unterschiede der Trendverteilungen zwischen den beiden Zeiträumen bleiben die Beiträge der einzelnen Parameter hinsichtlich des Trendverhaltens der konOWLK qualitativ im Wesentlichen gleich. So steht auch bezüglich der Periode 1985–2014 eine Zunahme konvektionsförderlicher thermodynamischer Bedingungen einer Abnahme konvektionsförderlicher dynamischer Bedingungen gegenüber. Die Stabilität als dritter thermodynamischer Parameter zeigt weiterhin keine systematischen Veränderungen. Auch bei einem positiven Trend der WFLHX-Häufigkeit besteht folglich der gegenläufige Effekt abnehmender Hebungsantriebe fort. Die hohe räumliche Streuung der Trends bezüglich WFLHX und KTSAX verdeutlicht, dass Trendanalysen für kurze Zeitreihen mit Vorsicht interpretiert werden müssen. Infolge der hohen jährlichen Fluktuationen können sich selbst starke Trends als statistische Artefakte herausstellen, wie die Signifikanztests zeigen. Ebenso ist die Möglichkeit zu berücksichtigen, dass sich das Trendverhalten in den nächsten Dekaden erneut ändern könnte. In diesem Kontext kann die Analyse von Teilzeiträumen zu Fehlinterpretationen führen. Gleichwohl deutet die Parallelität zur globalen Temperaturentwicklung darauf hin, dass zu Beginn der 1980er-Jahre tatsächlich eine Umkehr des Trends hin zu einer signifikanten Zunahme der Gewitterneigung eingetreten ist.

8.1.3 Persistenzanalyse

Hält eine hohe Gewitterneigung über mehrere Tage hinweg an, kann dies die Auswirkungen der konvektiven Ereignisse deutlich verstärken. So geht beispielsweise die Akkumulation der Niederschlagsmengen mit einer wachsenden Hochwassergefahr insbesondere als Folge gesättigter Böden einher, die ihrerseits Sturzfluten und Hangrutsche begünstigen. Ein weiteres relevantes Merkmal der Gewitteraktivität auf langen Zeitskalen bildet neben der Jahressumme von gewitterförderlichen Tagen deshalb die Wahrscheinlichkeit von Aneinanderreihungen solcher Tage (Cluster).

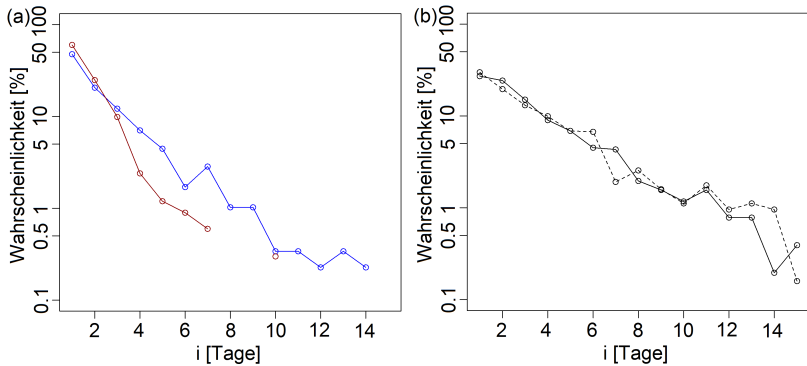


Abbildung 8.7: (a) Relative Häufigkeit von Clustern aufeinanderfolgender Tage (halb-logarithmische Achsenskalibrierung) innerhalb des Referenzgebiets Deutschland bezogen auf die Sommerhalbjahre 1958–2014, die als WFLHX gemäß konOWLK (rot) sowie als konvektiv gemäß qdaOWLK (blau) klassifiziert wurden. (b) wie (a), aber in Bezug auf Tage, deren Strömungsmuster den typischen Mustern HK 2 (gestrichelt) und HK 4 (durchgezogen) zugeordnet wurden. Auf der Abszisse ist die Clusterlänge i in Tagen aufgetragen.

Für die Persistenzanalyse wird der in Kapitel 4.1.6 vorgestellte Algorithmus zur Clustererkennung verwendet, der auch die Möglichkeit eines vorübergehenden Rückgangs der Gewitterneigung innerhalb eines Clusters adäquat berücksichtigt. Bezogen auf das Referenzgebiet Deutschland (vgl. Kap. 7.2.3) für den Zeitraum 1958–2014 treten konvektive Tage nach qdaOWLK zwar in der Hälfte der Fälle einzeln auf, was einer trivialen Clusterlänge von 1 entspricht (Abb. 8.7a). Zugleich entfällt aber auch auf längere Cluster ein wesentlicher Anteil. So reihen sich in etwa 20% der Fälle mindestens 4 und in 8% mindestens 6 konvektive Tage aneinander. Das längste detektierte Cluster hat eine Länge von 14 Tagen. Die analoge Verteilung hinsichtlich der WFLHX-Tage ist demgegenüber deutlich zu kleineren Längen hin verschoben. Beispielsweise steigt der Anteil der Einzeltage (Länge 1) auf 60% und nur noch 5% aller Cluster bestehen aus mindestens 4 Tagen. Bis auf ein einziges 10-tägiges Ereignis kam es im Bezugszeitraum nie zu Längen größer als 6 Tage.

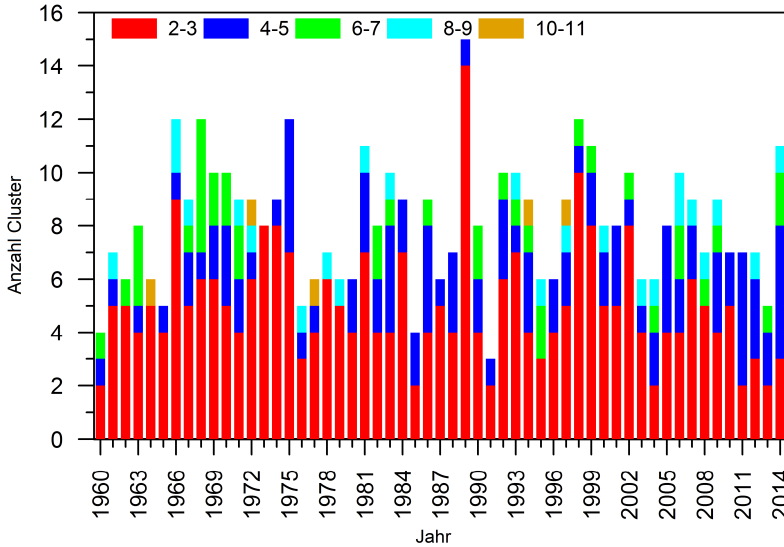


Abbildung 8.8: Zeitreihe der jährlichen Häufigkeiten verschiedener Clusterlängen. Als Grundlage dienen konvektive Tage gemäß qdaOWLK in den Sommerhalbjahren 1958–2014 (Piper et al., 2016).

Offenbar hält ein wesentlicher Anteil der gewitterträchtigen Situationen gemäß qdaOWLK und konOWLK über mehrere Tage hinweg an. Hierbei ist im Hinblick auf die Unwetterrelevanz hervorzuheben, dass sich auch für längere konvektive Episoden noch bedeutende Wahrscheinlichkeitswerte ergeben. Die Unterschiede zwischen den beiden Proxies sind darauf zurückzuführen, dass konvektive Tage gemäß qdaOWLK lediglich auf eine relativ hohe Gewitterneigung hinweisen, während die konOWLK-Wetterlage WFLHX in guter Näherung als hinreichend für starke Gewitterereignisse angesehen werden kann (vgl. Kap. 5.3). Deshalb ist es vor dem Hintergrund dieser konservativen Klassifikationsregel bemerkenswert, dass es trotzdem regelmäßig zu mehrtägigen Serien von WFLHX-Tagen kommt. Ein Beispiel für extreme Unwetter im Zusammenhang mit einer anhaltend hohen

Gewitterneigung sind die Überschwemmungen, die im Mai und Juni 2016 in mehreren Teilen Süddeutschlands massive Schäden und mehrere Todesopfer nach sich zogen. Eine Persistenzanalyse analog zu oben ergab für diese Episode je ein drei- und zweitägiges Cluster bezüglich konOWLK und ein elftägiges Cluster bezüglich qdaOWLK (Piper et al., 2016). Die aufgetretenen Zerstörungen verdeutlichen die potenziellen Folgen von konvektiven Ereignissen, die in Bezug auf ihre Persistenz im Bereich sehr hoher Perzentile angesiedelt sind (engl.: *heavy-tail events*; vgl. Abb. 8.7a).

Im Folgenden soll nun zusätzlich der großskalige Antrieb konvektionsrelevanter Umgebungsbedingungen auf Persistenzen hin untersucht werden. Als weiterer Indikator für förderliche und hemmende Wetterlagen dient, gemäß den Ergebnissen aus Kapitel 7.2, die Zuweisung eines gegebenen Tages zu den typischen Strömungsmustern HK 2 (nordwestliche Strömung) beziehungsweise HK 4 (südwestliche Strömung). Der Clusterdetektionsalgorithmus wird dementsprechend analog zu oben auf die als HK 2 und HK 4 klassifizierten Tage angewendet. Abbildung 8.7b zeigt, dass sich die empirischen Verteilungen für beide Strömungskonfigurationen stark ähneln. Zudem weisen diese im Vergleich zu den Proxies hoher Gewitterneigung (Abb. 8.7a) deutlich höhere Wahrscheinlichkeiten für lange Cluster auf. So liegt die Wahrscheinlichkeit eintägiger Episoden nur noch bei 20%, während zugleich die mindestens 14-tägigen Cluster bezüglich HK 4 noch mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 1% auftreten.

Diese Analysen verdeutlichen den Zusammenhang bezüglich des Persistenzverhaltens zwischen konvektionsförderlichen Bedingungen und der steuernden großskaligen Strömungskonfiguration. Da indes viele der als HK 4 klassifizierten Tage nicht gleichzeitig von der konOWLK als WFLHX klassifiziert werden, lässt sich unmittelbar nachvollziehen, dass die Wahrscheinlichkeit für lange Cluster bezüglich WFLHX niedriger ist als bezüglich HK 4.

Auf diesen grundlegenden Analysen aufbauend, wird nachfolgend die langzeitliche Variabilität der Persistenz konvektiver Tage untersucht. Dazu werden die Clusterhäufigkeiten für jedes Jahr einzeln berechnet, wobei die

Analyse wegen der größeren jährlichen Stichproben auf der qdaOWLK basiert. Es fällt eine sehr hohe Jahr-zu-Jahr-Variabilität auf, die sich zudem durch ein hochgradig stochastisch geprägtes Verhalten auszeichnet (Abb. 8.8). Weder hinsichtlich der Gesamtzahl der Cluster noch der einzelnen Längen sind Trends oder Periodizitäten erkennbar. Ein markantes Extremum stellt das Jahr 1989 dar, in dem 14 Cluster der Längen 2 und 3, aber nur ein 4- bis 5-tägiges Cluster aufgetreten sind. Im Gegensatz dazu traten 1991 insgesamt lediglich 3 Cluster auf, davon zwei 2- bis 3-tägige und ein 4- bis 5-tägiges.

Insgesamt trägt die Persistenzneigung konvektiv günstiger Bedingungen zu der beobachteten hohen Jahr-zu-Jahr-Variabilität der Gewitterneigung bei. In Jahren, in denen sich häufig konvektionsförderliche Wetterlagen einstellen, hält ein wesentlicher Teil von diesen über mehrere Tage hinweg an, sodass die Anzahl konvektiver Tage überproportional höher ist. Dieser Effekt wird durch die hohe Variabilität der Persistenzneigung selbst nochmals verstärkt. Die Ergebnisse implizieren außerdem, dass längere Gewitterepisoden zwar im Mittel selten auftreten, aber, wie aus der empirischen Verteilung (Abb. 8.7) ersichtlich ist, keineswegs singuläre Ereignisse darstellen. Insbesondere kann es als Folge der hohen Jahr-zu-Jahr-Fluktuationen zu einer Häufung extremer Episoden sogar innerhalb eines Jahres kommen.

8.2 Räumliche Analyse der mehrjährigen Variabilität

Ein wesentliches Charakteristikum der mehrjährigen Variabilität besteht, neben der Existenz möglicher Trends, in räumlichen Ähnlichkeiten der regionalen Zeitreihen. Dieser Ansatz führt zu einer kombinierten Analyse räumlicher und zeitlicher Variabilitätsmoden, die vom langzeitlichen Verhalten der zugrundeliegenden großskaligen Antriebe abhängen. Ausgehend von den Ergebnissen basierend auf Blitzdaten (Kap. 6.3), werden im Folgenden typische jährliche Felder und räumliche Korrelationsanalysen der Gewitterneigung diskutiert.

8.2.1 Charakteristische Felder der Gewitterneigung

Zur räumlich differenzierten Visualisierung der mehrjährigen Variabilität wurden in Kapitel 6.3.1 auf der Basis von Blitzdaten die räumlichen Muster der Gewitteraktivität für ausgewählte Jahre vorgestellt. Mithilfe der 57 Jahre umfassenden Zeitreihe des Proxys WFLHX aus der konOWLK ist es jetzt zusätzlich möglich, Aussagen über charakteristische jährliche Felder der Gewitterneigung zu treffen. Im Unterschied zu Kapitel 7.1.1, in dem die mittlere räumliche Verteilung der jährlichen Zahl von WFLHX-Tagen berechnet wurde, ist das Ziel der nachfolgend vorgestellten Analyse, das Kontinuum der einzelnen jährlichen Felder der WFLHX-Häufigkeit auf wenige typische Felder zu reduzieren.

Hierzu wird auf die räumlichen Felder der jährlichen Zahl von WFLHX-Tagen eine Hauptkomponentenanalyse bezüglich der T-Mode mit anschließender Rotation angewendet (Kap. 4.2.1). Zunächst muss anhand der Eigenwertverteilung (Screeplot, ohne Abb.) die optimale Zahl der zu rotierenden Hauptkomponenten ermittelt werden, für die das in Kapitel 7.1.2 geschilderte Vorgehen die Anzahl 3 liefert. Zusätzlich wird für verschiedene Zahlen rotierter Hauptkomponenten die Robustheit der Lösungen überprüft, indem, ebenfalls analog zu Kapitel 7.1.2, der Anteil der klassifizierten Felder berechnet wird, bei dem die maximale Ladung sowie die Differenz der beiden höchsten Ladungen bestimmte Schwellenwerte über- und unterschreiten. Wie Abbildung 8.9 zeigt, liefert die Rotation von 3 Hauptkomponenten eine sehr genaue Zuordnung. Insbesondere unterschreitet die maximale Ladung nie den Wert 0,4 und liegt fast immer oberhalb von 0,5.

Die Hauptkomponenten stellen charakteristische Felder der jährlichen Häufigkeit von WFLHX-Tagen dar. Die resultierenden Werte sind aus mathematischen Gründen zwar dimensionslos, aber direkt proportional zur Dimension der Eingangsdaten (Tage pro Jahr). Analog zur Entwicklung typischer Strömungskonfigurationen (Kap. 7.1.2) gibt die Ladungsmatrix als

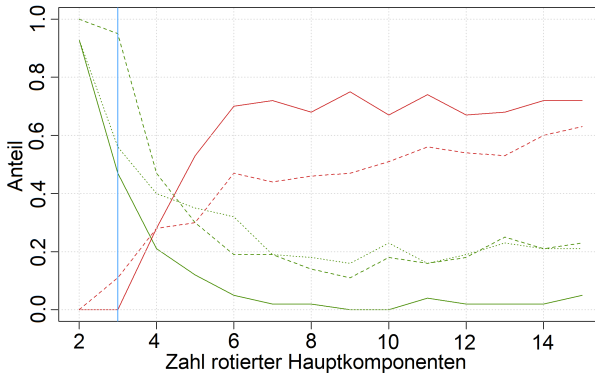


Abbildung 8.9: Abhängigkeit verschiedener Robustheitsmaße von der Zahl rotierter Hauptkomponenten: Anteil der Jahre mit einer maximalen Ladung größer als 0,7 (grün durchgezogen), größer als 0,5 (grün gestrichelt) und kleiner als 0,4 (rot durchgezogen), sowie Anteil der Jahre mit einer maximalen Ladungsdifferenz größer als 0,3 (grün gepunktet) und kleiner als 0,1 (rot gestrichelt).

Matrix der skalierten Eigenvektoren für jedes Jahr die Ähnlichkeit der jeweiligen Häufigkeitsverteilung zu den einzelnen Hauptkomponenten an.

Die charakteristischen Muster unterscheiden sich fundamental in ihren räumlichen Strukturen. So ist HK 1 (Abb. 8.10a) durch hohe Werte im Bereich zwischen dem Balkan, Bayern und Südpolen gekennzeichnet. Ein bandförmiges sekundäres Maximum erstreckt sich von Süddeutschland bis zu den Pyrenäen. Dagegen tritt in HK 2 (Abb. 8.10b) das Primärmaximum der Zahl von WFLHX-Tagen in weiten Teilen Polens auf, mit Ausläufern in die Nordhälfte Deutschlands sowie südwärts bis nach Ungarn. Ein Nebenmaximum liegt außerdem in Nordfrankreich vor. Im Muster von HK 3 (Abb. 8.10c) fällt ähnlich wie in HK 1 wieder ein bandförmiges Maximum über der Südhälfte Frankreichs auf, das allerdings deutlich stärker ausgeprägt ist als das in HK 1. Vom Balkan bis nach Österreich liegen die Werte nahe Null, in Tschechien ist ein schwaches Sekundärmaximum zu erkennen. Die Zahl der Jahre, die basierend auf der Ladungsmatrix den einzelnen Mustern zugeordnet

wurden, variiert stark. Dabei bilden HK 1 und 3 mit 34 beziehungsweise 20 Jahren die größten Klassen, während nur 3 Jahre HK 2 zugeordnet werden. Die drei Hauptkomponenten geben Aufschluss über die verschiedenen jährlichen Muster, deren Wechsel die langzeitliche Variabilität der räumlichen Verteilung der Gewitterneigung bestimmt. Da sie die innere Ordnung der Eingangsdaten sehr gut erfassen, wie an der obigen Ladungsbetrachtung sichtbar wird (Abb. 8.9), kommt es in vielen Jahren zu nahezu idealen Ausprägungen der charakteristischen Muster. Folglich lässt sich die mehrjährige zeitliche Variabilität im Wesentlichen durch einen Satz von nur drei wiederkehrenden räumlichen Verteilungen beschreiben, worin sich ein hoher Grad an systematischem Verhalten offenbart.

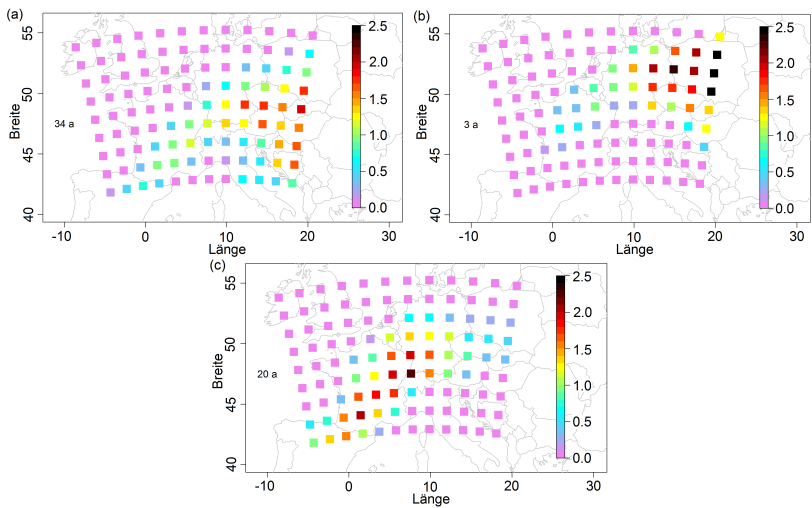


Abbildung 8.10: Typische räumliche Verteilungen der jährlichen Anzahl (Sommerhalbjahr) von WFLHX-Tagen (a bis c: HK 1, 2 und 3), auf die sich das Kontinuum der einzelnen jährlichen Verteilungen zurückführen lässt, ermittelt durch eine Hauptkomponentenanalyse bezüglich der T-Mode. Die Werte sind dimensionslos. Die Zahl auf der linken Seite jedes räumlichen Felds gibt an, in wie vielen Jahren die jeweilige HK dominant ist.

Ein bestimmendes Charakteristikum in vielen Jahren ist die Konzentration konvektionsförderlicher Bedingungen auf das Gebiet zwischen den Pyrenäen und Süddeutschland. Diese Struktur steht in Verbindung mit dem Vorherrschen südwestlicher Strömungsmuster, die, teilweise in Verbindung mit einer *Spanish Plume*, häufig für die Advektion labiler Luftmassen sorgen und zugleich an der Trogvorderseite dynamische Hebungsantriebe implizieren (Kap. 7.2). Die stark variierende jährliche Häufigkeit dieser Strömungsmuster (vgl. Kap. 8.1.1), verstärkt durch deren Persistenzneigung (vgl. Kap. 8.1.3), bewirkt, dass das bandförmige Maximum in manchen Jahren dominiert (HK 3), wohingegen es in anderen nur schwach ausgeprägt vorliegt. So spielen die südwestlichen Strömungsformen in Jahren mit einer Dominanz der HK 1 nur eine untergeordnete Rolle. Gleichzeitig geht ein Großteil der WFLHX-Tage hier auf die Advektion konvektionsförderlicher Luftmassen aus dem Südosten zurück, vor allem in Verbindung mit einem abgeschlossenen Höhentief über Südosteuropa (vgl. Abb. 7.15d). Nach Süden hin, also primär über dem Balkan, liefert auch die lokale Produktion und Akkumulation von CAPE einen wichtigen Beitrag, wie zum Beispiel im Falle des Strömungsmusters in Abbildung 7.15b. Die Strukturen in HK 2 können als extreme Ausprägung von HK 1 aufgefasst werden, wobei das Maximum im Osten nordwärts verschoben ist. Zwar scheint dieses Muster wegen seiner geringen Häufigkeit auf den ersten Blick nur eine untergeordnete Relevanz zu haben. Allerdings belegen die Ladungswerte von 0,73, 0,64 und 0,60 in den drei zugeordneten Jahren 1980, 1984 und 2001, dass sich das Muster manchmal tatsächlich in dieser Form einstellt und nicht nur der Superposition mit den anderen Hauptkomponenten dient. Dies impliziert, dass sich die räumliche Verteilung der konvektiven Aktivität zuweilen für ein Jahr grundlegend umstellt, weshalb HK 2 trotz ihres seltenen Auftretens einen wesentlichen Beitrag zur langzeitlichen Variabilität liefert. In den betreffenden Jahren gelangt in vielen Fällen feucht-warme Luft aus dem Südosten Europas bis nach Nordwestpolen und weiter nach Deutschland (vgl. Kap. 7.2.1). Dieser Advektionstyp nimmt in solchen

Jahren eine zentrale Rolle bei der Bereitstellung konvektionsförderlicher Umgebungsbedingungen ein.

8.2.2 Räumliche Korrelationsanalysen

Ein weiterer Aspekt der langzeitlichen Variabilität der konvektiven Aktivität ist die räumliche Repräsentativität regionaler Zeitreihen. Hierbei steht die Frage im Mittelpunkt, in welchem Umkreis um ein gegebenes Bezugsgebiet die jährlichen Häufigkeiten von WFLHX-Tagen einen signifikanten Zusammenhang aufweisen. Zusammen mit den typischen räumlichen Verteilungen der jährlichen Zahl von WFLHX-Tagen, die im vorherigen Kapitel beschrieben wurden, lässt sich mithilfe dieser Korrelationsbetrachtung die mehrjährige Komponente der raum-zeitlichen Variabilität umfassend charakterisieren.

Eine Möglichkeit besteht darin, auf die jährlichen Verteilungen eine Hauptkomponentenanalyse bezüglich der S-Mode anzuwenden. Dabei sind die Variablen durch die Zeitreihen in den einzelnen Teilgebieten gegeben, und das resultierende Eigenwertproblem beruht auf der Korrelationsmatrix bezüglich dieser Zeitreihen (Kap. 4.2.1). Um Regionen mit einem ähnlichen zeitlichen Verhalten hinsichtlich der jährlichen Zahl von WFLHX-Tagen zu identifizieren, werden nach obliquer Rotation die Ladungsvektoren der führenden Hauptkomponenten flächenhaft dargestellt.

Analog zu Kapitel 8.2.1 wird zunächst basierend auf der Eigenwertverteilung ermittelt, wie viele Hauptkomponenten in die Analyse eingehen sollten. Als Ergebnis werden die fünf führenden Moden rotiert. Die entsprechenden Ladungsfelder zeugen von einer engen Koppelung der Zeitreihen auch über größere Distanzen (Abb. 8.11). Allerdings ist diese oftmals in den verschiedenen Himmelsrichtungen unterschiedlich stark ausgeprägt. So weist in HK 1 (Abb. 8.11a) die Oberrheinregion mit einem Wert von rund 0,7 einen hohen Zusammenhang mit dem weit entfernten Aktionszentrum in Nordspanien auf, wohingegen von dort aus die Ladung nach Norden hin zügig abfällt und bereits über der Biskaya nur noch einen Wert von 0,3 erreicht.

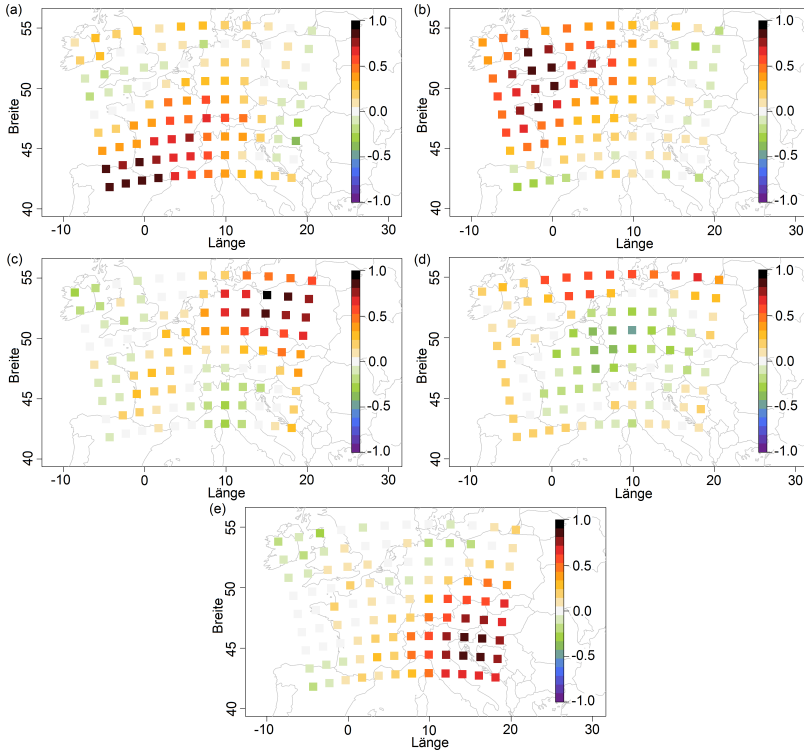


Abbildung 8.11: Räumliche Muster des Zusammenhangs regionaler Zeitreihen der jährlichen Zahl (Sommerhalbjahr) von WFLHX-Tagen ermittelt durch eine Hauptkomponente bezüglich der S-Mode mit 5 rotierten Hauptkomponenten (a bis e). Die Werte geben die Ladung im jeweiligen Referenzgebiet an (dimensionslos).

Demgegenüber ist das Muster von HK 5 (Abb. 8.11e) durch eine weitgehend symmetrische Struktur in der Umgebung des Aktionszentrums in Kroatien gekennzeichnet. Als Charakteristikum mehrerer räumlicher Verteilungen fallen räumlich eng umgrenzte Brüche im Ladungsfeld auf, gut zu erkennen zum Beispiel anhand von Abbildung 8.11d (HK 4). Während die Zeitreihen über der Nord- und Ostsee auch über größere Distanzen hinweg recht stark gekoppelt sind (Ladungswert: $\sim 0,6$), fällt die Ladung an den Küsten

instantan ab, sodass bereits in der Umgebung von Hamburg ein Wert von 0,0 erreicht wird. Als weiteres Beispiel einer gewitterarmen Region weist das Aktionszentrum über den Britischen Inseln (Abb. 8.11b) demgegenüber auch mit entfernteren Gebieten auf dem Festland einen deutlichen Zusammenhang auf. Generell kommt es in allen Mustern regional zu negativen Werten, das heißt räumlichen Antikorrelationen. In HK 4 (Abb. 8.11d) bildet sich über der Mitte Deutschlands sogar ein entgegengesetztes Aktionszentrum aus.

Anhand der Strukturen der Hauptkomponenten (Abb. 8.11) lassen sich deutlich die Ausdehnung und Umgrenzungen der Gebiete erkennen, innerhalb derer ähnliche Strömungsmuster konvektionsförderlich wirken. So weist HK 1 (Abb. 8.11a) auf eine Häufung trogvorderseitiger Südwestlagen über Frankreich hin, wodurch dieses Ladungsmuster eng mit einer der charakteristischen räumlichen Verteilungen der jährlichen Zahl von WFLHX-Tagen verknüpft ist (Abb. 8.10c). In der gleichen Weise besteht eine Beziehung zwischen HK 3 (Abb. 8.11c) und dem charakteristischen jährlichen Feld der Gewitterneigung (WFLHX) in Abbildung 8.10b, die beide auf eine Advektion konvektionsförderlicher Luftmassen aus dem Südosten als dominanten Prozess hinweisen. Ebenso sind HK 5 (Abb. 8.11e) und das charakteristische jährliche Feld in Abbildung 8.10a hinsichtlich der räumlichen Koppelungen in der westlichen Balkanregion miteinander verknüpft. Der starke Zusammenhang zwischen dem dortigen Aktionszentrum und den Zeitreihen in Österreich stützt die in Kapitel 6.1 herausgearbeitete Hypothese, nach der die hohe Gewitteraktivität entlang der südlichen österreichischen Voralpen maßgeblich auf die Advektion konvektionsförderlicher Luftmassen aus südöstlich gelegenen Gebieten zurückgeht. Die Koppelung zwischen den Zeitreihen im Gebiet der Britischen Inseln und über dem europäischen Festland weist auf den Umstand hin, dass konvektionsförderliche Luftmassen, welche die Britischen Inseln erreichen, aufgrund ihres Transportwegs stets auch die Umgebungsbedingungen weiter südlich, primär in Frankreich, bestimmen. Eine spezielle Ausprägung derartiger Wetterlagen besteht in der nordwärts gerichteten Advektion einer EML (z.B. Morris, 1986).

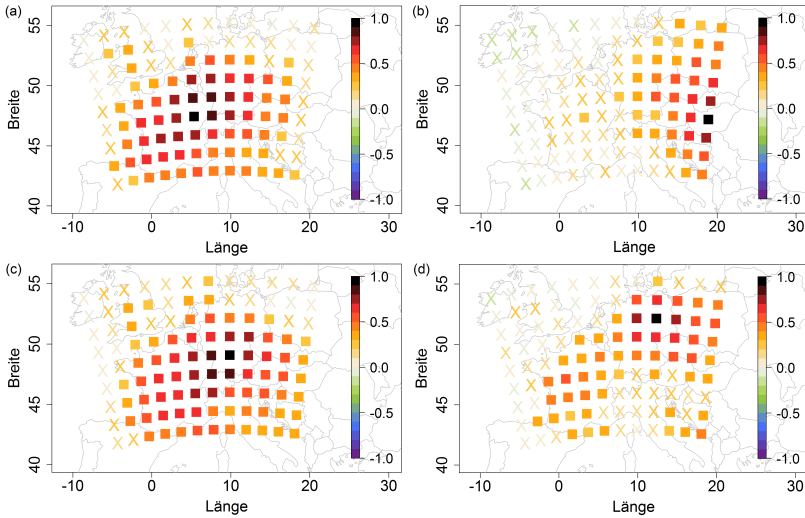


Abbildung 8.12: Räumliche Korrelationsfelder bezüglich der Zeitreihen jährlicher WFLX-Häufigkeiten (Sommerhalbjahr) in den einzelnen konOWLK-Referenzgebieten. Gefüllte Quadrate weisen auf eine signifikante Korrelation hin (mit $S_i = 95\%$), nicht-signifikante Werte sind mit einem X gekennzeichnet. Als Bezugsgebiete für die Korrelationsanalysen wurden das Umland von (a) Dijon, (b) Budapest, (c) Stuttgart und (d) Berlin gewählt. Diese sind jeweils an der schwarzen Einfärbung (perfekte Korrelation) zu erkennen.

Die Gebiete hoher Ladungswerte folgen im Zuge der S-Moden-Hauptkomponentenanalyse direkt aus dem Eigenwertproblem. Im Kontext dieser Aktionszentren können die vorgestellten Felder auch als Telekonnektionsmuster bezüglich der jährlichen Zahl konvektionsförderlicher Tage verstanden werden. Dies bedingt eine hohe statistisch-mathematische Aussagekraft der vorgestellten Ladungsfelder. Darüber hinaus ist es außerdem von Interesse, explizite Korrelationsfelder bezüglich selbst gewählter Referenzgebiete zu betrachten. Hierdurch lassen sich zum einen die bezüglich Gewittertagen erhaltenen Ergebnisse verallgemeinern (vgl. Kap. 6.3.2), zum anderen bietet sich ein Anknüpfungspunkt an die Analysen von Mohr et al. (2015a) hinsichtlich räumlicher Korrelationen des Hagelpotenzials.

In Anlehnung an die in Mohr et al. (2015a) gewählten Bezugsorte werden die Korrelationskarten zu Vergleichszwecken für vier Referenzgebiete erstellt, die das Umland von Dijon, Budapest, Stuttgart und Berlin umfassen. Wie Abbildung 8.12 zeigt, sind viele Gemeinsamkeiten mit den zuvor diskutierten Ladungsfeldern erkennbar. So weisen die regionalen Zeitreihen jeweils innerhalb eines ausgedehnten Bereichs signifikante Korrelationen auf. Diese Bereiche sind oft nicht symmetrisch, sondern können auf einer Seite des Referenzgebiets in geringer Entfernung abrupt enden, wie am Beispiel der Nordseeküste bezüglich der Referenz Berlin (Abb. 8.12d) sichtbar. Insgesamt sind die Gradienten allerdings geringer als in den Ladungsfeldern der Hauptkomponentenanalyse (Abb. 8.11), und es treten keine signifikant antikorrelierten Zonen auf.

Die aus den Ladungsfeldern abgeleiteten Aussagen lassen sich basierend auf den Korrelationskarten (Abb. 8.12) für beliebige Referenzgebiete spezifizieren. Der Einfluss verschiedener Strömungskonfigurationen auf die räumliche Verteilung der konvektiven Aktivität kann daher zwischen diesen Gebieten verglichen werden. So spiegelt sich der südwestliche Strömungstyp (HK 4 in Kap. 7.1.2) in den Korrelationskarten für Dijon und Stuttgart wider (Abb. 8.12a, c).

Hierbei fällt insbesondere auf, dass die mehrjährige Variabilität in Stuttgart zwar recht eng mit der in Südfrankreich verknüpft ist ($r \approx 0,65$). Dagegen treten nach Norden hin bereits in der Umgebung von Hamburg keine signifikanten Korrelationen mehr auf. Dies zeigt, dass bei derartigen Strömungsmustern die Zone hoher Gewitterneigung nur in manchen Fällen bis in die Nordhälfte Deutschlands vordringt und sich stattdessen üblicherweise nach Osten hin ausdehnt, wie bereits auf der Basis von Blitzdaten beobachtet (vgl. Abb. 6.11a). In dieses Bild fügt sich das räumliche Korrelationsfeld mit Referenz Berlin (Abb. 8.12d) ein, das darauf hindeutet, dass im Osten Deutschlands vor allem der südöstliche Strömungstyp (HK 5 in Kap. 7.1.2) eine steuernde Rolle einnimmt. Südwestliche Strömungsmuster sind hier als sekundär anzusehen, wie an den signifikanten, aber schwachen Korrelationen

mit Referenzgebieten in Frankreich sichtbar ist. Dieses Ergebnis ermöglicht es, die hohe Korrelation der konvektiven Aktivität entlang der deutsch-polnischen Grenze, welche die Analyse der Blitzdaten ergab (vgl. Abb. 6.11b), auf die großskaligen Antriebe zurückzuführen. Ferner zeigt das Korrelationsfeld mit Referenz Budapest (Abb. 8.12b), dass die Zeitreihen im östlichen und westlichen Mitteleuropa weitgehend entkoppelt voneinander sind.

Im Vergleich zu den Ergebnissen von Mohr et al. (2015a) bezüglich Hagel ist eine Übereinstimmung der primären Strukturen festzustellen. Dies entspricht den Erwartungen, da beim Auftreten von Hagel von ähnlichen Umgebungsbedingungen auszugehen ist wie bei Gewittern allgemein. Im Umkehrschluss lässt sich die Diskussion großskaliger Antriebsmechanismen im Allgemeinen und förderlicher Strömungskonfigurationen im Speziellen folglich auch auf die raum-zeitliche Variabilität des Hagelpotenzials übertragen.

8.3 Einfluss atmosphärischer Telekonnektionen

Die steuernde Wirkung großskaliger Strömungsmuster auf die Ausbildung konvektionsförderlicher Umgebungsbedingungen wurde bereits in den Kapiteln 7.2 und 7.3 räumlich differenziert untersucht. Die dabei gewonnenen Ergebnisse belegen, dass eine hohe Gewitterneigung in den meisten Fällen an klar definierte, regional verschiedene Konfigurationen des Strömungsfeldes geknüpft ist. Diese Kausalität wurde im vorherigen Kapitel verwendet, um die überregionale Verknüpfung der langzeitlichen Variabilität auf die großskaligen Steuerungsmechanismen zurückzuführen. Die den Strömungsmustern zugrundeliegenden Geopotentialfelder sind einer Vielzahl von unterschiedlichen zeitlichen Variabilitätsmoden unterworfen. Bei einer Analyse des niederfrequenten Anteils, äquivalent zur Anwendung eines Tiefpassfilters, ergeben sich mehrere Gruppen regionaler, untereinander korrelierter Anomaliezentren, die als atmosphärische Telekonnektionsmuster bezeichnet werden (vgl. Kap. 2.5), und deren zeitlich variable Ausprägung die natürliche Klimavariabilität widerspiegelt.

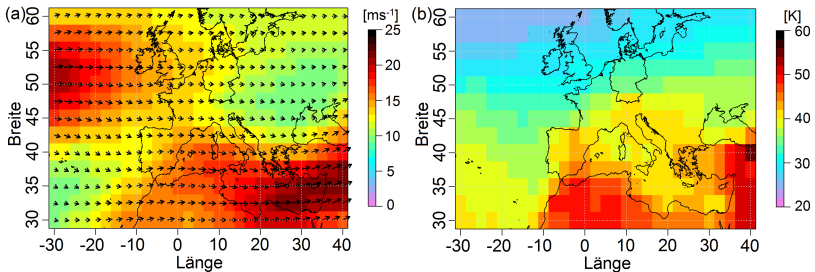


Abbildung 8.13: Mittlere Felder (a) des horizontalen Windvektors sowie des Betrags der zonalen Geschwindigkeit in 300 hPa und (b) der äquivalentpotentiellen Temperatur θ_e in 850 hPa bezogen auf die Sommerhalbjahre 1958–2014.

Nachfolgend wird untersucht, mit welchen Telekonnektionsmustern die konvektive Aktivität einen signifikanten Zusammenhang aufweist, um darauf aufbauend den Einfluss der Variabilität des Klimasystems auf die konvektive Aktivität in Europa zu diskutieren. Als Grundlage der Analyse dienen jeweils das Anomaliefeld des Windes in 300 hPa, um auf die großskalige Strömung in den beiden Phasen schließen zu können, und die Anomalie der äquivalentpotentiellen Temperatur θ_e in 850 hPa als Maß für die thermodynamischen Umgebungsbedingungen (Datengrundlage: NCEP-NCAR1). Die zugehörigen mittleren Felder sind als Referenz in Abbildung 8.13 dargestellt.

8.3.1 Nordatlantische Oszillation

Im Sommerhalbjahr ist die Nordatlantische Oszillation (NAO) gekennzeichnet durch ein langgestrecktes positives Aktionszentrum zwischen Nordamerika und Europa in einem Breitenbereich von 40 bis 50°N und ein weniger ausgedehntes negatives Aktionszentrum im Bereich von Grönland bei 70 bis 75°N (Kap. 2.5). Die NAO hat sich in zahlreichen Studien als bedeutend für das Wetter und Klima in Europa erwiesen (z.B. Della-Marta et al., 2007; Hurrell und Deser, 2010). Hinsichtlich ihres Einflusses auf die konvektive

Aktivität liegen dagegen noch keine Studien vor. Die nachfolgenden Analysen des Zusammenhangs zwischen NAO und konvektiver Aktivität beruhen auf der dimensionslosen Größe D_{\pm} , welche die relative Abweichung der mittleren monatlichen Zahl der Gewittertage bezogen auf die jeweilige NAO-Phase von der mittleren Zahl der Gewittertage bezogen auf alle Monate angibt (siehe Kap. 4.1.4). Speziell entspricht ein Wert von $D_{\pm} = 1$ einer Verdoppelung der Gewittertage und ein Wert von $D_{\pm} = -1$ einer vollständigen Unterdrückung von Gewittertagen. Da die Blitzdaten für die Sommerhalbjahre 2001–2014 vorliegen, gehen die Werte von insgesamt $14 \cdot 6 = 84$ Monaten in die Analyse ein. Es wird deutlich, dass in vielen Gebieten ein signifikanter Zusammenhang zwischen der NAO und der lokalen Gewitterhäufigkeit besteht (Abb. 8.14).

Während der negativen Phase, die durch $NAO < -1$ definiert wird (N_-), ist die Zahl der Gewittertage überwiegend deutlich erhöht (Abb. 8.14a, b), wie zum Beispiel im östlichen Österreich, wo sich die Gewittertage örtlich im Vergleich zur Gesamtstichprobe verdoppeln ($D_- = 1$). Auch in zahlreichen weiteren Regionen wie der Südhälfte Deutschlands und entlang der deutsch-polnischen Grenze sind die Werte signifikant positiv. Eine markante Ausnahme bildet der scharf abgegrenzte Bereich leicht negativer Werte über den französischen Alpen bis hin zum Genfer See. Daran schließt sich im Süden eine Zone über dem Mittelmeer an, in der sich dieser Effekt verstärkt und sogar signifikant negative Werte von D_- auftreten.

Während positiver NAO-Phasen ($NAO > 1$; N_+) ist die Gewitterbildung demgegenüber in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets gehemmt (Abb. 8.14c, d). Besonders fällt hier ein langgezogener Bereich mit weniger Gewittertagen gegenüber dem Mittel auf, der sich von der Mittelmeerküste in Nordwestitalien entlang der französisch-italienischen Grenze und dem oberen Rhône-tal bis nach Graubünden und Tirol erstreckt. Der in dieses Gebiet eingelagerte Streifen hoher mittlerer Gewitteraktivität zwischen Tessin und Turin hebt sich durch eine schwächere Abnahme ab. Weitere Beispiele für signifikant negative Werte von D_+ sind das untere Donautal in Österreich, das nördliche Vorland der Pyrenäen sowie Teile der norddeutschen Tiefebene.

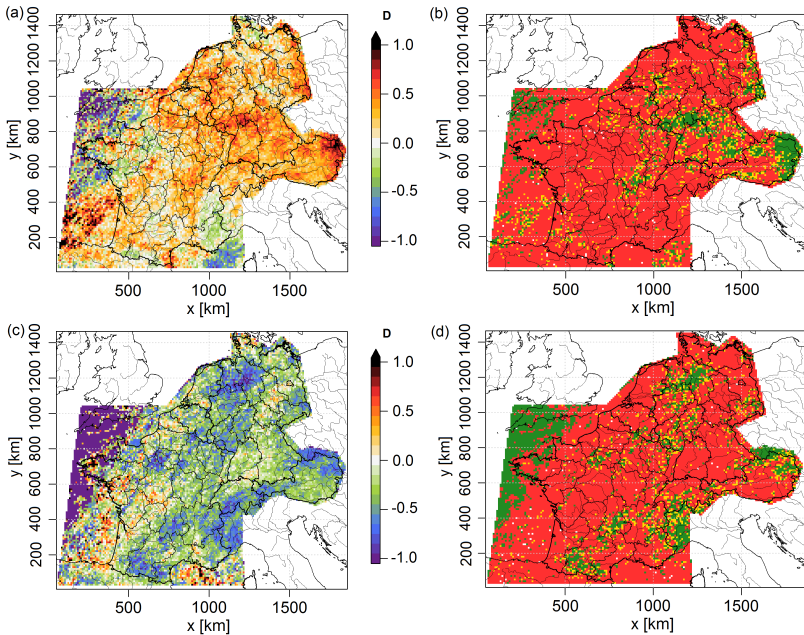


Abbildung 8.14: (a) Relative Abweichung (D_- ; Referenzzeitraum: Sommerhalbjahre 2001–2014) der monatlichen Zahl der Gewittertage bezogen auf Monate mit einem NAO-Index kleiner als $-1,0$ (N_-) von derjenigen bezogen auf alle Monate. Grüne und gelbe Bereiche in (b) entsprechen Gitterzellen, in denen der Bootstraptest zu einer Ablehnung der Nullhypothese führt, wobei $S_i = 95\%$ (grün) und $S_i = 90\%$ (gelb) ist, rote Bereiche kennzeichnen eine Annahme der Nullhypothese. Gleiches gilt für (c) und (d), wobei D hier bezüglich eines NAO-Indexes größer als $1,0$ (N_+) ausgewertet wird (D_+).

Bemerkenswerterweise liegt über dem Seegebiet zwischen der Biskaya und Cornwall ein ausgedehnter Bereich signifikanter vollständiger Unterdrückung der Gewitteraktivität ($D_+ = -1$) vor. Die sehr geringe räumliche Streuung legt nahe, dass es sich hierbei nicht um eine zufällige Struktur handelt, die sich infolge der im Mittel niedrigen monatlichen Gewitterhäufigkeiten herausbildet. Im nächsten Schritt wird D_{\pm} in Bezug auf die monatliche Häufigkeit von WFLHX-Tagen in den einzelnen konOWLK-Teilgebieten berechnet, die in Kapitel 7.1.1 definiert wurden. Bedingt durch die lange verfügbare Zeitreihe

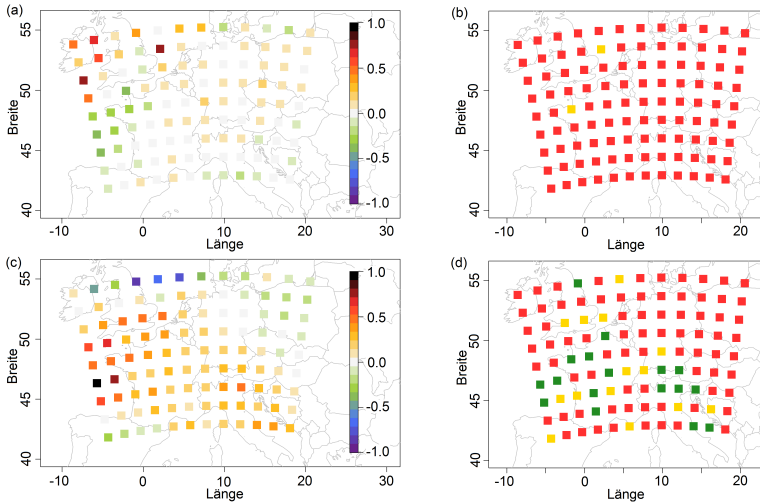


Abbildung 8.15: Wie Abb. 8.14 mit relativen Abweichungen D_{\pm} (a und c) und Signifikanz (b und d), aber für die monatliche Häufigkeit von WFLHX-Tagen in den Referenzgebieten der konOWLK.

(Sommerhalbjahre 1958–2014) liefert dieses Vorgehen zum einen besonders aussagekräftige Ergebnisse. Zum anderen ermöglicht es eine implizite Berücksichtigung der zugrunde liegenden konvektionsrelevanten Parameter. Während N_{+} kommt es verbreitet zu einer Zunahme der Gewitterneigung gemäß dem Proxy WFLHX (Abb. 8.15). Signifikante Werte von D_{+} treten vor allem in der Westhälfte Frankreichs und in Nordostitalien auf. Negative Phasen N_{-} wirken sich hingegen allenfalls minimal und nicht signifikant auf die monatliche Häufigkeit von WFLHX aus.

Da der NAO-Index als dominante Mode einer für jeden Monat getrennt berechneten Hauptkomponentenanalyse definiert ist (Kap. 2.5), verlagern sich die Aktionszentren (Extrema des Ladungsfeldes) im Jahresgang. Folglich lässt sich die positive Phase N_{+} im Allgemeinen nicht als Zeitraum starker zonaler Strömung in Mitteleuropa interpretieren wie bei Verwendung des klassischen, auf der Druckdifferenz zwischen zwei Punkten

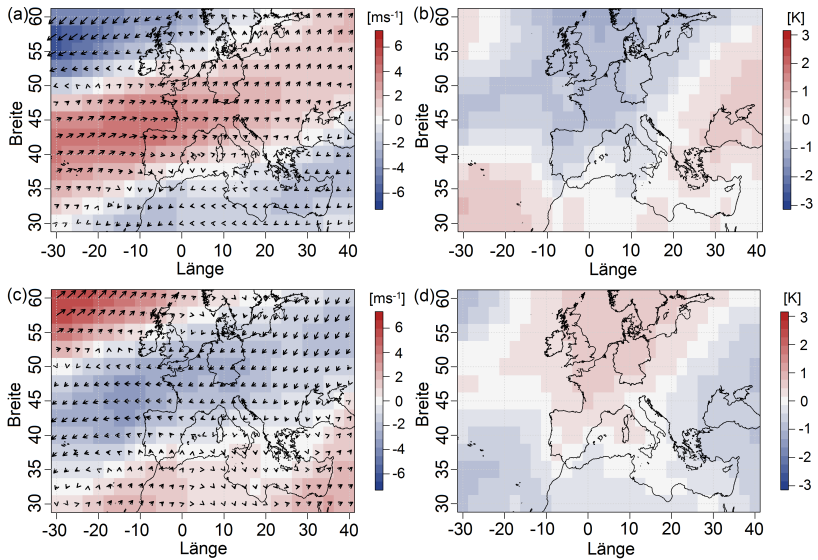


Abbildung 8.16: Mittlere Abweichung (a) des vektoriellen Strömungsfeldes sowie des Betrags der zonalen Geschwindigkeit in 300 hPa und (b) der äquivalentpotentiellen Temperatur θ_e in 850 hPa in der negativen NAO-Phase. (c) und (d) sind analog dazu für die positive Phase zu verstehen.

beruhenden Ansatzes. Vielmehr ist das südliche Aktionszentrum durch eine bandförmige Anomalie des Geopotentials gegeben, die sich während der Wintermonate in einer Breite von 30 bis 35°N über den Atlantik ausdehnt und im Sommer nordwärts auf 40 bis 50°N verschiebt (Barnston und Livezey, 1987; Hurrell und Deser, 2010). Dies führt dazu, dass im Sommerhalbjahr N_- -Phasen mit hohen Gradienten des Geopotentials über dem südlichen Mitteleuropa einhergehen (Abb. 8.16a). Bei einer derartigen Strömungskonfiguration beeinflussen eingelagerte Randtröge häufiger das Untersuchungsgebiet und sorgen, vor allem im Süden und Osten, für quasigeostrophische Hebung, die hochreichende Konvektion auslösen kann. Diese Kausalität könnte den verbreiteten Anstieg der GT-Häufigkeit während negativer NAO-Phasen (vgl. Abb. 8.14) erklären. Das abweichende Verhalten

von D_- bezüglich Gewittertagen über den französischen Alpen liefert, an Kapitel 6.2.1 anknüpfend, einen weiteren Beleg für die Sonderstellung des dortigen Blitzregimes. Im Falle von N_+ hingegen verläuft der Jetstream über Nordeuropa (Abb. 8.16c). Das Untersuchungsgebiet steht deshalb unter dem Einfluss einer positiven Geopotentialanomalie, die mit einem weitgehenden Ausbleiben von Hebungsantrieben und einer reduzierten konvektiven Aktivität einhergeht. In den zugehörigen bodennahen Hochdruckgebieten können sich abgehobene Sperrschichten (engl.: *capping inversions*) ausbilden, welche die Konvektion zusätzlich hemmen. Offenbar wirken sich beide Faktoren am stärksten in den Regionen aus, die unabhängig von der NAO im Mittel wenige Gewittertage aufweisen, wie etwa über den Meeresgebieten rund um die Bretagne. Ein weiteres Beispiel stellt die GT-Verteilung im oberen Rhônetal dar, wo die Verringerung der Feuchtezufuhr durch die umliegenden Berge äußerst ungünstige Bedingungen für die Gewitterbildung nach sich zieht (vgl. Kap. 6.1) und eine passende Konfiguration der großskaligen Strömung deshalb unverzichtbar für die Zellauslösung ist. Demgegenüber hat N_+ auf die GT-Häufigkeit im nahegelegenen Tessin kaum Auswirkungen, da dort die orografisch bedingten Hebungsmechanismen eine häufige Gewitterbildung auch ohne großskalige Antriebe ermöglichen.

Beim Vergleich der Anomaliemuster bezüglich Gewittertagen und WFLHX-Tagen fällt auf, dass N_+ sowohl mit einer Hemmung der tatsächlich gemessenen Gewitteraktivität (GT) als auch mit einer regionalen Zunahme der proxy-basierten Gewitterneigung (WFLHX) einhergeht. Dieses zunächst überraschende Ergebnis lässt sich mit der besonderen Konfiguration des Jetstreams während der positiven NAO-Phase erklären. So impliziert die Verlagerung der assoziierten Frontalzone nach Skandinavien ein Vorherrschen starker und ausgedehnter Rücken über Mitteleuropa. Darunter fehlen zwar, wie oben erläutert, die für Konvektion nötigen dynamischen Hebungsantriebe weitgehend. Dagegen nimmt θ_e zu, wie an der klar ausgeprägten positiven θ_e -Anomalie in Abbildung 8.16d deutlich zu erkennen ist. Nehmen aber alle drei thermodynamischen Parameter konvektionsförderliche Werte an, reicht

bereits ein neutraler Wert des Hebungsparameters für die Klassifizierung eines Tages als WFLHX aus. Vor dem Hintergrund der Kalibrierung von WFLHX als Proxy für eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit verbreiteter Gewitter (vgl. Kap. 5.3) impliziert das Ergebnis, dass die Zahl der Gewittertage insgesamt zwar niedriger ist, sich bei Vorliegen eines kleinerkaligen Hebungsantriebs, wie beispielsweise bodennahen Konvergenzen in der Grenzschicht, jedoch aufgrund der günstigen thermodynamischen Bedingungen besonders kräftige Gewitter ausbilden können. Tatsächlich fallen bei Betrachtung von Abbildung 8.14c in Westfrankreich eng umgrenzte Bereiche positiver D_+ -Werte auf, die mit derartigen Ereignissen in Verbindung stehen könnten. Umgekehrt bedingt während N_- -Phasen der weit nach Mitteleuropa vorgeschobene Jetstream zwar ausreichende Hebungsantriebe und deshalb auch tendenziell eine Zunahme der großräumigen konvektiven Aktivität. Oftmals dehnt sich jedoch der Trog zu weit in das Untersuchungsgebiet aus, wodurch dieses im Einflussbereich von Luftmassen mit eher konvektionshemmenden thermodynamischen Eigenschaften liegt (Abb. 8.16b).

8.3.2 Ostatlantisches Muster

Eine weitere in Mitteleuropa relevante Mode der Telekonnektionen ist das Ostatlantische Muster (engl.: *East Atlantic Pattern*, EA). Das EA ist durch ein bandförmiges positives Aktionszentrum zwischen der Karibik, der Iberischen Halbinsel und Südosteuropa sowie durch ein negatives Aktionszentrum westlich der Britischen Inseln gekennzeichnet (Kap. 2.5). Wie die Analyse von Blitzdaten zeigt (Abb. 8.17), hat dies einen signifikanten und regional variablen Einfluss auf die konvektive Aktivität im Untersuchungsgebiet. Dabei geht die negative Phase ($EA < -0,5$; E_-) in einem Großteil des Untersuchungsgebiets mit Ausnahme des Westens und Südens Frankreichs mit deutlich verringerten GT-Häufigkeiten einher (Abb. 8.17a). Das Signifikanzverhalten streut hier wegen des begrenzten Stichprobenumfangs zwar stark, dennoch wird an einem bedeutenden Anteil der Gitterzellen zumindest $Si = 90\%$ erreicht (Abb. 8.17b).

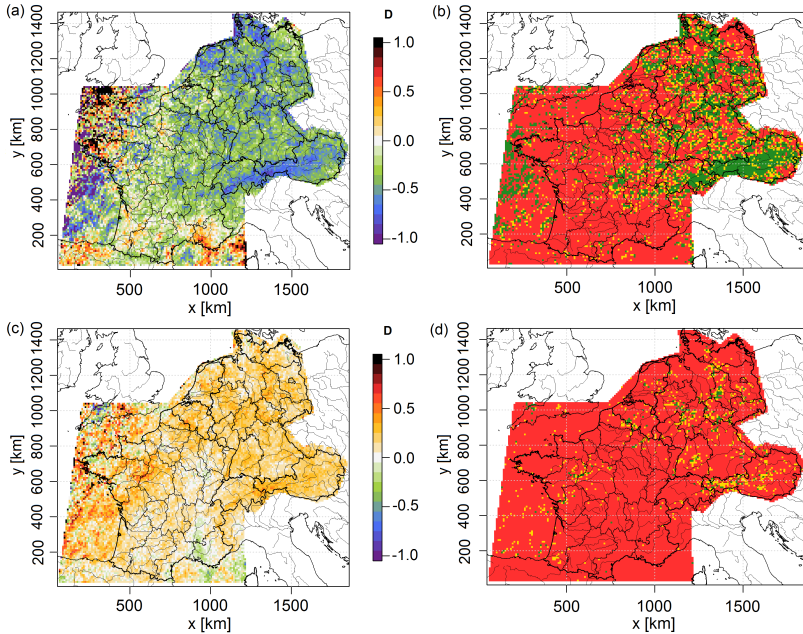


Abbildung 8.17: Wie Abb. 8.14, aber bezogen auf das Telekonnektionsmuster EA, dessen Phasen durch einen EA-Index kleiner als -0,5 (EA_- ; a und b) beziehungsweise größer als 0,5 (EA_+ ; c und d) definiert werden.

In weiten Teilen der Alpen sticht darüber hinaus ein Streifen durchgehend negativer, fast überall signifikanter Werte hervor ($D_- < -0,7$), der sowohl das obere Rhône-tal und Graubünden als auch die gesamte Landesfläche von Tirol umfasst. Im Bereich zwischen Côte d’Azur und Rhônemündung deutet sich hingegen eine Zunahme der konvektiven Aktivität an. Diese ist allerdings statistisch nicht signifikant.

Während der positiven Phase des EA (E_+) steigt die GT-Häufigkeit dagegen fast überall an, aber nur schwach (überwiegend $D_+ < 0,4$) und nur teilweise signifikant (Abb. 8.17c,d). Dennoch ist wegen des hohen Homogenitätsgrads der Verteilung auch hier von einem belastbaren Ergebnis auszugehen.

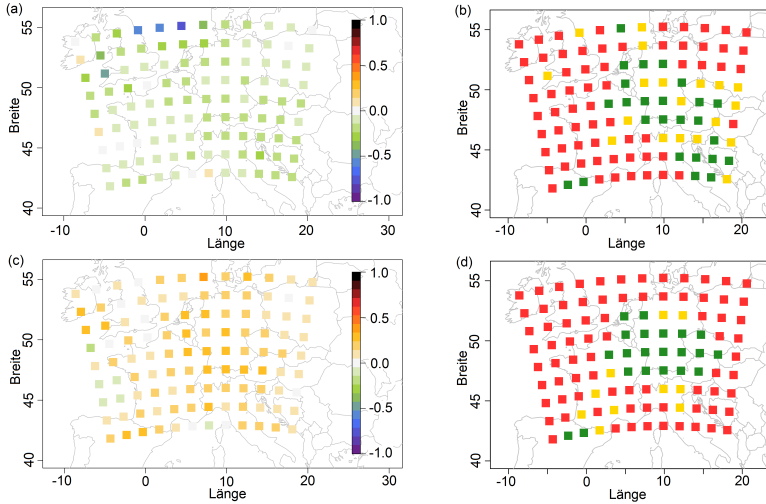


Abbildung 8.18: Wie Abb. 8.17, aber für die monatliche Häufigkeit von WFLHX-Tagen in den Referenzgebieten der konOWLK.

Eine deutlichere Zunahme der Gewittertage ergibt sich außerdem für weite Teile von Tirol. Erneut fällt das untere Rhônental durch ein gegenläufiges Verhalten auf.

In der negativen EA-Phase kommt es den Häufigkeiten von WFLHX-Tagen zufolge (Abb. 8.18a, b) überwiegend zu einer Abschwächung der Gewitterneigung, wobei signifikante Ergebnisse vor allem innerhalb eines breiten Streifens von den Benelux-Ländern südostwärts bis zum Balkan auftreten. Für E_+ -Muster kommt es dagegen zu einer verbreiteten Zunahme der Gewitterneigung, die in großen Teilen Deutschlands sowie in angrenzenden Gebieten auch signifikant ist (Abb. 8.18c, d). Eine minimale, nicht-signifikante Abnahme der WFLHX-Tage deutet sich über der Biskaya an.

Wie die NAO lässt sich auch das EA als Dipol langgestreckter entgegengesetzter Aktionszentren auffassen. Da diese gegenüber der NAO in südöstlicher Richtung verschoben sind, verändert sich das Strömungsmuster über dem

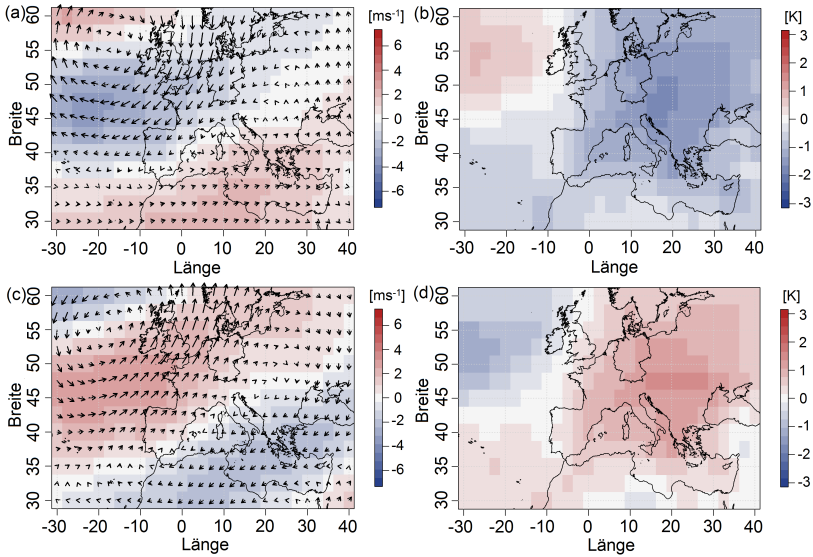


Abbildung 8.19: Wie Abb. 8.16, aber für die Phasen der EA (oben EA_- , unten EA_+).

Untersuchungsgebiet jedoch entscheidend. Die negative Phase, E_- , entspricht einer positiven Anomalie des Geopotentials westlich der Britischen Inseln gepaart mit einem negativen Aktionszentrum von Nordwestafrika bis Osteuropa (siehe oben), wodurch Mitteleuropa in den Einflussbereich einer nördlichen bis nordwestlichen Höhenströmung gerät (Abb. 8.19a). Diese ist häufig mit der Advektion kühlerer Luftmassen verbunden, was das zugehörige θ_e -Feld verdeutlicht (Abb. 8.19b). Auf der Vorderseite des Rückens dominiert zudem Absinken. Die hierdurch gegebenen ungünstigen Bedingungen für Konvektion betreffen, analog zur Situation bei N_+ , vorrangig einige Gebiete in den Zentralalpen, wie beispielsweise das obere Rhône-tal, in denen auch im Mittel selten die Voraussetzungen für Konvektion erfüllt sind.

Im Falle von E_+ wechseln die Aktionszentren ihr Vorzeichen, was zu einer südwestlichen Höhenströmung führt (Abb. 8.19c). Damit ist in vielen Fällen

die Advektion subtropischer, oftmals instabil geschichteter Luftmassen durch trogvorderseitige Bodentiefs verbunden. Die Zellauslösung wird durch Kaltfronten oder quasigeostrophische Antriebe an der Trogvorderseite begünstigt. Gemeinsam können diese Faktoren die flächendeckende Zunahme der Gewitteraktivität während E_+ zu einem wesentlichen Teil erklären. Da der EA-Index aber nur die Ausprägung einer von mehreren gleichzeitig wirksamen Telekonnektionsmoden beschreibt und zusätzlich auch höherfrequente zeitliche Schwankungen das tatsächlich auftretende Strömungsmuster beeinflussen, fällt diese Zunahme gleichwohl gering aus.

Der Vergleich der Abbildungen 8.17 und 8.18 zeigt, dass die Auswirkung der beiden EA-Phasen auf die konvektive Aktivität unter Verwendung von Blitzdaten einerseits und dem WFLHX-Proxy andererseits qualitativ übereinstimmend abgeschätzt wird. Anders als im Falle der NAO stellt das Anomalienmuster von E_+ eine Konfiguration dar, die sowohl aus thermodynamischer als auch aus dynamischer Sicht gute Bedingungen für die Gewitterentstehung bietet. Umgekehrt ist E_- in beiderlei Hinsicht als konvektionshemmend einzustufen. Insbesondere weist ein reales Geopotentialfeld, dessen Trogrücken-Struktur mit dem Anomalienmuster von E_+ übereinstimmt, eine hohe Ähnlichkeit zur Südwestlage auf, welche sich in Kapitel 7.2 in Form der HK 4 als vorrangige gewitterförderliche Strömungskonfiguration erwiesen hat. Abbildung 8.19d zeigt in diesem Kontext, wie sich eine positive Anomalie von θ_e mit Zentrum über Südosteuropa ausbildet, die sich bis nach Deutschland und in Teile Frankreichs erstreckt. Analog dazu entspricht das Anomalienmuster von E_- einer Nordwestlage in Form der HK 2.

8.3.3 Skandinavisches Muster

Das Skandinavische Muster (engl.: *Scandinavian Pattern*, SCAND) wird von einem ausgedehnten und kräftigen positiven Aktionszentrum über Nordeuropa sowie von einem schwächeren negativen Aktionszentrum über Westeuropa bestimmt (Kap. 2.5). Auch für SCAND lässt sich auf Basis der vorliegenden

Blitzdaten ein Einfluss auf die konvektive Aktivität belegen. Dabei wird die negative Phase (Abb. 8.20a, b) von schwachen und meist nicht-signifikanten Anomalien der Gewittertage bestimmt. Eine Ausnahme hiervon stellt das Seegebiet zwischen der westlichen Biskaya und dem Ärmelkanal dar, wo die konvektive Aktivität während S_- überwiegend vollständig unterdrückt wird ($D_- = -1$). Signifikant negative Werte von D_- ergeben sich außerdem für Teile Belgiens und der Niederlande sowie einige Bereiche über dem Mittelmeer einschließlich der Rhônemündung.

Die positive SCAND-Phase ($SCAND > 1$; S_+) geht dagegen im Norden und in der Mitte Deutschlands mit einer vielerorts signifikant erhöhten Zahl von Gewittertagen einher (Abb. 8.20c, d). Wegen der geringen mittleren konvektiven Aktivität treten in Norddeutschland allerdings starke kleinräumige Fluktuationen auf. Eine signifikante Zunahme der Gewitteraktivität ist außerdem für die Rhônemündung sowie die Region zwischen dem Tessin und der Umgebung von Turin zu beobachten.

Der Zusammenhang zwischen SCAND und der Häufigkeit von WFLHX-Tagen (Abb. 8.21) bestätigt im Wesentlichen die oben genannten Strukturen und ergänzt diese um zusätzliche Muster in den nicht von Blitzdaten abgedeckten Gebieten. So tritt in der negativen Phase, S_- , die stärkste Abnahme der WFLHX-Tage über der Nordsee und westlich des Ärmelkanals auf (Abb. 8.21a, b). Des Weiteren schwächt sich die Gewitterneigung während S_- in einem weiträumigen Bereich von Königsberg bis zum Balkan signifikant ab. Über Nordspanien deuten sich dagegen positive Werte an. Im Falle von S_+ ergibt sich für Deutschland analog zur Betrachtung von GT-Häufigkeiten eine signifikante Zunahme der WFLHX-Tage mit den höchsten Werten im Norden (Abb. 8.21c, d). Darüber hinaus dehnt sich dieser Bereich signifikant positiver Werte weit nach Osten und Südosten bis in die Slowakei und Ungarn aus. Das absolute Maximum tritt jedoch über der Nordsee und westlich des Ärmelkanals auf, wo sich die Häufigkeit von WFLHX-Tagen verglichen mit dem Mittelwert verdoppelt.

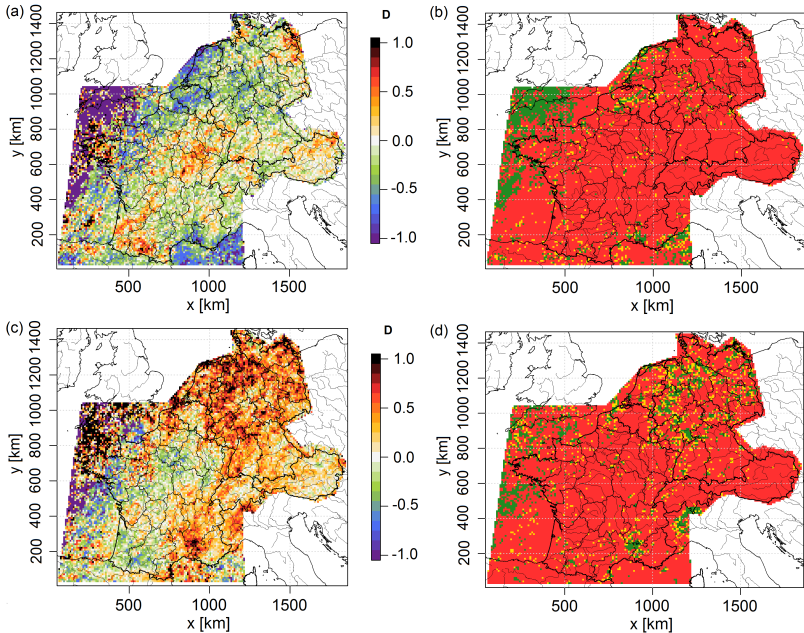


Abbildung 8.20: Wie Abb. 8.14, aber bezogen auf das Telekonnektionsmuster SCAND, dessen Phasen durch einen SCAND-Index kleiner als -1,0 (S_- ; a und b) beziehungsweise größer als 1,0 (S_+ ; c und d) definiert werden.

Wie die Abbildungen 8.22a und c verdeutlichen, ist das bestimmende Aktionszentrum des SCAND eine ausgeprägte Anomalie über Fennoskandien. Diese bewirkt im Falle von S_- , dass der Jetstream in südöstlicher Richtung quer über Mitteleuropa verläuft (Abb. 8.22a). Die auffällig starke Abnahme der Gewittertage über den oben genannten Meeresgebieten kann mit der Stabilisierung der Luftschichtung im Bereich des Rückens über Westeuropa erklärt werden, denn anders als über Landflächen führt die solare Einstrahlung zu keiner nennenswerten Durchmischung und damit Reduktion der CIN.

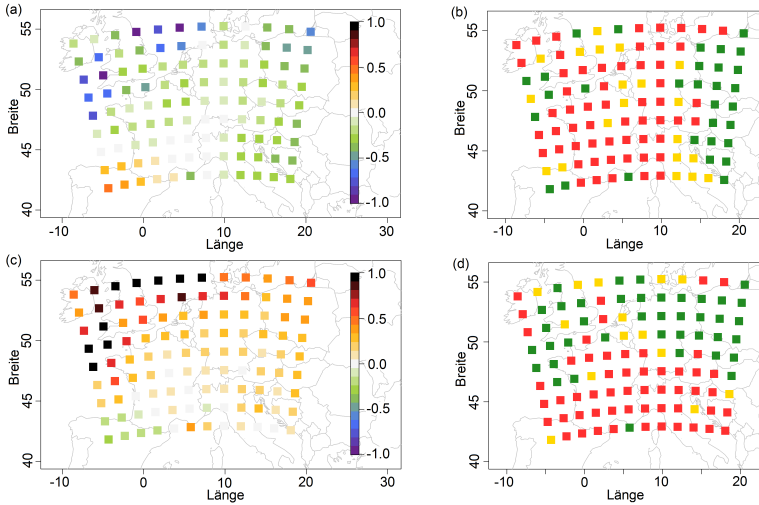


Abbildung 8.21: Wie Abb. 8.20, aber für die monatliche Häufigkeit von WFLHX-Tagen in den Referenzgebieten der konOWLK.

Da während des Sommerhalbjahrs Gewitter über dem Meer aufgrund von dessen stabilisierendem Effekt nur in einer besonders konvektionsförderlichen Umgebung möglich sind, reicht die ungünstige Lage unter dem Rücken, im Unterschied zu Landgebieten, für eine signifikante Schwächung der Gewitteraktivität aus.

Im Falle von S_+ bedingen die Vorzeichenwechsel der beiden Aktionszentren, dass diese Phase mit einem hoch aufgewölbten Rücken verbunden ist. Die sekundäre negative Anomalie über Westeuropa entspricht einem Trog, auf dessen Vorderseite dynamische Hebung auftritt und es außerdem in unteren Niveaus zur nordwärts gerichteten Advektion labil geschichteter Luft kommen kann. Eine derartige Strömungskonfiguration begünstigt Gewittertage in ganz Deutschland. Der Effekt fällt aber in den nördlichen Landesteilen am stärksten aus, da die θ_e -Anomalie in 850 hPa nach Norden hin zunimmt (Abb. 8.22d).

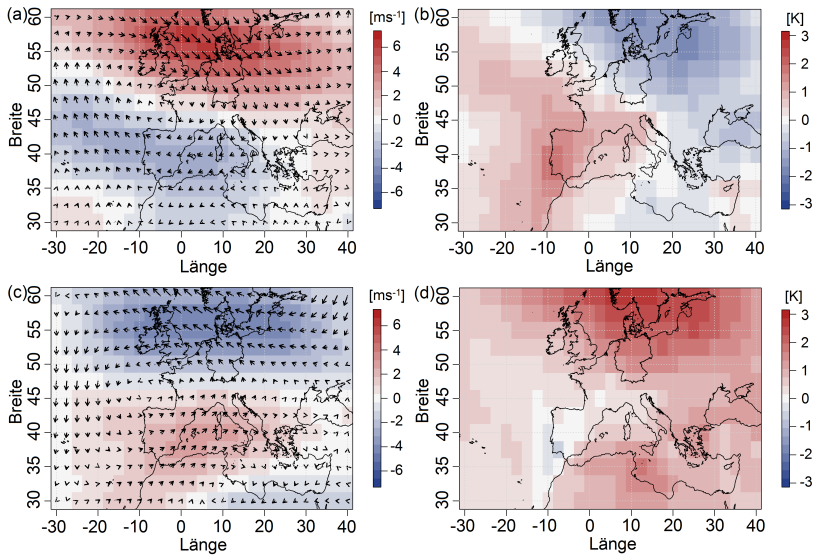


Abbildung 8.22: Wie Abb. 8.16, nun aber für die Phasen der SCAND (oben S_- , unten S_+).

Im Unterschied dazu liegt Frankreich überwiegend unter dem Trog und somit im Einflussbereich stabilerer Luft. Das markante Maximum von D_+ in Bezug auf Gewittertage im Bereich des unteren Rhônetales könnte auf die taleinwärts gerichtete Advektion mediterraner Luft mit der südwestlichen Strömung zurückgehen, wobei die Hebung für die Konvektionsauslösung durch orografische Effekte im Übergangsbereich von Zentralmassiv und Alpen bewerkstelligt wird. Auch im Bereich des vom Tessin südwestlich ausgreifenden Maximums werden Gewitter möglicherweise von den herrschenden Advektionsprozessen begünstigt.

Aus den Anomalien der WFLHX-Häufigkeiten in den SST-Phasen lassen sich zusätzlich Aussagen über weitere Regionen ableiten. So hat während S_- der oben beschriebene Verlauf des Jetstreams zur Folge, dass sich das östliche Mitteleuropa im Einflussbereich einer nordwestlichen Strömung

befindet, ähnlich dem Muster einer Nordwestlage, wie sie in Kapitel 7.2 als typische konvektionshemmende Strömungskonfiguration vorgestellt wurde (HK 2). Daher geht die Gewitterneigung dort signifikant zurück, während sich nach Westen hin, zum Beispiel über Deutschland und Frankreich, keine signifikanten Anomalien ergeben.

Dagegen befindet sich das östliche Mitteleuropa rund um Polen während S_+ im Kernbereichs des Rückens (Abb. 8.22c). Hier herrschen meist günstige thermodynamische Bedingungen vor. Zudem erreicht die gegebenenfalls aus Südwesten einfließende feucht-warme Luft in vielen Fällen auch diese Region. Allerdings kann das Fehlen ausreichender Hebungsantriebe unter dem Rücken die Konvektionsauslösung auch unterdrücken, ähnlich zur Situation in Frankreich während N_+ . Deshalb leitet sich aus dem vorliegenden Ergebnis nicht zwingend ab, dass die Gewitteraktivität im östlichen Mitteleuropa auch tatsächlich erhöht ist. Andererseits sind neben einer gewöhnlichen Rückenstruktur auch Strömungsmuster analog zu HK 3 (Abb. 7.3c) denkbar, bei denen das Referenzgebiet südlich eines abgeschlossenen Höhenhochs liegt und deshalb in manchen Fällen von Hebungsgebieten tangiert wird. Die verstärkte Gewitterneigung über der Nordsee sowie westlich des Ärmelkanals könnte in Verbindung mit Strömungskonfigurationen stehen, bei denen das negative Aktionszentrum über Westeuropa die Ausprägung eines abgeschlossenen Höhentiefs annimmt. In solchen Fällen kann sich nördlich davon die feucht-warme Luft westwärts ausbreiten und konvektionsförderlich wirken. Manchmal tritt ein solches Höhentief auch als Kaltlufttropfen auf, der durch die Überlagerung eines Geopotentialminimums in höheren Schichten und eines relativ hohen Geopotentials sowie hohen Werten von θ_e in den unteren Niveaus definiert ist. Dieser Fall impliziert eine hohe Labilität und starke dynamische Hebung und könnte auch die gebietsweise signifikante Zunahme der Gewittertage westlich des Ärmelkanals erklären (Abb. 8.20c, d). Für die Relevanz dieses Szenarios spricht, dass θ_e auch im Kern des negativen Anomaliezenters nur unwesentlich abnimmt (Abb. 8.22d).

8.3.4 Meeresoberflächentemperatur

Die Meeresoberflächentemperatur (engl.: *sea surface temperature*; SST) weist wegen der hohen Wärmekapazität von Wasser ein ausgeprägtes niederfrequentes Variabilitätsverhalten auf. Daher bestimmt sie zu einem erheblichen Teil die natürliche Klimavariabilität, wobei der Energieaustausch zwischen den beiden Erdsystemkomponenten Atmosphäre und Ozean eine entscheidende Rolle spielt. Für die folgenden Analysen wird die SST der Biskaya betrachtet. Dieses Meeresgebiet bietet den Vorteil, dass es direkt an das Untersuchungsgebiet angrenzt und zugleich unmittelbar vom offenen Atlantik beeinflusst wird. Die auf einem Gitter vorliegenden monatlichen Daten werden über den Bereich zwischen $44,5^{\circ}\text{N}$, $5,5^{\circ}\text{W}$ und $46,5^{\circ}\text{N}$, $2,5^{\circ}\text{W}$ gemittelt. Das Ergebnis wird anschließend durch Subtraktion der Monatsmittel über den klimatologischen Zeitraum von 1981 bis 2010 in Anomalieform umgerechnet. Somit liegt für jeden Monat wie im Falle der Telekonnektionen ein Indexwert vor, dessen Wertebereich die Phasen SST_+ ($> 0,5$), SST_- ($< -0,5$) sowie die dazu komplementäre SST_0 umfasst.

SST_- geht vor allem in Norddeutschland und entlang der Nordseeküste mit einer deutlich erhöhten Zahl von Gewittertagen einher (Abb. 8.23a, b). Signifikant positive Werte treten ferner in der Region zwischen Turin und dem Tessin sowie über dem angrenzenden oberen Rhônetal auf, außerdem in einigen östlich gelegenen Gebieten. Zur vollständigen Unterdrückung von Gewittertagen ($D_- = -1$) kommt es über dem die Bretagne umgebenden Meeresgebiet. Während SST_+ nimmt die Zahl der Gewittertage an den meisten Gitterpunkten über den an die Biskaya angrenzenden Landflächen Spaniens und Südwestfrankreichs signifikant zu, ebenso im Westen Deutschlands (Abb. 8.23c). Die höchsten Werte von D_+ (bis 1,0) treten indes über dem Ärmelkanal auf. Außerdem fallen einige orografische Effekte ins Auge, wie zum Beispiel eine positive Anomalie in den alpinen Gebieten entlang der französisch-italienischen Grenze.

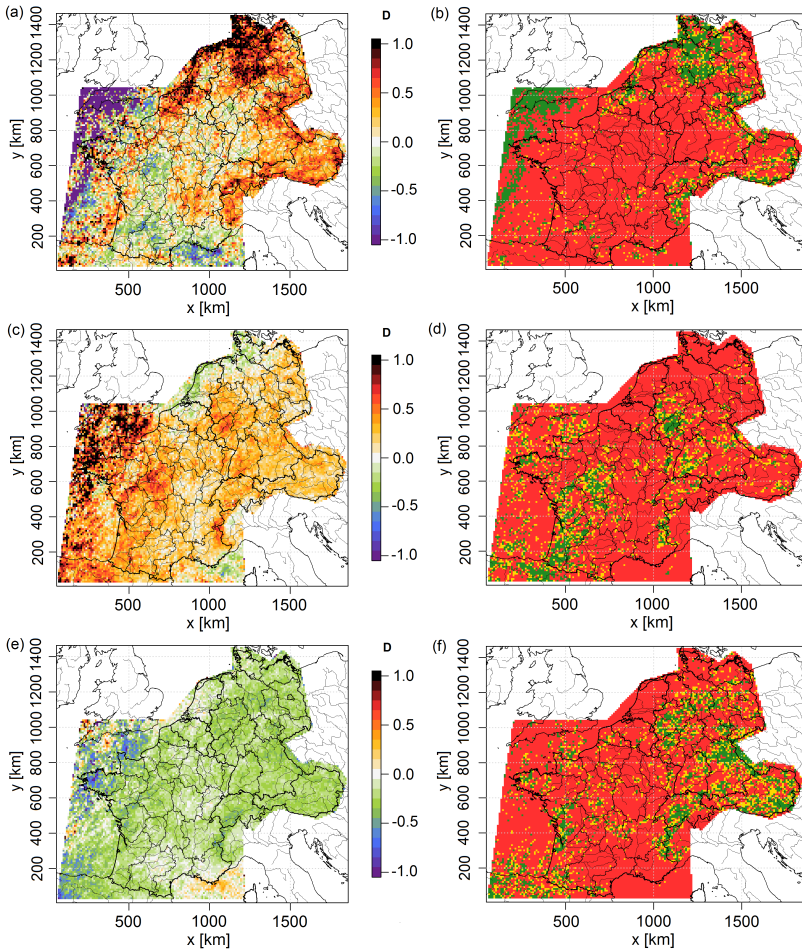


Abbildung 8.23: Wie Abb. 8.14, aber bezogen auf das räumliche Mittel der SST über einen Ausschnitt der Biskaya, wobei deren Phasen durch Abweichungen vom langjährigen Monatsmittel von kleiner als $-0,5$ (SST_-) beziehungsweise größer als $0,5$ (SST_+) definiert werden; (e) und (f) stellen zusätzlich die dazwischen liegende, neutrale Phase dar (SST_0).

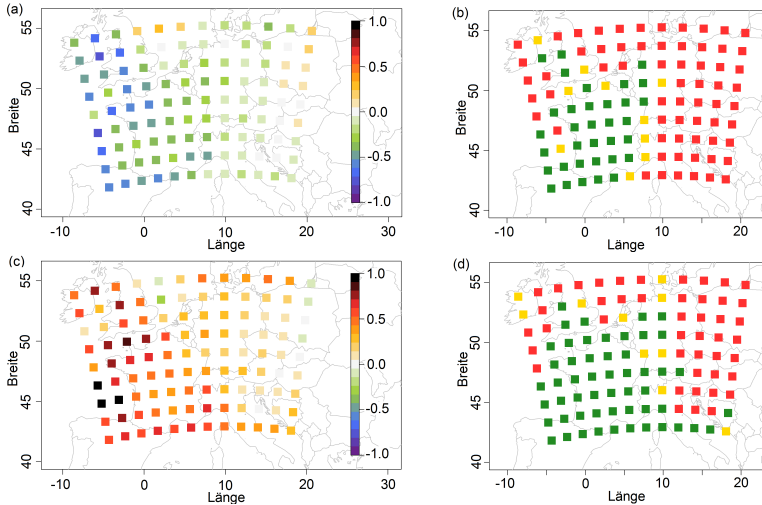


Abbildung 8.24: Wie Abb. 8.21, aber für die negative und positive Phase des SST-Indexes, wie im Text erläutert.

Des Weiteren zeichnen sich besonders in der Darstellung des Signifikanzniveaus (Abb. 8.23d) die Konturen von Vogesen, Schwarzwald und Schwäbischer Alb ab. Anders als im Fall der untersuchten Telekonnektionsmuster treten nun auch in der neutralen Phase signifikante Anomalien auf (SST_0 , Abb. 8.23e, f). Verbreitet kommt es zu einer Abnahme der Zahl der Gewittertage, wobei die Werte vor allem in Deutschland sowie im Alpenraum signifikant sind. Ein auffälliges Beispiel hierfür stellt der Streifen entlang der französisch-italienischen Grenze dar, der sich nach Norden über das obere Rhôneetal ausdehnt (bes. Abb. 8.23f).

Auch die Zahl der WFLHX-Tage ist stark mit der SST-Phase gekoppelt (Abb. 8.24). So tritt während SST_- (Abb. 8.24a, b) die stärkste Abnahme der Häufigkeit von WFLHX-Tagen über der Biskaya und den Britischen Inseln auf ($\sim -0,7$). Nach Osten hin schwächt sich diese negative Anomalie sukzessive ab, wobei sich in Richtung Osteuropa eine leichte Zunahme der

WFLHX-Tage andeutet. Für SST_+ (Abb. 8.24c, d) ergibt sich qualitativ eine ähnliche Verteilung, allerdings mit geändertem Vorzeichen. So nimmt die Gewitterneigung hier vor allem über Frankreich signifikant zu, wobei die höchsten Werte im Südwesten auftreten ($\sim 1,0$). In der neutralen Phase treten keine signifikanten Anomalien der Gewitterneigung auf (ohne Abb.).

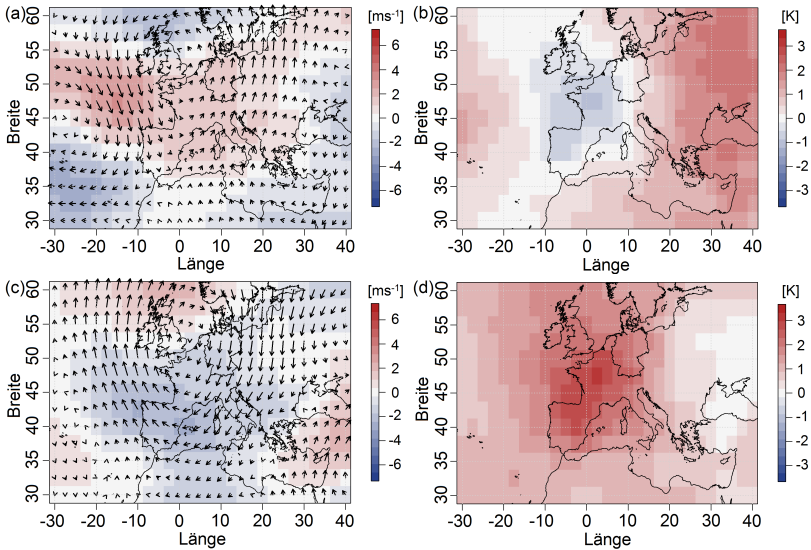


Abbildung 8.25: Wie Abb. 8.16, aber für die (a, b) negative und (c, d) positive Phase des SST-Indexes.

Hinsichtlich SST_- zeigt Abbildung 8.25a, b, dass über Frankreich eine zyklonale Anomalie des Jetstreams vorherrscht, im θ_e -Feld dagegen nur räumlich recht eng umgrenzt eine korrespondierende negative Anomalie vor allem über Frankreich und Spanien auftritt. In Bezug auf die thermodynamischen Umgebungsbedingungen bewirkt SST_- folglich in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets keine Veränderung hin zu konvektionshemmenden Bedingungen, wodurch sich erklärt, warum es zu keiner flächendeckenden Abnahme der Zahl der Gewittertage kommt. Nur über Frankreich hemmt die negative

Anomalie von θ_e die Entstehung von Gewittern. Im Bereich der nordwestlichen Höhenströmung an der französischen Westküste kann es außerdem zur Advektion kühler und eher stabil geschichteter Luft kommen, was die starke Abnahme der Zahl der Gewittertage in der Umgebung der Bretagne erklärt. Dagegen verdeutlichen die Maxima von D_- bezüglich Gewittertagen über Norddeutschland die signifikante Koppelung der Gewitteraktivität an die SST auch in weiter entfernten Gebieten. Hier kommt als begünstigender Faktor zusätzlich zur oben angeführten thermodynamischen Komponente die Verfügbarkeit dynamischer Hebungsantriebe auf der Trogvorderseite hinzu. Dies liefert auch eine Erklärung für die signifikante Zunahme der Gewittertage in ansonsten gewitterarmen inneralpinen Gebieten wie dem oberen Rhôneal. Während SST_+ setzt das relativ warme Oberflächenwasser im Umfeld der Biskaya die stabilisierende Wirkung des Ozeans herab. Dies kann zu einem Teil die erhöhte konvektive Aktivität entlang der Küste erklären. Wie Abbildung 8.25c außerdem zeigt, geht die positive Phase mit einer Störung des Jetstreams in Form einer ausgeprägten positiven Geopotentialanomalie mit Kern über der südlichen Nordsee einher. Folglich treten während SST_+ bevorzugt Strömungsmuster auf, bei denen Frankreich unter der Rückenachse liegt und die Biskaya sich im Einflussbereich einer südwestlichen Strömung befindet. Häufig induziert eine solche Lage bodennah eine Advektion feucht-warmer Luft aus südlichen Richtungen, wobei der Wärmefluss hin zum Oberflächenwasser die positive Anomalie der SST erklärt. Zugleich bedingt die südliche Strömungskomponente eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für die Advektion einer EML nach Westfrankreich (*Spanish Plume*), die eine mögliche Ursache für die erhöhte Zahl der Gewittertage abseits der Küstenregion darstellt. Einige Maxima von D_+ bezüglich Gewittertagen, zum Beispiel in den westlichen deutschen Mittelgebirgen, stehen vermutlich mit orografischen Auslösemechanismen in Verbindung, denen angesichts fehlender großräumiger Hebungsantriebe auf der Rückenvorderseite eine besondere Bedeutung zukommt. Andererseits erklärt dies nicht, weshalb in den Südwestalpen Gewittertage gerade über den Gebieten häufiger sind, in denen

die mittlere konvektive Aktivität abschattungsbedingt, das heißt aufgrund der durch die umliegenden Berge reduzierten Feuchtezufuhr, Minima annimmt, wie zum Beispiel über dem Guisane- und oberen Rhônetal. Eine Ursache für dieses Verhalten könnte in den verbreitet günstigen thermodynamischen Bedingungen liegen, die sich in einem hohen Niveau von θ_e (Abb. 8.25d) widerspiegeln.

Während der neutralen Phase der SST (SST_0) zeigt der Jetstream nur geringe Anomalien (ohne Abb.). Dies impliziert, dass sich dabei relativ selten konvektionsförderliche Strömungsmuster einstellen, wodurch die Häufigkeit von Gewittertagen fast überall leicht abnimmt. Wie schon mehrfach zuvor beobachtet, wirkt sich ein solcher Mangel an günstigen Umgebungsbedingungen am stärksten in Gebieten wie zum Beispiel dem oberen Rhônetal aus, wo die Gewitterentstehung an besonders förderliche Bedingungen gebunden ist.

Gemeinsamkeiten und Unterschiede der bezüglich Gewitter- und WFLHX-Tagen berechneten Anomalien der Häufigkeitsverteilung lassen sich, wie schon im Falle der Telekonnektionen, mithilfe einer getrennten Betrachtung der thermodynamischen und dynamischen Beiträge zur Gewitterneigung erklären. Das Anomalienmuster des Jetstreams in Monaten mit SST_- geht infolge des Trogeinflusses über den südwestlichen Gebieten mit konvektionshemmenden Bedingungen einher (Abb. 8.25a). Nach Osten hin wird dieser Effekt zwar deutlich schwächer, aber es kommt offenbar nicht häufig genug zu einer Überlagerung günstiger thermodynamischer und dynamischer Bedingungen, um eine positive Anomalie der Gewitterneigung zu ermöglichen. Die Zunahme der Gewittertage zum Beispiel in Norddeutschland deutet darauf hin, dass sich die Umgebungsbedingungen bezüglich der Gewitterbildung unter SST_- zwar verbessern, dies jedoch nicht stark genug, um signifikant häufiger die Schwelle zur Klasse WFLHX zu überschreiten. In diesem Zusammenhang sei daran erinnert, dass das Auftreten von WFLHX in guter Näherung ein hinreichendes, aber nicht notwendiges Kriterium für verbreitete konvektive Aktivität ist (vgl. Kap. 5.2). Umgekehrt führt das Anomalienmuster des Jetstreams während

SST_+ (Abb. 8.25c) dazu, dass sich Südwestfrankreich häufig auf der Rückseite eines Rückens befindet, wo konvektionsförderliche Bedingungen meist sowohl in thermodynamischer als auch dynamischer Hinsicht gegeben sind. Nach Osten hin nimmt die Anomalie der Gewitterneigung ab, weil dort seltener großskalige dynamische Hebung gegeben ist. Basierend auf den günstigen thermodynamischen Voraussetzungen (Abb. 8.25d) kommt es aber dennoch regional zu positiven Anomalien der tatsächlichen Gewitterhäufigkeit in Form von Gewittertagen.

8.3.5 Synthese

Das Geopotentialfeld als bestimmendes Element des großskaligen Atmosphärenzustands ist hinsichtlich seiner niederfrequenten zeitlichen Mode signifikant mit der Gewitteraktivität in Mitteleuropa verknüpft, wie die Analysen verschiedener Telekonnektionsmuster zeigen. Die Variabilität der zugehörigen Telekonnektionsmoden ihrerseits spiegelt dabei die niederfrequente Klimavariabilität wider. So fand zum Beispiel Hurrell (1995) Belege für die Verknüpfung dekadischer Variabilitätsmoden des Klimasystems mit der Ausprägung des NAO-Indexes. Die vorgestellten Ergebnisse ermöglichen es deshalb, Rückschlüsse von der beobachteten Klimavariabilität auf die Häufigkeit konvektiver Ereignisse zu ziehen. Einen wesentlichen Einfluss auf die natürliche Variabilität des Klimasystems übt die SST aus, für die in Bezug auf das Meeresgebiet der Biskaya ebenfalls ein signifikanter Zusammenhang mit der Gewitteraktivität in Mitteleuropa gefunden wurde.

Generell fällt eine hohe räumliche Variabilität des Zusammenhangs zwischen der Gewitteraktivität und den verschiedenen Telekonnektionsmoden sowie der SST auf. Dabei ist hervorzuheben, dass signifikante Effekte auch in weit voneinander entfernten Regionen auftreten können. So ist beispielsweise eine SST-Anomalie in der Biskaya nicht nur mit abweichenden Gewitterhäufigkeiten in deren Umfeld verknüpft, sondern auch unter anderem in Teilen Deutschlands.

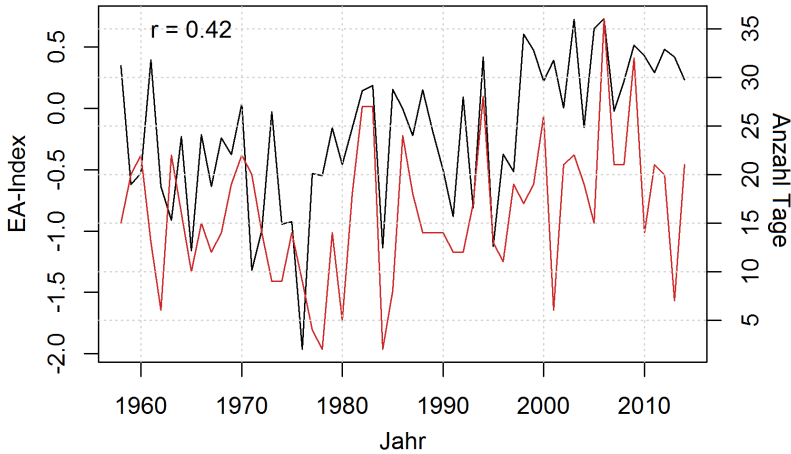


Abbildung 8.26: Verlauf des Jahresmittelwerts des EA-Indexes (schwarz, linke Ordinatenkala; Zeitraum: Sommerhalbjahre 1958–2014) und Verlauf der jährlichen Häufigkeit von WFLHX-Tagen in dem konOWLK-Referenzgebiet, das sich im Bereich des Dreiländerecks Deutschland-Österreich-Schweiz befindet (rot, rechte Ordinatenkala). Zusätzlich ist der Wert des Korrelationskoeffizienten nach Spearman, r_s , angegeben.

Die Verbindung zwischen der zeitlichen Variabilität der Telekonnections- und SST-Moden einerseits und der konvektiven Aktivität andererseits wird über die Anomalien des Strömungsfelds hergestellt, die den jeweiligen Phasen entsprechen. Im Falle der Telekonnectionen ist die Kausalität dieses Zusammenhangs offensichtlich, da die Telekonnectionsmoden unmittelbar durch die Anomalien des Strömungsfelds gegeben sind. Dagegen wirkt sich die SST nur sehr eingeschränkt direkt auf die Gewitterhäufigkeit aus, sondern vielmehr indirekt über das assoziierte Trog-Rücken-Muster, welches sowohl die SST-Anomalie als auch die beobachteten Anomalien der konvektiven Aktivität bedingt.

Ausgehend von dem Zusammenhang zwischen der niederfrequenten Klimavariabilität und der konvektiven Aktivität im Untersuchungsgebiet stellt sich die Frage, inwieweit sich die langzeitlichen Variabilitätsmoden der WFLHX-

Häufigkeit (z.B. Abb. 8.1a) durch diese Koppelung erklären lassen. Hierzu wird für die SST und die verschiedenen Telekonnektionsmoden die Zeitreihe des jeweiligen, jahresweise gemittelten Indexes gemeinsam mit der Zeitreihe der jährlichen WFLHX-Häufigkeit in einem konOWLK-Referenzgebiet dargestellt, für das sich basierend auf D_{\pm} ein hoher Zusammenhang mit dem betrachteten Index ergeben hat. Wie Abbildung 8.26 für das Referenzgebiet in der Umgebung des Dreiländerecks Deutschland-Österreich-Schweiz zeigt, weist der Verlauf der jährlichen WFLHX-Häufigkeit einige Übereinstimmungen mit dem des mittleren EA-Indexes auf. Ein univariater Bootstraptest belegt zudem, dass der Korrelationskoeffizient von 0,42 statistisch signifikant ist ($S_i = 95\%$). In Bezug auf NAO und SCAND ergeben sich keine signifikanten Korrelationen. Dagegen ist die jährliche WFLHX-Häufigkeit in Nordspanien (Referenzgebiet im äußersten Südwesten des Untersuchungsgebiets) signifikant mit dem Jahresmittel der SST in der Biskaya korreliert ($r = 0,52$; Abb. 8.27).

Folglich kann die langzeitliche Variabilität der mittleren Gewitterneigung in manchen Gebieten partiell durch die Klimavariabilität erklärt werden. Die signifikanten, aber eher niedrigen Korrelationen zeigen indes, dass daneben weitere Einflussfaktoren eine Rolle spielen. Im Falle von NAO und SCAND wird die Korrelationsberechnung dadurch erschwert, dass der stärkste Zusammenhang mit der WFLHX-Häufigkeit gemäß D_{\pm} jeweils in Gebieten auftritt, die sich durch eine niedrige mittlere Gewitterneigung auszeichnen. Die dementsprechend auf kleinen ganzzahligen Werten basierenden Korrelationskoeffizienten haben nur eine eingeschränkte Aussagekraft und müssen deshalb mit Vorsicht interpretiert werden. Folglich könnte auch bezüglich NAO und SCAND eine Korrelation zur WFLHX-Häufigkeit vorliegen, die sich aber auf der Basis der vorliegenden Daten nicht ausreichend belegen lässt.

Bei der Interpretation aller Anomaliepattern müssen die unterschiedlichen zeitlichen Skalen berücksichtigt werden. So bezeichnen die Aktionszentren der Telekonnektionsmoden Anomalien des Strömungsfelds bezüglich dessen niederfrequenter Variabilitätskomponente. Dieser sind aber auch hochfrequente

Moden wie zum Beispiel die in wenigen Stunden ablaufenden kurzweiligen Störungen der Trog-Rücken-Struktur überlagert. Daher kann es auch während einer Telekonnektionsphase, die in einer gegebenen Region mit konvektionshemmenden Bedingungen einhergeht, kurzzeitig zu einer dort günstigen Strömungskonfiguration kommen. Dieser Aspekt stellt den Anknüpfungspunkt zu Kapitel 7 dar, in dem der Zusammenhang zwischen Gewitteraktivität und großskaliger Strömung auf der Basis täglicher Felder diskutiert wurde.

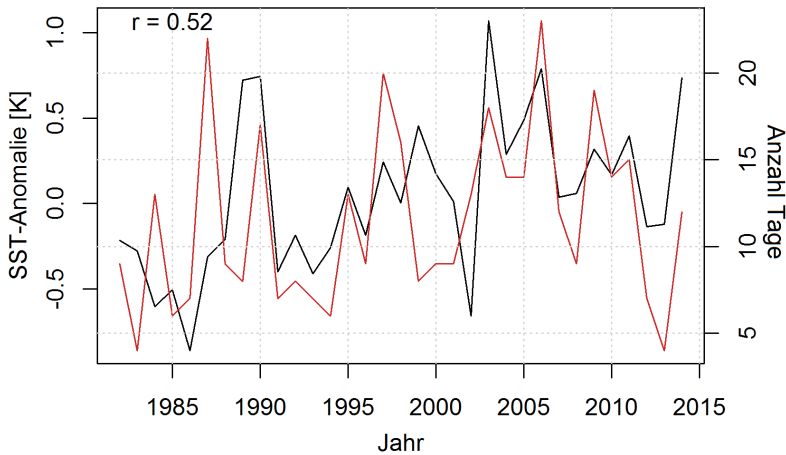


Abbildung 8.27: Verlauf des Jahresmittelwerts der SST-Anomalie in der Biskaya (schwarz, linke Ordinatenkala; Zeitraum: Sommerhalbjahre 1982–2014) und Verlauf der jährlichen Häufigkeit von WFLHX-Tagen in dem am weitesten im Südwesten gelegenen konOWLK-Referenzgebiet (rot, rechte Ordinatenkala). Zusätzlich ist der Wert des Korrelationskoeffizienten nach Spearman, r_s , angegeben.

Die vorgestellten Telekonnektionsmuster stellen eine Auswahl der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Moden dar. So wurde auch für das Ostatlantisch-Westrussische (engl.: *East Atlantic – Western Russia*, EAWR) sowie das Polar-Eurasische Muster (POLEUR) ein signifikanter Einfluss auf die Gewitterneigung in einigen Regionen festgestellt. Außerdem wurde der Effekt der SST für verschiedene weitere Referenzgebiete getestet. Dabei

ergab sich insbesondere für Teile des westlichen Mittelmeers über die den jeweiligen SST-Phasen zuzuordnende Trog-Rücken-Struktur eine starke Koppelung mit der Gewitteraktivität in vielen Regionen. Daneben wurde auch eine mögliche Fernwirkung der El-Niño-Southern-Oscillation (ENSO) auf die Gewitterneigung im Untersuchungsgebiet überprüft. Dabei ergaben sich allerdings für die meisten Gebiete keine signifikanten Anomalien.

9 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurde die raum-zeitliche Variabilität der Gewitteraktivität in Europa umfassend untersucht. Mithilfe verschiedener multivariater statistischer Methoden wurden außerdem die relevanten großskaligen Antriebsmechanismen dieser Variabilität analysiert. Der Schwerpunkt lag dabei auf dem Verhalten der konvektiven Aktivität auf langen Zeitskalen und einer Diskussion des Zusammenhangs zwischen der Gewitterneigung und der natürlichen Klimavariabilität.

Zunächst wurde die konvektive Aktivität auf der Basis einer Zeitreihe hoch aufgelöster Blitzdaten (2001–2014) räumlich differenziert in Bezug auf ihre tageszeitliche und saisonale Variabilität hin untersucht. Das Untersuchungsgebiet umfasste hierbei die Länder Deutschland, Österreich, Schweiz, Frankreich sowie die Benelux-Länder. Um im nächsten Schritt den Einfluss der großskaligen Umgebungsbedingungen spezifizieren und quantifizieren zu können, wurde ein multivariater Proxy entwickelt, der auf einer Modifizierung der objektiven Wetterlagenklassifikation des Deutschen Wetterdienstes nach Bissolli und Dittmann (2001) beruht. Das Verfahren wurde mithilfe einer kategorischen Verifikation unter Verwendung verschiedener Gütemaße in Bezug auf konvektive Tage angepasst und evaluiert. Daher wurden Tage mit einer hohen Wahrscheinlichkeit für verbreitete Gewitteraktivität aus dem Kontinuum möglicher Zustände separiert. Mithilfe objektiv bestimmter Schwellenwerte wurden die über ein Bezugsgebiet gemittelten Tageswerte von vier konvektionsrelevanten Parametern, der äquivalentpotentiellen Temperatur θ_e , dem niederschlagsfähigen Wasser PW, dem Surface Lifted Index SLI und der

Vertikalgeschwindigkeit w , jeweils auf die Klassen *förderlich*, *neutral* und *hemmend* abgebildet. Dieses Verfahren bildet die Grundlage für die neue, konvektionsoptimierte Wetterlagenklassifikation konOWLK. Konkret wird ein Tag gemäß konOWLK genau dann als konvektionsförderlich eingestuft, wenn alle Parameter gemeinsam ihren jeweiligen Schwellenwert überschreiten, was den gesuchten Proxy für eine hohe Gewitterneigung liefert. Diese strenge Klassifikationsvorschrift führt dazu, dass ein als konvektionsförderlich klassifizierter Tag in guter Näherung hinreichend für eine verbreitete Gewitteraktivität ist. Zur Generierung größerer Stichproben wurde zusätzlich ein zweiter, weniger konservativer Proxy basierend auf der quadratischen Diskriminanzanalyse entwickelt, der eine Weiterentwicklung der konOWLK zur alternativ einsetzbaren Klassifikation qdaOWLK erlaubt. Beide Proxies wurden basierend auf hoch aufgelösten CoastDat2-Reanalysedaten für einen großen Teil West- und Mitteleuropas für einen Zeitraum von 57 Jahren berechnet (1958–2014). Um den Einfluss der großräumigen Strömung auf die Gewitterneigung zu quantifizieren, wurden die Proxies anschließend mithilfe einer Hauptkomponentenanalyse mit typischen Strömungskonfigurationen, repräsentiert durch Geopotentialfelder auf dem 500 hPa-Niveau, verknüpft.

Die langzeitliche Variabilität der konvektiven Aktivität wurde mittels Trend- und Fourieranalysen in Bezug auf die Zeitreihen der Proxies analysiert. Dabei wurde auch die Persistenzneigung von Tagen mit konvektionsförderlichen Bedingungen untersucht, indem für jedes Jahr die Häufigkeit unterschiedlich langer, durchgehender Episoden mit einer hohen Gewitterneigung ausgewertet wurde. Zur räumlich differenzierten Analyse der langzeitlichen Variabilität der großräumigen konvektiven Aktivität wurden zum einen charakteristische räumliche Felder der jährlichen Zahl konvektionsförderlicher Tage berechnet. Zum anderen wurden diesbezügliche räumliche Korrelationsanalysen durchgeführt. Außerdem wurde erstmals untersucht, wie sich die Phasen verschiedener atmosphärischer Telekonnektionen, wie beispielsweise die Nordatlantische Oszillation (NAO), das Ostatlantische (EA) und Skandinavische Muster (SCAND), als Indikatoren für die natürliche Klimavariabilität auf die räum-

liche Verteilung der Gewitteraktivität auswirken. In diesem Zusammenhang wurde insbesondere quantifiziert, inwieweit sich die mehrjährigen Variabilitätsmoden der konvektiven Aktivität auf die Variabilität der verschiedenen Telekonnektionsindizes zurückführen lassen.

Die räumliche Verteilung der mittleren jährlichen Zahl der Gewittertage (GT) weist über Mitteleuropa insgesamt einen ausgeprägten, nach Südosten gerichteten Gradienten auf, mit sehr niedrigen Werten um 2 GT in Nordwestfrankreich (Referenzfläche: $10 \times 10 \text{ km}^2$) und markanten Maxima in einigen Teilen der Südalpen ($\sim 21 \text{ GT}$). Diesem großskaligen Muster sind vielerorts deutliche regionale Strukturen überlagert. Der Jahresgang der Gewitterhäufigkeit wird in den meisten Regionen von einem einzelnen Maximum im Juli bestimmt. Dabei verschiebt sich die Zone maximaler konvektiver Aktivität von April bis Juli entlang des südlichen Alpenrands nach Westen. An der französischen Mittelmeerküste hingegen erreicht die Gewitteraktivität ihr Maximum erst im September. Der Tagesgang der konvektiven Aktivität ist generell stark ausgeprägt und unterliegt zusätzlich großen regionalen Unterschieden, beispielsweise hinsichtlich des Auftretens nächtlicher Gewitter. Viele regionale Tagesgänge weisen darüber hinaus eine deutliche Saisonalität auf.

Bereits diese auf Blitzdaten beruhenden Analysen lassen einige Rückschlüsse auf die Ursachen der beobachteten Variabilität zu. Hierbei sind drei primäre Einflussfaktoren zu nennen: die Entfernung zum Meer, lokale orografische Effekte sowie der Feuchtegehalt der Atmosphäre in den unteren Niveaus. So stellen der Atlantik, die Nord- und die Ostsee während des Sommerhalbjahrs Senken für die fühlbare Wärme dar, die zu einer Stabilisierung der Grenzschicht führen. Dem Mittelmeer kommt in diesem Zusammenhang eine besondere Rolle zu, da es aufgrund hoher Meeresoberflächentemperaturen (SST) zusätzlich als effiziente Quelle latenter Wärme fungiert. Bis zum September hat sich das Mittelmeer relativ zur Luft so weit erwärmt, dass es ganztägig zu einer Labilisierung der Grenzschicht auch über dem Wasser kommt. Die markanten Maxima der GT-Häufigkeit im Umfeld

der Alpen und einiger Mittelgebirge können plausibel mit den komplexen lokalen Ausprägungen des Strömungsfelds erklärt werden. Diese haben durch die damit verbundene Windscherung insbesondere Einfluss auf die Organisationsform der entstehenden konvektiven Zellen und folglich auch auf die regionalen Tagesgänge, da langlebige Systeme, wie zum Beispiel mesoskalige konvektive Systeme (MCS), in vielen Fällen zu einer ausgeprägten nächtlichen Gewitteraktivität führen. Zugleich kann die lokale Orografie auch markante Minima der GT-Häufigkeit bedingen, wenn Täler von der Feuchtezufuhr in unteren Niveaus abgeschnitten werden und sich keine starken Feuchtconvergenzen ausbilden können. Auf regionale Unterschiede der bodennahen Feuchte zu Beginn des Sommerhalbjahrs geht die Verschiebung des Gebiets maximaler konvektiver Aktivität entlang des südlichen Alpenrands im Jahresgang zurück.

Zugleich zeigen die Ergebnisse der Analysen von Blitzdaten aber auch, dass sich nicht alle beobachteten Elemente der raum-zeitlichen Variabilität durch die genannten drei Einflussfaktoren erklären lassen. So weisen die Zeitreihen der Blitzdaten darauf hin, dass weitere, auf der großräumigen Dynamik beruhende Mechanismen die regionale Gewitteraktivität in entscheidender Weise prägen. Durch die Verknüpfung der neu entwickelten Proxies für konvektive Aktivität mit typischen Strömungskonfigurationen im 500 hPa-Niveau zeigte sich, dass die höchste Gewitterneigung in allen Regionen des Untersuchungsgebiets primär vorderseitig eines Höhentrogs auftritt, wohingegen sich die Lage auf der Vorderseite eines Rückens verbreitet konvektionshemmend auswirkt. Daneben erweisen sich in vielen Regionen zusätzliche großräumige Strömungskonfigurationen, beispielsweise in der Bretagne solche mit einem südwestlich gelegenen kleinen Höhentief oder im östlichen Deutschland solche mit einem ausgedehnten Höhentief über der Adria, als konvektionsförderlich.

Die Gewitterneigung in Mittel- und Westeuropa wird folglich in entscheidender Weise vom Strömungszustand in der mittleren Troposphäre beeinflusst, indem dieser die großräumigen thermodynamischen und dynamischen

Umgebungsbedingungen für Konvektion steuert. So sind alle der genannten konvektionsförderlichen Strömungsmuster über dem jeweiligen Bezugsgebiet mit großräumiger Hebung verbunden. Zugleich induzieren sie in vielen Fällen die Advektion feucht-warmer Luftmassen, wobei die Ergebnisse auf zwei dominante Advektionswege hinweisen: aus südwestlich gelegenen subtropischen Gebieten über Spanien und Frankreich, oft in Kombination mit einer *Spanish Plume* (Morris, 1986; van Delden, 1998), oder aus der Schwarzmeerregion über Polen und den Nordosten Deutschlands.

Die Ergebnisse implizieren die Relevanz eines breiten räumlichen Skalenbereichs für die Gewitterentstehung. So hängt es primär von Prozessen auf der synoptischen Skala ab, ob die Voraussetzungen für verbreitete Gewitteraktivität erfüllt sind, wohingegen die Auslösung der Konvektion meist von Prozessen auf der Mesoskala bewerkstelligt wird (z.B. Kottmeier et al., 2008; Barthlott et al., 2011; Mahlke, 2012).

Die beiden Proxies für konvektionsförderliche Bedingungen gemäß konOWLK und qdaOWLK ermöglichen darüber hinaus, bedingt durch die Länge des untersuchten Zeitraums von 57 Jahren, belastbare Aussagen über die langzeitliche Variabilität. So zeigten robuste Trendanalysen, dass sich die jährliche Zahl konvektionsförderlicher Tage zwischen 1958 und 2014 in den meisten Regionen nicht signifikant verändert hat. Entscheidend wirkt sich hierbei aus, dass die thermodynamischen und dynamischen Umgebungsbedingungen ein gegenläufiges Trendverhalten zeigen, wobei insbesondere die Häufigkeit von Tagen mit großräumiger Hebung von 1958 bis 2014 deutlich, um bis zu 0,6 Tage pro Jahr, abgenommen hat. Werden die Trendanalysen auf den 30-jährigen Zeitraum 1985–2014 eingegrenzt, zeichnet sich vielerorts ein positiver Trend der Gewitterneigung ab, der im Zusammenhang mit einem beschleunigten Anstieg der globalen Mitteltemperatur ab den 1970er-Jahren (Hansen et al., 2010) stehen könnte. Generell werden die Zeitreihen der Proxies von einer hohen Jahr-zu-Jahr-Variabilität bestimmt. Mittels Fourieranalysen konnte gezeigt werden, dass hierbei dominante Variabilitätsmoden von zwei bis drei Jahren auftreten.

Die zeitliche Variabilität bezüglich eines beliebigen Referenzgebiets ist repräsentativ für eine größere Region variabler Ausdehnung und Form, wie anhand räumlicher Korrelationsanalysen gezeigt wurde. Die Gewitteraktivität innerhalb dieser Region wird also von ähnlichen großräumigen Bedingungen begünstigt. In den charakteristischen räumlichen Feldern, welche für die jährliche Zahl konvektionsförderlicher Tage berechnet wurden, spiegeln sich die beiden dominanten Advektionswege konvektionsförderlicher Luftmassen deutlich wider und bestätigen somit die Ergebnisse aus der Analyse typischer Strömungsmuster für längere Zeitskalen.

Atmosphärische Telekonnektionen geben die niederfrequenten zeitlichen Moden des Geopotentialfelds wieder. Daher ermöglichen sie es, den Zusammenhang zwischen der Gewitteraktivität und typischen täglichen Strömungsmustern auf längere Zeitskalen zu übertragen. Dabei ergab sich für die drei Telekonnektionsmoden NAO, EA und SCAND ein signifikanter Einfluss auf die Gewitteraktivität in verschiedenen, räumlich klar umgrenzten Regionen. Beispielsweise impliziert ein positiver EA-Index die Tendenz zu einem häufigeren Auftreten von Strömungsmustern, die über Mitteleuropa mit einer südwestlichen Höhenströmung vorderseitig eines Trops verbunden sind. In der Folge kommt es während einer positiven EA-Phase dort zu einer erhöhten Gewitterneigung. Es ist zudem erstmals gelungen, die beobachtete langzeitliche Variabilität der konvektiven Aktivität teilweise auf die natürliche Klimavariabilität zurückzuführen. So sind die Zeitreihen des jahresweise gemittelten EA-Indexes und der jährlichen Anzahl konvektionsförderlicher Tage im Süden Deutschlands statistisch signifikant korreliert. Die SST, die einen wesentlichen Beitrag zur natürlichen Klimavariabilität leistet, hat ebenfalls einen signifikanten Einfluss auf die konvektive Aktivität, wie anhand von Analysen der SST-Anomalie in der Biskaya gezeigt wurde. Dabei wurde ein starker Zusammenhang nicht nur in den unmittelbar an die Biskaya angrenzenden Regionen, sondern auch in größerer Entfernung, wie zum Beispiel in Norddeutschland, deutlich. Signifikante Korrelationen der jahresweise gemittelten SST-Anomalie in der Biskaya mit der jährlichen

Anzahl konvektionsförderlicher Tage in vielen Regionen weisen erneut auf die Verknüpfung der Gewitteraktivität in Europa mit der natürlichen Klimavariabilität hin.

Hinsichtlich der Persistenz von konvektionsförderlichen Tagen belegen die Ergebnisse, dass mehrtägige Episoden mit einer hohen Gewitterneigung als üblich angesehen werden können und selbst Serien von mehr als 10 konvektionsförderlichen Tagen in Folge zwischen 1958 und 2014 mehrfach aufgetreten sind. Zudem schwankt die Häufigkeit solcher hochpersistenter Situationen von Jahr zu Jahr sehr stark, weshalb es auch zu einer Häufung extrem langer Serien innerhalb eines Jahres kommen kann. Ein aktuelles Beispiel für eine persistente gewitterträchtige Wetterlage ist die Starkgewitterepisode in Süddeutschland im Mai und Juni 2016, die in mehreren Regionen umfangreiche Zerstörungen verursachte (Piper et al., 2016).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten die großskaligen Antriebe, die der konvektiven Aktivität und deren raum-zeitlicher Variabilität zugrunde liegen, umfassend quantifiziert und diskutiert werden. Die Ergebnisse tragen so zu einem tieferen Verständnis der relevanten Prozesse bei. Die Analysen der langzeitlichen Variabilität liefern darüber hinaus neue Erkenntnisse zur Koppelung der Gewitteraktivität an niederfrequente Moden des Klimasystems sowie zu möglichen Auswirkungen des Klimawandels auf die Häufigkeit konvektiver Extremereignisse.

Akronymverzeichnis

BS	Brier Score
BSS	Brier Skill Score
CAPE	konvektive verfügbare potentielle Energie (<i>convective available potential energy</i>)
CC	Wolke–Wolke (<i>cloud-to-cloud</i>)
CG	Wolke–Boden (<i>cloud-to-ground</i>)
DA	Diskriminanzanalyse
CIN	konvektive Sperre (<i>convective inhibition</i>)
DL	Leitblitz einer Folgeentladung (<i>dart leader</i>)
EA	Ostatlantisches Muster (<i>East Atlantic Pattern</i>)
EAWR	Ostatlantisch-Westrussisches Muster (<i>East Atlantic/Western Russia</i>)
EML	abgehobene Mischungsschicht (<i>elevated mixed layer</i>)
ENSO	<i>El-Niño-Southern-Oscillation</i>
EP-NP	Ost-/Nordpazifisches Muster (<i>East Pacific – North Pacific</i>)
FAR	Fehlalarmrate
GPD	generalisierte Paretoverteilung (<i>generalized Pareto distribution</i>)
GP	Gitterpunkt
GT	Gewittertag (Tag mit mindestens 5 Blitzen in einer 10 × 10 km ² -Gitterzelle)
HK	Hauptkomponente
HKA	Hauptkomponentenanalyse
HKN	Hebungskondensationsniveau
HSS	Heidke Skill Score

KKN	Kumuluskondensationsniveau
konOWLK	konvektionsoptimierte objektive Wetterlagenklassifikation
KTSAX	konvektionshemmende Wetterlage gemäß konOWLK
LDA	lineare Diskriminanzanalyse
MCS	mesoskaliges konvektives System (<i>mesoscale convective system</i>)
MkQ	Methode der kleinsten Quadrate
NAO	Nordatlantische Oszillation
NFK	Niveau der freien Konvektion
NNA	Niveau des neutralen Aufstiegs
ONB	Orthonormalbasis
OWLK	Objektive Wetterlagenklassifikation nach Bissolli und Dittmann (2001)
PNA	Pazifisch-Nordamerikanisches Muster
POD	Trefferrate (<i>probability of detection</i>)
POLEUR	Polar-Eurasisches Muster
POT	<i>Peaks-over-threshold</i>
PW	niederschlagsfähiges Wasser (<i>precipitable water</i>)
PWM	wahrscheinlichkeitsgewichtete Momente (<i>probability-weighted moments</i>)
QDA	quadratische Diskriminanzanalyse
qdaOWLK	Verfahren zur Klassifizierung gegebener Umgebungs- bedingungen als konvektionsförderlich oder -hemmend basierend auf quadratischer Diskriminanzanalyse
RHK	rotierte Hauptkomponenten
RS	Hauptentladung (<i>return stroke</i>)
SCAND	Skandinavisches Muster
SHKA	Hauptkomponentenanalyse bezüglich der S-Mode
SL	Leitblitz einer Erstentladung (<i>stepped leader</i>)
SLI	<i>Surface-based lifted index</i>
SST	Meeresoberflächentemperatur (<i>sea surface temperature</i>)

TFPW	<i>Trend-Free-Prewhitening</i>
TGL	Theorie des gehobenen Luftpakets
THKA	Hauptkomponentenanalyse bezüglich der T-Mode
TSV	Theil-Sen-Verfahren
VHF	sehr hohe Frequenz (<i>very high frequency</i>)
VK	Variationskoeffizient
LF/VLF	niedrige / sehr niedrige Frequenz (<i>low / very low frequency</i>)
WFLHX	konvektionsförderliche Wetterlage gemäß konOWLK
WP	Westpazifisches Muster

Literaturverzeichnis

- Adam, T., 2015: Feuer, Fluten, Hagelwetter. Theiss, Konrad, Stuttgart, 223 S.
- ALDIS, 2017: Blitzortung und Blitzforschung. <http://www.aldis.at/> (letzter Zugriff: 18.04.2017).
- AMS, 2017: Glossary of meteorology. American Meteorol. Soc., <http://glossary.ametsoc.org/> (letzter Zugriff: 02.05.2017).
- Anderson, G. und D. Klugmann, 2014: A european lightning density analysis using 5 years of atdnet data. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **14**, 815–829.
- Antonescu, B. und S. Burcea, 2010: A cloud-to-ground lightning climatology for Romania. *Mon. Wea. Rev.*, **138** (2), 579–591.
- Baker, B., M. Baker, E. Jayaratne, J. Latham, und C. Saunders, 1987: The influence of diffusional growth rates on the charge transfer accompanying rebounding collisions between ice crystals and soft hailstones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113** (478), 1193–1215.
- Barnston, A. G. und R. E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **115** (6), 1083–1126.
- Barthlott, C., J. W. Schipper, N. Kalthoff, B. Adler, C. Kottmeier, A. Blyth, und S. Mobbs, 2010: Model representation of boundary-layer convergence triggering deep convection over complex terrain: A case study from COPS. *Atmos. Res.*, **95** (2), 172–185.

- Barthlott, C., et al., 2011: Initiation of deep convection at marginal instability in an ensemble of mesoscale models: A case study from COPS. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 118–136.
- Bauer, M. H., G. J. Mayr, I. Vergeiner, und H. Pichler, 2000: Strongly nonlinear flow over and around a three-dimensional mountain as a function of the horizontal aspect ratio. *J. Atmos. Sci.*, **57** (24), 3971–3991.
- Baumstark, S., 2017: Analyse des Zusammenhangs zwischen Hagelereignissen und Frontalsystemen in Westeuropa. Masterarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Behrendt, R. und H. Mahlke, 2017: Wetterkartenarchiv. <http://www.wetter3.de/> (letzter Zugriff: 20.02.2017).
- Beirle, S., W. Koshak, R. Blakeslee, und T. Wagner, 2014: Global patterns of lightning properties derived by OTD and LIS. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **14** (10), 2715–2726.
- Bertram, I., 2000: Verbreitung und Verlagerung von Gewittern in Österreich. Diplomarbeit, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Institut für Atmosphären- und Kryosphärenwissenschaften.
- Bielec-Bąkowska, Z., 2003: Long-term variability of thunderstorm occurrence in Poland in the 20th century. *Atmos. Res.*, **67**, 35–52.
- Bissolli, P. und E. Dittmann, 2001: The objective weather type classification of the German Weather Service and its possibilities of application to environmental and meteorological investigations. *Meteor. Z.*, **10** (4), 253–260.
- Bissolli, P., J. Grieser, N. Dotzek, und M. Welsch, 2007: Tornadoes in Germany 1950–2003 and their relation to particular weather conditions. *Glob. Planet. Change*, **57** (1), 124–138.

- Bjerknes, J., 1938: Saturated-adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descending environment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **64**, 325–330.
- Bollmeyer, C., et al., 2015: Towards a high-resolution regional reanalysis for the European CORDEX domain. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141** (686), 1–15.
- Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1046–1053.
- Bousquet, O., U. von Luxburg, und G. Rätsch, 2004: Advanced lectures on machine learning. *ML Summer Schools 2003*.
- Brooks, H. E., J. W. Lee, und J. P. Craven, 2003: The spatial distribution of severe thunderstorm and tornado environments from global reanalysis data. *Atmos. Res.*, **67**, 73–94.
- Bryan, G. H., 2008: On the computation of pseudoadiabatic entropy and equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **136** (12), 5239–5245.
- Bunkers, M. J., 2002: Vertical wind shear associated with left-moving supercells. *Wea. Forecasting*, **17** (4), 845–855.
- Cacciamani, C., F. Battaglia, P. Patrino, L. Pomi, A. Selvini, et al., 1995: A climatological study of thunderstorm activity in the Po Valley. *Theor. Appl. Climatol.*, **50** (3-4), 185–203.
- Carlson, T. und F. Ludlam, 1968: Conditions for the occurrence of severe local storms. *Tellus*, **20** (2), 203–226.
- Cehak, K., 1980: Zur Gewitter- und Hagelklimatologie von Österreich. *Ver. Schweizer Meteorol. Anstalt*, **40**, 316–319.
- Changnon, S. A., 1993: Relationships between thunderstorms and cloud-to-ground lightning in the United States. *J. Appl. Meteor.*, **32** (1), 88–105.

- Chelliah, M. und G. D. Bell, 2004: Tropical multidecadal and interannual climate variability in the NCEP–NCAR reanalysis. *J. Climate*, **17** (9), 1777–1803.
- Christian, H. J., et al., 2003: Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the optical transient detector. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **108** (D1), ACL–4.
- Chu, C.-M. und Y.-L. Lin, 2000: Effects of orography on the generation and propagation of mesoscale convective systems in a two-dimensional conditionally unstable flow. *J. Atmos. Sci.*, **57** (23), 3817–3837.
- Clarence, N. und D. Malan, 1957: Preliminary discharge processes in lightning flashes to ground. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **83** (356), 161–172.
- Cleve, J. und U. Lämmel, 2016: Data Mining. De Gruyter Oldenbourg, Berlin, 328 S.
- Coles, S., J. Bawa, L. Trenner, und P. Dorazio, 2001: An introduction to statistical modeling of extreme values. Springer, London, 209 S.
- Compagnucci, R. H. und M. B. Richman, 2008: Can principal component analysis provide atmospheric circulation or teleconnection patterns? *Int. J. Climatol.*, **28** (6), 703–726.
- COST, 2010: Harmonisation and Applications of Weather Types Classifications for European Regions. Abschlussbericht. <http://cost733.met.no/> (letzter Zugriff: 10.10.2016).
- Costa, S., P. Mezzasalma, V. Levizzani, P. Alberoni, und S. Nanni, 2001: Deep convection over Northern Italy: synoptic and thermodynamic analysis. *Atmos. Res.*, **56** (1), 73–88.
- CPC, 2017: Northern Hemisphere Teleconnection Patterns. <http://www.cpc.ncep.noaa.gov/data/teledoc/telecontents.shtml> (letzter Zugriff: 03.03.2017).

- Craven, J. P., R. E. Jewell, und H. E. Brooks, 2002: Comparison between observed convective cloud-base heights and lifting condensation level for two different lifted parcels. *Wea. Forecasting*, **17** (4), 885–890.
- Crook, N., 1996: Sensitivity of moist convection forced by boundary layer processes to low-level thermodynamic fields. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1767–1785.
- Cuadras, C. M., 2007: Nuevos métodos de análisis multivariante. CMC Editions, Barcelona, 305 S.
- Cummer, S. A. und U. S. Inan, 1997: Measurement of charge transfer in sprite-producing lightning using ELF radio atmospheric. *Geophys. Res. Lett.*, **24** (14), 1731–1734.
- Czernecki, B., M. Taszarek, L. Kolendowicz, und J. Konarski, 2016: Relationship between human observations of thunderstorms and the PERUN lightning detection network in Poland. *Atmos. Res.*, **167**, 118–128.
- Davies-Jones, R., 2003: An expression for effective buoyancy in surroundings with horizontal density gradients. *J. Atmos. Sci.*, **60** (23), 2922–2925.
- Dee, D., et al., 2011: The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137** (656), 553–597.
- Della-Marta, P., J. Luterbacher, H. Von Weissenfluh, E. Xoplaki, M. Brunet, und H. Wanner, 2007: Summer heat waves over western Europe 1880–2003, their relationship to large-scale forcings and predictability. *Climate Dyn.*, **29** (2-3), 251–275.
- Diendorfer, G., 2010: Lls performance validation using lightning to towers. *Impulse*, **1** (7.5), 11.

- Doms, G. und M. Baldauf, 2011: A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO model. Part I: Dynamics and Numerics. *Consortium for Small-Scale Modelling, Deutscher Wetterdienst (DWD)*.
- Doms, G., et al., 2011: A Description of the Non-hydrostatic Regional COSMO model, Part II: Physical Parameterization. *Consortium for Small-Scale Modelling, Deutscher Wetterdienst (DWD)*.
- Doolittle, M., 1888: Association ratios. *Bull. Philos. Soc. Washington*, **10 (8387)**, 9496.
- Doswell III, C. A., 1987: The distinction between large-scale and mesoscale contributions to severe convection: A case study example. *Wea. Forecasting*, **2**, 3–16.
- Doswell III, C. A., R. Davies-Jones, und D. L. Keller, 1990: On summary measures of skill in rare event forecasting based on contingency tables. *Wea. Forecasting*, **5 (4)**, 576–585.
- Doswell III, C. A. und P. M. Markowski, 2004: Is buoyancy a relative quantity? *Mon. Wea. Rev.*, **132 (4)**, 853–863.
- Doswell III, C. A. und E. N. Rasmussen, 1994: The effect of neglecting the virtual temperature correction on CAPE calculations. *Wea. Forecasting*, **9 (4)**, 625–629.
- Doyle, J. D. und C. A. Reynolds, 2008: Implications of regime transitions for mountain-wave-breaking predictability. *Mon. Wea. Rev.*, **136 (12)**, 5211–5223.
- Durrán, D. R., 1990: Mountain waves and downslope winds. In: Atmospheric processes over complex terrain. 59–81, Springer, London.
- DWD, 2017a: Datenassimilation. http://www.dwd.de/DE/forschung/wettervorhersage/num_modellierung/02_datenassimilation/datenassimilation_node.html (letzter Zugriff: 17.05.2017).

- DWD, 2017b: Glossar. http://www.dwd.de/DE/service/lexikon/lexikon_node.html (letzter Zugriff:17.05.2017).
- Emanuel, K. A., 1994: Atmospheric convection. Oxford University Press on Demand, Oxford, 592 S.
- Engholm, C. D., E. R. Williams, und R. M. Dole, 1990: Meteorological and electrical conditions associated with positive cloud-to-ground lightning. *Mon. Wea. Rev.*, **118** (2), 470–487.
- EUCLID, 2017: Lightning Location Network. <http://www.euclid.org/> (letzter Zugriff: 17.04.2017).
- Feser, F., B. Rockel, H. von Storch, J. Winterfeldt, und M. Zahn, 2011: Regional climate models add value to global model data: a review and selected examples. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **92** (9), 1181–1192.
- Finke, U. und T. Hauf, 1996: The characteristics of lightning occurrence in southern Germany. *Beitr. Phys. Atmos.*, **69** (2), 361–374.
- Fuhrer, O. und C. Schär, 2005: Embedded cellular convection in moist flow past topography. *J. Atmos. Sci.*, **62** (8), 2810–2828.
- Fujita, T. T., 1981: Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales. *J. Atmos. Sci.*, **38** (8), 1511–1534.
- Fujita, T. T., 1990: Downbursts: meteorological features and wind field characteristics. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **36**, 75–86.
- Fuquay, D. M., 1982: Positive cloud-to-ground lightning in summer thunderstorms. *J. Geophys. Res. Oceans*, **87** (C9), 7131–7140.
- Galway, J. G., 1956: The lifted index as a predictor of latent instability. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **37** (10), 528–529.
- Gandin, L. S. und R. Hardin, 1965: Objective analysis of meteorological fields. Israel program for scientific translations, Jerusalem, 242 S.

- Gerstengarbe, F.-W., 1999: Katalog der Großwetterlagen Europas (1881–1998). Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung.
- Geyer, B., 2014: High-resolution atmospheric reconstruction for Europe 1948–2012: coastDat2. *Earth Syst. Sci. Data*, **6** (1), 147–164.
- Geyer, B. und B. Rockel, 2013: coastDat-2 COSMO-CLM Atmospheric Reconstruction. World Data Center for Climate.
- Gladich, I., I. Gallai, D. Giaiotti, und F. Stel, 2011: On the diurnal cycle of deep moist convection in the southern side of the Alps analysed through cloud-to-ground lightning activity. *Atmos. Res.*, **100** (4), 371–376.
- Greenwood, J. A., J. M. Landwehr, N. C. Matalas, und J. R. Wallis, 1979: Probability weighted moments: definition and relation to parameters of several distributions expressible in inverse form. *Water Resour. Res.*, **15** (5), 1049–1054.
- Groenemeijer, P., 2009: Convective storm development in contrasting thermodynamic and kinematic environments. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Hagen, M., B. Bartenschlager, und U. Finke, 1999: Motion characteristics of thunderstorms in southern Germany. *Meteor. Appl.*, **6** (3), 227–239.
- Haklander, A. J. und A. van Delden, 2003: Thunderstorm predictors and their forecast skill for the Netherlands. *Atmos. Res.*, **67–68**, 273–299.
- Hansen, J., R. Ruedy, M. Sato, und K. Lo, 2010: Global surface temperature change. *Rev. Geophys.*, **48** (4).
- Heidke, P., 1926: Berechnung des Erfolges und der Güte der Windstärkevorhersagen im Sturmwarnungsdienst. *Geogr. Ann.*, **8**, 301–349.
- Heimann, D. und M. Kurz, 1985: The Munich hailstorm of July 12, 1984: a discussion of the synoptic situation. *Beitr. Phys. Atmos.*, **58**, 528–544.

- Hersbach, H., C. Peubey, A. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, und D. Dee, 2015: ERA-20CM: a twentieth-century atmospheric model ensemble. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141** (691), 2350–2375.
- Holle, R. H. und R. E. López, 1993: Overview of real-time lightning detection systems and their meteorological uses. US Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, Environmental Research Laboratories, National Severe Storm Laboratory, Springfield, 68 S.
- Holt, M., P. Hardaker, und G. McLelland, 2001: A lightning climatology for Europe and the UK, 1990–99. *Weather*, **56** (9), 290–296.
- Holton, J. R. und G. J. Hakim, 2012: An introduction to dynamic meteorology. Academic press, San Diego, 552 S.
- Hosking, J. R., 1990: L-moments: analysis and estimation of distributions using linear combinations of order statistics. *J. R. Stat. Soc. Series B (Methodological)*, 105–124.
- Hosking, J. R. und J. R. Wallis, 1987: Parameter and quantile estimation for the generalized pareto distribution. *Technometrics*, **29** (3), 339–349.
- Hoskins, B., I. Draghici, und H. Davies, 1978: A new look at the ω -equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104** (439), 31–38.
- Hoskins, B. J., 1975: The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations. *J. Atmos. Sci.*, **32** (2), 233–242.
- Houze, R., 1993: Cloud dynamics. Academic Press, San Diego, 573 S.
- Houze, R. A., 2012: Orographic effects on precipitating clouds. *Rev. Geophys.*, **50** (1).
- Hurrell, J. W., 1995: Decadal trends in the North Atlantic oscillation. *Science*, **269**, 676–679.

- Hurrell, J. W., 2005: North Atlantic Oscillation. In: Encyclopedia of World Climatology. 536–539, Springer, Dordrecht.
- Hurrell, J. W. und C. Deser, 2010: North Atlantic climate variability: the role of the North Atlantic Oscillation. *J. Mar. Syst.*, **79** (3), 231–244.
- Hurrell, J. W. und H. Van Loon, 1997: Decadal variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation. In: Climatic change at high elevation sites. 69–94, Springer, London.
- Huth, R., 1993: An example of using obliquely rotated principal components to detect circulation types over Europe. *Meteor. Z.*, **2** (6), 285–293.
- Huth, R., 1996: Properties of the circulation classification scheme based on the rotated principal component analysis. *Meteor. Atmos. Phys.*, **59** (3-4), 217–233.
- Huth, R., 2000: A circulation classification scheme applicable in GCM studies. *Theor. Appl. Climatol.*, **67** (1-2), 1–18.
- Huth, R., C. Beck, A. Philipp, M. Demuzere, Z. Ustrnul, M. Cahynová, J. Kyselý, und O. E. Tveito, 2008: Classifications of atmospheric circulation patterns. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **1146** (1), 105–152.
- Iribarne, J. V. und W. L. Godson, 1981: Atmospheric thermodynamics. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 259 S.
- Jayarathne, E., C. Saunders, und J. Hallett, 1983: Laboratory studies of the charging of soft-hail during ice crystal interactions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109** (461), 609–630.
- Kalnay, E., et al., 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- Kapsch, M.-L., 2011: Langzeitliche Variabilität von hagel-relevanten Großwetterlagen in einem Ensemble regionaler Klimamodelle. Diplomarbeit,

- Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Kapsch, M.-L., M. Kunz, R. Vitolo, und T. Economou, 2012: Long-term trends of hail-related weather types in an ensemble of regional climate models using a Bayesian approach. *J. Geophys. Res.*, **117**, D15 107.
- Kendall, M. G., 1975: Rank correlation methods. Griffin, o.O., o.S.
- Kistler, R., et al., 2001: The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: Monthly means CD-ROM and documentation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82** (2), 247–267.
- Köbele, D., 2014: Analyse von Konvergenzbereichen bei Hagelereignissen stromab von Mittelgebirgen anhand von COSMO-Modellsimulationen. Masterarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Kohn, W., 2006: Statistik: Datenanalyse und Wahrscheinlichkeitsrechnung. Springer, Berlin, 622 S.
- Kolendowicz, L., 2012: Synoptic patterns associated with thunderstorms in Poland. *Meteor. Z.*, **21** (2), 145–156.
- Kottmeier, C., et al., 2008: Mechanisms initiating deep convection over complex terrain during COPS. *Meteor. Z.*, **17** (6), 931–948.
- Krehbiel, P. R., 1986: The electrical structure of thunderstorms. In: The Earth's electrical environment. 90–113, National Academy Press, Washington.
- Kunz, M., 2007: The skill of convective parameters and indices to predict isolated and severe thunderstorms. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **7**, 327–342.
- Kunz, M., 2011: Amplification of Atmospheric Processes Over Low Mountain Ranges and Their Relevance for Severe Weather Events. Habilitationsschrift.

- Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Kunz, M., 2016: Meteorologische Naturgefahren, Vorlesungsskript. Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Kunz, M., U. Blahak, J. Handwerker, M. Schmidberger, H. Punge, S. Mohr, E. Fluck, und K. M. Bedka, 2017: The severe hailstorm in SW Germany on 28 July 2013: Characteristics, impacts, and meteorological conditions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, eingereicht.
- Kunz, M. und P. I. Kugel, 2015: Detection of hail signatures from single-polarization C-band radar reflectivity. *Atmos. Res.*, **153**, 565–577.
- Kunz, M. und M. Puskeiler, 2010: High-resolution assessment of the hail hazard over complex terrain from radar and insurance data. *Meteor. Z.*, **19** (5), 427–439.
- Lachenbruch, P. A., C. Sneeringer, und L. T. Revo, 1973: Robustness of the linear and quadratic discriminant function to certain types of non-normality. *Commun. Stat.*, **1** (1), 39–56.
- Lassègues, P., B. Vincendon, J. Moisselin, D. Minguet, und J. Poignet, 2003: Étude Climatologique Des Événements Foudre Et Détermination d'Une Échelle d'Intensité. *Publ. Assoc. Int. Climat.*, **15**.
- Lee, W.-C. und J. L. Rodgers, 1998: Bootstrapping correlation coefficients using univariate and bivariate sampling. *Psychol. Methods*, **3** (1), 91.
- Liu, Y., L. Wang, W. Zhou, und W. Chen, 2014: Three Eurasian teleconnection patterns: Spatial structures, temporal variability, and associated winter climate anomalies. *Climate Dyn.*, **42** (11-12), 2817–2839.
- MacGorman, D. R. und W. D. Rust, 1998: The electrical nature of storms. Oxford University Press on Demand, Oxford, 432 S.

- Maddox, R. A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **61** (11), 1374–1387.
- Mahlke, H., 2012: Mechanismen der Auslösung hochreichender Konvektion im südwestdeutschen Mittelgebirgsraum. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Maiwald, H. und J. Schwarz, 2016: Der Tornado von Bützow in Mecklenburg-Vorpommern–Ingenieuranalyse der Gebäudeschäden. *Bautechnik*, **93** (4), 254–264.
- Mann, H. B., 1945: Nonparametric tests against trend. *Econometrica*, 245–259.
- Manoochehrnia, P., F. Rachidi, M. Rubinstein, und W. Schulz, 2007: Lightning statistics in Switzerland. *9th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*.
- Manoochehrnia, P., W. Schulz, F. Rachidi, und M. Rubinstein, 2008: Lightning statistics in the regions of Saentis and St. Chrischona towers in Switzerland. *29th International Conference on Lightning Protection (ICLP)*, 1, 2-3.
- Marinell, G., 1998: Multivariate Verfahren. Oldenbourg, München, o.S.
- Markowski, P. und Y. Richardson, 2010: Mesoscale meteorology in midlatitudes. John Wiley & Sons, Chichester, 407 S.
- Marks, S. und O. J. Dunn, 1974: Discriminant functions when covariance matrices are unequal. *J. Am. Stat. Assoc.*, **69** (346), 555–559.
- Meissner, C., G. Schädler, H.-J. Panitz, H. Feldmann, und C. Kottmeier, 2009: High-resolution sensitivity studies with the regional climate model COSMO-CLM. *Meteor. Z.*, **18** (5), 543–557.
- Mohr, S. und M. Kunz, 2013: Recent trends and variabilities of convective parameters relevant for hail events in Germany and Europe. *Atmos. Res.*, **123**, 211–228.

- Mohr, S., M. Kunz, und B. Geyer, 2015a: Hail potential in Europe based on a regional climate model hindcast. *Geophys. Res. Lett.*, **42** (24).
- Mohr, S., M. Kunz, und K. Keuler, 2015b: Development and application of a logistic model to estimate the past and future hail potential in Germany. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **120** (9), 3939–3956.
- Mohr, S. B., 2013: Änderung des Gewitter- und Hagelpotentials im Klimawandel. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Meteorologie und Klimaforschung.
- Moncrieff, M. und M. Miller, 1976: The dynamics and simulation of tropical cumulonimbus and squall lines. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102** (432), 373–394.
- Morel, C. und S. Senesi, 2002: A climatology of mesoscale convective systems over Europe using satellite infrared imagery. II: Characteristics of European mesoscale convective systems. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128** (584), 1973–1995.
- Morris, R. M., 1986: The Spanish plume-testing the forecaster's nerve. *Meteorol. Mag.*, **115**, 349–357.
- Murphy, A. H., 1973: A new vector partition of the probability score. *J. Appl. Meteor.*, **12** (4), 595–600.
- Nisi, L., O. Martius, A. Hering, M. Kunz, und U. Germann, 2016: Spatial and temporal distribution of hailstorms in the Alpine region: a long-term, high resolution, radar-based analysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142** (697), 1590–1604.
- Normand, C., 1931a: Graphical indication of humidity in the upper air. *Nature*, **128** (583), 233–243.
- Normand, C., 1931b: Recent investigations on structure and movement of tropical storms in Indian Seas. *Gerlands Beitr.*, **34**, 233–243.

- Normand, C., 1938: On instability from water vapour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **64 (273)**, 47–70.
- North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, und F. J. Moeng, 1982: Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110 (7)**, 699–706.
- Novák, P. und H. Kyznarová, 2011: Climatology of lightning in the czech republic. *Atmos. Res.*, **100 (4)**, 318–333.
- NWS, 2016: National Weather Service – Glossary. <http://w1.weather.gov/glossary/index.php?letter=t> (letzter Zugriff: 07.03.2017).
- O’Lenic, E. A. und R. E. Livezey, 1988: Practical considerations in the use of rotated principal component analysis (RPCA) in diagnostic studies of upper-air height fields. *Mon. Wea. Rev.*, **116 (8)**, 1682–1689.
- Panitz, H.-J., G. Schädler, und H. Feldmann, 2010: Modelling Regional Climate Change in Southwest Germany. In: High Performance Computing in Science and Engineering ’09. 429–441.
- Päsler, M., 1975: Phänomenologische Thermodynamik. De Gruyter, Berlin, 333 S.
- Peirce, C. S., 1884: The numerical measure of the success of predictions. *Science*, **4 (93)**, 453–454.
- Peixoto, J. P. und A. H. Oort, 1992: Physics of climate. American Institute of Physics, New York, 520 S.
- Pelz, J., 1984: Die geographische Verteilung der Tage mit Gewitter in Mitteleuropa. *Beilage zur Berliner Wetterkarte*, **48 (12)**, 32.
- Petrow, T., J. Zimmer, und B. Merz, 2009: Changes in the flood hazard in Germany through changing frequency and persistence of circulation patterns. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **9 (4)**, 1409–1423.

- Peyraud, L., 2013: Analysis of the 18 July 2005 Tornadic Supercell over the Lake Geneva Region. *Wea. Forecasting*, **28** (6), 1524–1551.
- Philipp, A., 2009: Comparison of principal component and cluster analysis for classifying circulation pattern sequences for the European domain. *Theor. Appl. Climatol.*, **96** (1-2), 31–41.
- Philipp, A., C. Beck, R. Huth, und J. Jacobeit, 2016: Development and comparison of circulation type classifications using the COST 733 dataset and software. *Int. J. Climatol.*, **36** (7), 2673–2691.
- Philipp, A., et al., 2010: Cost733cat–A database of weather and circulation type classifications. *Phys. Chem. Earth*, **35** (9), 360–373.
- Phillips, D. S., 1984: Analytical surface pressure and drag for linear hydrostatic flow over three-dimensional elliptical mountains. *J. Atmos. Sci.*, **41** (6), 1073–1084.
- Pichler, H., 1997: *Dynamik der Atmosphäre*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin, Oxford, 456 S.
- Piper, D. und M. Kunz, 2017: Spatio-temporal variability of lightning activity in Europe and the relation to the North Atlantic Oscillation teleconnection pattern. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **17**, 1319–1336.
- Piper, D., M. Kunz, F. Ehmele, S. Mohr, B. Mühr, A. Kron, und J. Daniell, 2016: Exceptional sequence of severe thunderstorms and related flash floods in May and June 2016 in Germany. Part I: Meteorological background. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **16**, 2835–2850.
- Pohjola, H. und A. Mäkelä, 2013: The comparison of GLD360 and EUCLID lightning location systems in Europe. *Atmos. Res.*, **123**, 117–128.
- Pruppacher, H. R. und J. Klett, 2010: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Springer, Dordrecht, 976 S.

- Punge, H., K. Bedka, M. Kunz, und A. Werner, 2014: A new physically based stochastic event catalog for hail in Europe. *Nat. hazards*, **73** (3), 1625–1645.
- Puskeiler, M., M. Kunz, und M. Schmidberger, 2016: Hail statistics for Germany derived from single-polarization radar data. *Atmos. Res.*, **178**, 459–470.
- Queney, P., 1948: The problem of air flow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **29**, 16–26.
- Rakov, V. A. und M. A. Uman, 2003: Lightning: physics and effects. Cambridge University Press, Cambridge, 687 S.
- Rauber, R. M., J. E. Walsh, und D. J. Charlevoix, 2008: Severe and hazardous weather. Kendall/Hunt Pub. Co., Dubuque, 516 S.
- Reynolds, R. W., N. A. Rayner, T. M. Smith, D. C. Stokes, und W. Wang, 2002: An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J. Climate*, **15** (13), 1609–1625.
- Richman, M. B., 1986: Rotation of principal components. *J. Climatol.*, **6**, 293–335.
- Rockel, B., A. Will, und A. Hense, 2008: The Regional Climate Model COSMO-CLM (CCLM). *Meteor. Z.*, **17**, 347–348.
- Rogers, J. C. und H. Van Loon, 1979: The seesaw in winter temperatures between Greenland and northern Europe. Part II: Some oceanic and atmospheric effects in middle and high latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **107** (5), 509–519.
- Rossby, C.-G., 1932: Thermodynamics applied to air mass analysis. Massachusetts Institute of Technology, Boston, o.S.
- Saha, S., et al., 2010: The NCEP climate forecast system reanalysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91** (8), 1015–1057.

- Sánchez, J., R. Fraile, M. De la Fuente, und J. d. I. Marcos, 1998: Discriminant analysis applied to the forecasting of thunderstorms. *Meteor. Atmos. Phys.*, **68** (3-4), 187–195.
- Santos, J., M. Reis, J. Sousa, S. Leite, S. Correia, M. Janeira, und M. Fragoso, 2012: Cloud-to-ground lightning in Portugal: patterns and dynamical forcing. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **12** (3), 639–649.
- Santos, J. A., M. A. Reis, F. D. Pablo, L. Rivas-Soriano, und S. M. Leite, 2013: Forcing factors of cloud-to-ground lightning over Iberia: regional-scale assessments. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **13** (7), 1745–1758.
- Schemm, S., I. Rudeva, und I. Simmonds, 2015: Extratropical fronts in the lower troposphere—global perspectives obtained from two automated methods. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141** (690), 1686–1698.
- Schiemann, R. und C. Frei, 2010: How to quantify the resolution of surface climate by circulation types: An example for alpine precipitation. *Phys. Chem. Earth*, **35** (9), 403–410.
- Schmid, W., H. Schiesser, und B. Bauer-Messmer, 1997: Supercell storms in Switzerland: Case studies and implications for nowcasting severe winds with Doppler radar. *Meteor. Appl.*, **4** (01), 49–67.
- Schultz, D. M., P. N. Schumacher, und C. A. Doswell III, 2000: The intricacies of instabilities. *Mon. Wea. Rev.*, **128** (12), 4143–4148.
- Schulz, W., K. Cummins, G. Diendorfer, und M. Dorninger, 2005: Cloud-to-ground lightning in Austria: A 10-year study using data from a lightning location system. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **110** (D9).
- Schulz, W. und G. Diendorfer, 2002: EUCLID network performance and data analysis. *Proceedings of the 17th International Lightning Detection Conference (ILDC)*.

- Schulz, W., G. Diendorfer, S. Pedeboy, und D. R. Poelman, 2016: The European lightning location system EUCLID – Part 1: Performance analysis and validation. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **16**, 595–605.
- Sen, P. K., 1968: Estimates of the regression coefficient based on Kendall's tau. *J. Am. Stat. Assoc.*, **63 (324)**, 1379–1389.
- Sheppard, P., 1956: Airflow over mountains. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **82 (354)**, 528–529.
- Sherwood, S. C., 2000: On moist instability. *Mon. Wea. Rev.*, **128 (12)**, 4139–4142.
- Siegel, A. F., 1982: Robust regression using repeated medians. *Biometrika*, **69 (1)**, 242–244.
- Simpson, R., 1978: On the computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **106 (1)**, 124–130.
- Smith, R. B., 1979: The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.*, **21**, 87–230.
- Smith, R. B., 1980: Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain. *Tellus*, **32 (4)**, 348–364.
- Smith, R. B., 1989: Hydrostatic airflow over mountains. *Adv. Geophys.*, **31**, 1–41.
- Snyder, W. H., R. S. Thompson, R. E. Eskridge, R. E. Lawson, I. P. Castro, J. Lee, J. C. Hunt, und Y. Ogawa, 1985: The structure of strongly stratified flow over hills: dividing-streamline concept. *J. Fluid Mech.*, **152**, 249–288.
- Soriano, L. R., F. De Pablo, und C. Tomas, 2005: Ten-year study of cloud-to-ground lightning activity in the Iberian Peninsula. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, **67 (16)**, 1632–1639.

- Stocker, T., 2014: Climate change 2013: the physical science basis: Working Group I contribution to the Fifth assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, Cambridge, 1535 S.
- Sukhorukov, A., E. Mishin, P. Stubbe, und M. Rycroft, 1996: On blue jet dynamics. *Geophys. Res. Lett.*, **23** (13), 1625–1628.
- Sutcliffe, R., 1947: A contribution to the problem of development. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **73** (317-318), 370–383.
- Theil, H., 1950: A rank-invariant method of linear and polynomial regression analysis I, II, III. *Nederl. Akad. Wetensch.*, **53**, 386–392, 521–525, 139–1412.
- Thurstone, L. L., 1947: Multiple factor analysis. University of Chicago Press, Chicago, 535 S.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117** (8), 1779–1800.
- van Delden, A., 1998: The synoptic setting of a thundery low and associated prefrontal squall line in western Europe. *Meteor. Atmos. Phys.*, **65** (1-2), 113–131.
- van Delden, A., 2001: The synoptic setting of thunderstorms in Western Europe. *Atmos. Res.*, **56**, 89–110.
- van Loon, H. und J. C. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, **106** (3), 296–310.
- von Storch, H., H. Langenberg, und F. Feser, 2000: A spectral nudging technique for dynamical downscaling purposes. *Mon. Wea. Rev.*, **128** (10), 3664–3673.

- von Storch, H. und F. W. Zwiers, 2001: Statistical analysis in climate research. Cambridge University Press, Cambridge, 496 S.
- Wakonigg, H., 1978: Witterung und Klima in der Steiermark. Verlag für d. Techn. Univ. Graz, Graz, o.S.
- Wallace, J. M. und D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109** (4), 784–812.
- Wanner, H., R. Rickli, E. Salvisberg, C. Schmutz, und M. Schüepp, 1997: Global climate change and variability and its influence on alpine climate—concepts and observations. *Theor. Appl. Climatol.*, **58** (3-4), 221–243.
- Wapler, K., 2013: High-resolution climatology of lightning characteristics within Central Europe. *Meteor. Atmos. Phys.*, **122** (3-4), 175–184.
- Weisman, M. L. und J. B. Klemp, 1986: Characteristics of isolated convective storms. In: Mesoscale meteorology and forecasting. 331–358, Springer, London.
- Wilcox, R. R., 2010: Fundamentals of modern statistical methods: Substantially improving power and accuracy. Springer Science & Business Media, London, 249 S.
- Wilks, D., 2006: On field significance and the false discovery rate. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **45** (9), 1181–1189.
- Wilks, D. S., 1995: Statistical methods in the atmospheric sciences. Academic Press, San Diego, 467 S.
- WMO, 2016: Manual on Codes. http://www.wmo.int/pages/prog/www/WMOCodes/WMO306_v11/VolumeI.1.html (letzter Zugriff: 02.05.2017).
- Wurtele, M. G., 1957: The three-dimensional lee wave. *Beitr. Phys. Atmos.*, **29**, 242–252.

- Yeo, I.-K. und R. A. Johnson, 2000: A new family of power transformations to improve normality or symmetry. *Biometrika*, **87** (4), 954–959.
- Yue, S., P. Pilon, B. Phinney, und G. Cavadias, 2002: The influence of autocorrelation on the ability to detect trend in hydrological series. *Hydrol. Process.*, **16** (9), 1807–1829.
- Yukhimuk, V., R. Roussel-Dupré, und E. Symbalisty, 1999: On the temporal evolution of red sprites: Runaway theory versus data. *Geophys. Res. Lett.*, **26** (6), 679–682.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK-TRO) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) im Rahmen der Helmholtz-Initiative Regionale Klimaänderungen (REKLIM) durchgeführt. Mein Dank geht daher zunächst an REKLIM für die Finanzierung meines Forschungsprojekts sowie den Gewinn bringenden wissenschaftlichen Austausch bei den regelmäßig stattfindenden Tagungen.

Ganz besonders danken möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Michael Kunz für die engagierte Betreuung meiner Arbeit. Das Zusammenspiel von konstruktiven Anregungen und weiter bringenden Ideen einerseits und Freiraum zur eigenständigen wissenschaftlichen Arbeit andererseits schuf optimale Bedingungen für das Gelingen dieser Dissertation. Die regelmäßigen Arbeitsgruppensitzungen und Ergebnisbesprechungen gaben wichtige Impulse und halfen bei der Strukturierung der Arbeit.

Vielen Dank an Herrn Prof. Dr. Christoph Kottmeier für die Übernahme des Korreferats, die wohlwollende Begleitung meines Projekts und seine Unterstützung während meiner gesamten bisherigen Zeit am IMK.

Ein herzlicher Dank geht außerdem an die gesamte Arbeitsgruppe Atmosphärische Risiken – Bernhard, Elody, Florian, Heinz Jürgen, Manuel und Sanna – für die angenehme, konstruktive und freundschaftliche Atmosphäre. Besonders möchte ich an dieser Stelle Florian danken für die schönen drei Jahre in unserem gemeinsamen Büro, das gute Arbeitsklima und natürlich die vielen Wettergespräche.

Sehr gefreut habe ich mich über die Unterstützung, die ich in vielerlei Hinsicht erfahren habe. An erster Stelle sei hier Gabi Klinck gedankt für die

einwandfreie Administration der Rechnerinfrastruktur und ihre unkomplizierte Hilfe bei sämtlichen Computerproblemen. Gerhard Brückel danke ich für die Verwaltung unserer Raid-Systeme und seine schnelle Hilfe bei Fragen aller Art. Vielen Dank an Manuel für seine wertvollen Tipps zu praktischen Shell-Befehlen und effizienter Programmierung. Florian danke ich für seine Hilfe bei Problemen mit Latex. Außerdem danken möchte ich Sanna und Heinz Jürgen für die vielen hilfreichen fachlichen Anregungen und Denkanstöße. Vielen Dank, Bernhard, für Deine eindrucksvollen Gwitterfotos, die viele meiner Vorträge geschmückt haben.

Herzlich danken möchte ich Beate Geyer (HZG) für die Bereitstellung der CoastDatII-Reanalysen und ihre Geduld bei Interpolation und Transfer der Daten. Mein Dank geht außerdem an Stephan Thern für die Bereitstellung der Daten aus dem Blitzortungnetz BLIDS. Ich danke auch NCEP und NCAR für die Möglichkeit, den globalen Reanalysedatensatz NCEP/NCAR1 für meine Arbeit zu nutzen, sowie der NOAA für die Überlassung der Zeitreihen der Telekonnektionsindizes und der SST-Felder.

Nicht zuletzt geht mein großer Dank auch an die Mitarbeiterinnen aus der Verwaltung, die bei allerlei Problemen mit Rat und Tat zur Seite standen, Silvia Deckert, Rosalba Gräbner, Friedrike Schönbein und Doris Stenschke.

Julia, ich danke Dir für Deine Geduld und Aufmunterungen in stressigen Phasen der Arbeit. Du hast mir geholfen, nach vollen Arbeitstagen zu entspannen, und standst immer mit guten Ratschlägen bereit, wenn ich manchmal den Wald vor lauter Bäumen nicht gesehen habe. Vielen Dank insbesondere auch für das Korrekturlesen der Arbeit.

Abschließend möchte ich meinen Eltern herzlich danken, die mich auf meinem Weg durch Studium und Promotionszeit immer unterstützt haben.

Danke!

Karlsruhe, im Mai 2017

David Piper

Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung des Karlsruher Instituts für Technologie (0179-5619)

Bisher erschienen:

- Nr. 1:** *Fiedler, F. / Prenosil, T.*
Das MESOKLIP-Experiment. (Mesoskaliges Klimaprogramm
im Oberrheintal). August 1980
- Nr. 2:** *Tangermann-Dlugi, G.*
Numerische Simulationen atmosphärischer Grenzschicht-
strömungen über langgestreckten mesoskaligen Hügel-
ketten bei neutraler thermischer Schichtung. August 1982
- Nr. 3:** *Witte, N.*
Ein numerisches Modell des Wärmehaushalts fließender
Gewässer unter Berücksichtigung thermischer Eingriffe.
Dezember 1982
- Nr. 4:** *Fiedler, F. / Höschele, K. (Hrsg.)*
Prof. Dr. Max Diem zum 70. Geburtstag.
Februar 1983 (vergriffen)
- Nr. 5:** *Adrian, G.*
Ein Initialisierungsverfahren für numerische
mesoskalige Strömungsmodelle. Juli 1985
- Nr. 6:** *Dorwarth, G.*
Numerische Berechnung des Druckkiderstandes
typischer Geländeformen. Januar 1986
- Nr. 7:** *Vogel, B.; Adrian, G. / Fiedler, F.*
MESOKLIP-Analysen der meteorologischen Beobachtungen
von mesoskaligen Phänomenen im Oberrheingraben.
November 1987
- Nr. 8:** *Hugelmann, C.-P.*
Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion.
Februar 1988

- Nr. 9:** *Hafner, T.*
Experimentelle Untersuchung zum Druckwiderstand
der Alpen. April 1988
- Nr. 10:** *Corsmeier, U.*
Analyse turbulenter Bewegungsvorgänge in der maritimen
atmosphärischen Grenzschicht. Mai 1988
- Nr. 11:** *Walk, O. / Wieringa, J. (eds)*
Tsumeb Studies of the Tropical Boundary-Layer Climate.
Juli 1988
- Nr. 12:** *Degrazia, G. A.*
Anwendung von Ähnlichkeitsverfahren auf die turbulente
Diffusion in der konvektiven und stabilen Grenzschicht.
Januar 1989
- Nr. 13:** *Schädler, G.*
Numerische Simulationen zur Wechselwirkung zwischen
Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht.
November 1990
- Nr. 14:** *Heldt, K.*
Untersuchungen zur Überströmung eines mikroskaligen
Hindernisses in der Atmosphäre. Juli 1991
- Nr. 15:** *Vogel, H.*
Verteilungen reaktiver Luftbeimengungen im Lee einer
Stadt – Numerische Untersuchungen der relevanten Prozesse.
Juli 1991
- Nr. 16:** *Höschele, K. (ed.)*
Planning Applications of Urban and Building Climatology –
Proceedings of the IFHP / CIB-Symposium Berlin,
October 14-15, 1991. März 1992
- Nr. 17:** *Frank, H. P.*
Grenzschichtstruktur in Fronten. März 1992
- Nr. 18:** *Müller, A.*
Parallelisierung numerischer Verfahren zur Beschreibung
von Ausbreitungs- und chemischen Umwandlungsprozessen
in der atmosphärischen Grenzschicht. Februar 1996
- Nr. 19:** *Lenz, C.-J.*
Energieumsetzungen an der Erdoberfläche in gegliedertem
Gelände. Juni 1996

- Nr. 20:** *Schwartz, A.*
Numerische Simulationen zur Massenbilanz chemisch reaktiver Substanzen im mesoskaligen Bereich. November 1996
- Nr. 21:** *Beheng, K. D.*
Professor Dr. Franz Fiedler zum 60. Geburtstag. Januar 1998
- Nr. 22:** *Niemann, V.*
Numerische Simulation turbulenter Scherströmungen mit einem Kaskadenmodell. April 1998
- Nr. 23:** *Koßmann, M.*
Einfluß orographisch induzierter Transportprozesse auf die Struktur der atmosphärischen Grenzschicht und die Verteilung von Spurengasen. April 1998
- Nr. 24:** *Baldauf, M.*
Die effektive Rauigkeit über komplexem Gelände – Ein Störungstheoretischer Ansatz. Juni 1998
- Nr. 25:** *Noppel, H.*
Untersuchung des vertikalen Wärmetransports durch die Hangwindzirkulation auf regionaler Skala. Dezember 1999
- Nr. 26:** *Kuntze, K.*
Vertikaler Austausch und chemische Umwandlung von Spurenstoffen über topographisch gegliedertem Gelände. Oktober 2001
- Nr. 27:** *Wilms-Grabe, W.*
Vierdimensionale Datenassimilation als Methode zur Kopplung zweier verschiedenskaliger meteorologischer Modellsysteme. Oktober 2001
- Nr. 28:** *Grabe, F.*
Simulation der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre, Vegetation und Erdoberfläche bei Verwendung unterschiedlicher Parametrisierungsansätze. Januar 2002
- Nr. 29:** *Riemer, N.*
Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die troposphärische Chemie und die Sichtweite. Mai 2002

- Nr. 30:** *Braun, F. J.*
Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie.
Dezember 2002
- Nr. 31:** *Kunz, M.*
Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer
über Mittelgebirgen. März 2003
- Nr. 32:** *Bäumer, D.*
Transport und chemische Umwandlung von Luftschadstoffen
im Nahbereich von Autobahnen – numerische Simulationen.
Juni 2003
- Nr. 33:** *Barthlott, C.*
Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen
Grenzschicht. Juni 2003
- Nr. 34:** *Wieser, A.*
Messung turbulenter Spurengasflüsse vom Flugzeug aus.
Januar 2005
- Nr. 35:** *Blahak, U.*
Analyse des Extinktionseffektes bei Niederschlagsmessungen
mit einem C-Band Radar anhand von Simulation und Messung.
Februar 2005
- Nr. 36:** *Bertram, I.*
Bestimmung der Wasser- und Eismasse hochreichender
konvektiver Wolken anhand von Radardaten, Modell-
ergebnissen und konzeptioneller Betrachtungen. Mai 2005
- Nr. 37:** *Schmoeckel, J.*
Orographischer Einfluss auf die Strömung abgeleitet
aus Sturmschäden im Schwarzwald während des
Orkans „Lothar“. Mai 2006
- Nr. 38:** *Schmitt, C.*
Interannual Variability in Antarctic Sea Ice Motion:
Interannuelle Variabilität antarktischer Meereis-Drift.
Mai 2006
- Nr. 39:** *Hasel, M.*
Strukturmerkmale und Modelldarstellung der Konvektion
über Mittelgebirgen. Juli 2006

Ab Band 40 erscheinen die Wissenschaftlichen Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung bei KIT Scientific Publishing (ISSN 0179-5619). Die Bände sind unter www.ksp.kit.edu als PDF frei verfügbar oder als Druckausgabe bestellbar.

- Nr. 40:** *Lux, R.*
Modellsimulationen zur Strömungsverstärkung von orographischen Grundstrukturen bei Sturmsituationen
ISBN 978-3-86644-140-8
- Nr. 41:** *Straub, W.*
Der Einfluss von Gebirgswellen auf die Initiierung und Entwicklung konvektiver Wolken
ISBN 978-3-86644-226-9
- Nr. 42:** *Meißner, C.*
High-resolution sensitivity studies with the regional climate model COSMO-CLM
ISBN 978-3-86644-228-3
- Nr. 43:** *Höpfner, M.*
Charakterisierung polarer stratosphärischer Wolken mittels hochauflösender Infrarotspektroskopie
ISBN 978-3-86644-294-8
- Nr. 44:** *Rings, J.*
Monitoring the water content evolution of dikes
ISBN 978-3-86644-321-1
- Nr. 45:** *Riemer, M.*
Außertropische Umwandlung tropischer Wirbelstürme: Einfluss auf das Strömungsmuster in den mittleren Breiten
ISBN 978-3-86644-766-0
- Nr. 46:** *Anwender, D.*
Extratropical Transition in the Ensemble Prediction System of the ECMWF: Case Studies and Experiments
ISBN 978-3-86644-767-7
- Nr. 47:** *Rinke, R.*
Parametrisierung des Auswaschens von Aerosolpartikeln durch Niederschlag
ISBN 978-3-86644-768-4

- Nr. 48:** *Stanelle, T.*
Wechselwirkungen von Mineralstaubpartikeln mit thermo-dynamischen und dynamischen Prozessen in der Atmosphäre über Westafrika
ISBN 978-3-86644-769-1
- Nr. 49:** *Peters, T.*
Ableitung einer Beziehung zwischen der Radarreflektivität, der Niederschlagsrate und weiteren aus Radardaten abgeleiteten Parametern unter Verwendung von Methoden der multivariaten Statistik
ISBN 978-3-86644-323-5
- Nr. 50:** *Khodayar Pardo, S.*
High-resolution analysis of the initiation of deep convection forced by boundary-layer processes
ISBN 978-3-86644-770-7
- Nr. 51:** *Träumner, K.*
Einmischprozesse am Oberrand der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht
ISBN 978-3-86644-771-4
- Nr. 52:** *Schwendike, J.*
Convection in an African Easterly Wave over West Africa and the Eastern Atlantic : A Model Case Study of Hurricane Helene (2006) and its Interaction with the Saharan Air Layer
ISBN 978-3-86644-772-1
- Nr. 53:** *Lundgren, K.*
Direct Radiative Effects of Sea Salt on the Regional Scale
ISBN 978-3-86644-773-8
- Nr. 54:** *Sasse, R.*
Analyse des regionalen atmosphärischen Wasserhaushalts unter Verwendung von COSMO-Simulationen und GPS-Beobachtungen
ISBN 978-3-86644-774-5
- Nr. 55:** *Grenzhäuser, J.*
Entwicklung neuartiger Mess- und Auswertungsstrategien für ein scannendes Wolkenradar und deren Anwendungsbereiche
ISBN 978-3-86644-775-2

- Nr. 56:** *Grams, C.*
Quantification of the downstream impact of extratropical transition for Typhoon Jangmi and other case studies
ISBN 978-3-86644-776-9
- Nr. 57:** *Keller, J.*
Diagnosing the Downstream Impact of Extratropical Transition Using Multimodel Operational Ensemble Prediction Systems
ISBN 978-3-86644-984-8
- Nr. 58:** *Mohr, S.*
Änderung des Gewitter- und Hagelpotentials im Klimawandel
ISBN 978-3-86644-994-7
- Nr. 59:** *Puskeiler, M.*
Radarbasierte Analyse der Hagelgefährdung in Deutschland
ISBN 978-3-7315-0028-5
- Nr. 60:** *Zeng, Y.*
Efficient Radar Forward Operator for Operational Data Assimilation within the COSMO-model
ISBN 978-3-7315-0128-2
- Nr. 61:** *Bangert, M. J.*
Interaction of Aerosol, Clouds, and Radiation on the Regional Scale
ISBN 978-3-7315-0123-7
- Nr. 62:** *Jerger, D.*
Radar Forward Operator for Verification of Cloud Resolving Simulations within the COSMO Model
ISBN 978-3-7315-0172-5
- Nr. 63:** *Maurer, V.*
Vorhersagbarkeit konvektiver Niederschläge :
Hochauflösende Ensemblesimulationen für Westafrika
ISBN 978-3-7315-0189-3
- Nr. 64:** *Stawiarski, C.*
Optimizing Dual-Doppler Lidar Measurements of Surface Layer Coherent Structures with Large-Eddy Simulations
ISBN 978-3-7315-0197-8

- Nr. 65:** *Mahlke, H.*
Mechanismen der Auslösung hochreichender Konvektion
im südwestdeutschen Mittelgebirgsraum
ISBN 978-3-7315-0203-6
- Nr. 66:** *Fosser, G.*
Precipitation statistics from regional climate model
at resolutions relevant for soil erosion
ISBN 978-3-7315-0227-2
- Nr. 67:** *Adler, B.*
Boundary-Layer Processes Producing Mesoscale
Water-Vapour Variability over a Mountainous Island
ISBN 978-3-7315-0247-0
- Nr. 68:** *Kraut, I.*
Separating the Aerosol Effect in Case of a „Medicane“
ISBN 978-3-7315-0405-4
- Nr. 69:** *Breil, M.*
Einfluss der Boden-Vegetation-Atmosphären Wechsel-
wirkungen auf die dekadische Vorhersagbarkeit des
Westafrikanischen Monsuns
ISBN 978-3-7315-0420-7
- Nr. 70:** *Lott, F. F.*
Wind Systems in the Dead Sea and Footprints
in Seismic Records
ISBN 978-3-7315-0596-9
- Nr. 71:** *Rieger, D.*
Der Einfluss von natürlichem Aerosol auf Wolken
über Mitteleuropa
ISBN 978-3-7315-0672-0
- Nr. 72:** *Loewe, K.*
Arctic mixed-phase clouds. Macro- and
microphysical insights with a numerical model
ISBN 978-3-7315-0686-7
- Nr. 73:** *Piper, D. A.*
Untersuchung der Gewitteraktivität und der
relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen
über Mittel- und Westeuropa
ISBN 978-3-7315-0701-7

DAVID AMOS PIPER

Untersuchung der Gewitteraktivität und der relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen über Mittel- und Westeuropa

Die Gewitteraktivität unterliegt einer hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität. Für mehrere Länder West- und Mitteleuropas wird diese mithilfe verschiedener statistischer Verfahren analysiert und auf großräumige Steuerungsmechanismen zurückgeführt. Dazu werden zwei multivariate Proxies für die Gewitterneigung entwickelt und mit der täglichen Konfiguration des Jetstreams verknüpft. Hieraus ergeben sich für verschiedene Regionen spezifische gewitterförderliche Strömungszustände. Die Untersuchung des langzeitlichen Variabilitätsverhaltens der Gewitterneigung ergibt eine dominante Mode bei einer Periodendauer von zwei bis drei Jahren, wobei in den meisten Gebieten kein signifikanter Trend vorliegt. Durch die Analyse atmosphärischer Telekonnektionen wird ein Zusammenhang zwischen dem langzeitlichen Verhalten der Gewitteraktivität und der natürlichen Klimavariabilität belegt.

ISSN 0179-5619

ISBN 978-3-7315-0701-7

Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

