

# **Der Einfluss von natürlichem Aerosol auf Wolken über Mitteleuropa**

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. Daniel Rieger  
aus Rastatt

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Oktober 2016

Referent: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Korreferent: Prof. Dr. C. Hoose



# Abstract

In dieser Arbeit wird die Interaktion von natürlichem Aerosol mit Wolken während zwei unterschiedlichen Wetterlagen über Mitteleuropa untersucht. Eine Modellstudie mit dem regionalen Modellsystem COSMO-ART beleuchtet dabei den Einfluss von Seesalzaerosol auf postfrontale, konvektive Cumulusbewölkung näher. Durch die nördliche Anströmung, die infolge der Frontpassage am 25. April 2008 herrscht, gelangt Seesalz nach Deutschland und beeinflusst die Bildung einer Population von Cumuluswolken. Dabei zeigen sich in der Modellsimulation, die Aerosol prognostisch berücksichtigt, einerseits Aerosolanzahlkonzentrationen, die typisch für kontinentale Wolken sind und andererseits Werte der effektiven Radien von Wolkentropfen, die typisch für Wolken in sauberer Umgebung (zwischen  $7\ \mu\text{m}$  und  $13\ \mu\text{m}$ ) sind. Simulationen mit unterschiedlichen Szenarien räumlich und zeitlich homogener Aerosolverteilungen (extrem maritim, gemäßigt maritim, kontinental) zeigen einen systematischen Einfluss der Aerosolkonzentration auf den Niederschlag der Cumuluswolken. Dabei werden Unsicherheiten durch die Verwendung eines Ensembles abgeschätzt. Differenzen im Niederschlag und damit verbundene diabatische Effekte wirken Unterschieden im Bedeckungsgrad, der kurzwelligen Einstrahlung und der bodennahen Temperatur entgegen. Vergleiche mit Niederschlagsmessungen zeigen die besten Übereinstimmungen für das extrem maritime Szenario und das Szenario, in dem das Aerosol prognostisch behandelt wird.

In einer zweiten Modellstudie wird der Einfluss von Mineralstaubaerosol auf die Cirrenbildung über Mitteleuropa während eines Saharastaubereignisses am 3. April 2014 betrachtet. Dabei zeigt sich, dass der Saharastaub als Eiskeim den homogenen Gefrierprozess lokal vollständig unterbindet. Dies äußert sich in vergleichsweise niedrigen Eispartikelkonzentrationen. Die zweite Fallstudie wird mit dem gekoppelten Modellsystem ICON-ART durchgeführt, das die Möglichkeit einer lokalen Gitterverfeinerung bietet. Die Simulationen zeigen, dass der Eisnukleationsprozess

im Modell eine Skalenabhängigkeit aufweist. Es wird eine auf der spezifischen Energie der Vertikalbewegung basierende Methode vorgestellt, die diese Skalenabhängigkeit beheben kann. Damit reduziert sich die relative Abweichung der Eispartikelanzahlkonzentrationen zwischen einer effektiven Gitterweite von 40 km und 5 km von 12 % auf 2 %.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Atmosphärische Aerosole . . . . .	1
1.2	Einfluss von Aerosol auf Wolken . . . . .	4
1.3	Gekoppelte Modellsysteme . . . . .	12
1.4	Erfassen von Modellunsicherheiten . . . . .	14
1.5	Skalenabhängigkeiten . . . . .	17
1.6	Ziele der Arbeit . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Methoden: Das Modellsystem COSMO-ART</b>	<b>25</b>
2.1	COSMO . . . . .	25
2.1.1	Wolkenmikrophysikschema . . . . .	26
2.2	ART . . . . .	27
2.3	Aerosol-Wolken-Wechselwirkung . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Methoden: Das Modellsystem ICON-ART</b>	<b>35</b>
3.1	ICON . . . . .	35
3.2	Grundgleichungen des ART-Moduls . . . . .	38
3.2.1	Gleichungen für spezifische Anzahlen . . . . .	39
3.2.2	Gleichungen für Massenmischungsverhältnisse . . . . .	41
3.3	Advektion . . . . .	42
3.3.1	Horizontaladvektion . . . . .	42
3.3.2	Vertikaladvektion . . . . .	44
3.3.3	Fluss-korrigierter Transport . . . . .	44
3.4	Physikalische Parametrisierungen . . . . .	45
3.4.1	Mineralstaubemissionen . . . . .	45
3.4.2	Sedimentation . . . . .	54
3.4.3	Turbulente Diffusion und trockene Deposition . . . . .	55
3.4.4	Nasse Deposition . . . . .	56
3.4.5	Subskaliger konvektiver Transport . . . . .	57
3.4.6	Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen . . . . .	57

3.5	Diskretisierung . . . . .	63
3.6	Kopplung von ICON und ART . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Fallstudie zum Einfluss von Seesalzaerosol auf flache Cumuli über Mitteleuropa</b>	<b>67</b>
4.1	Wetterlage . . . . .	67
4.2	Modellkonfiguration . . . . .	68
4.2.1	Ensemblemethode . . . . .	72
4.3	Eigenschaften der postfrontalen Cumuli . . . . .	74
4.4	Vergleich simulierter und beobachteter Radarreflektivitäten . . . . .	74
4.5	Simuliertes Aerosol im interaktiven Szenario . . . . .	76
4.6	Einfluss von Aerosol auf Wolkeneigenschaften . . . . .	79
4.7	Aerosoleinfluss auf den Niederschlag . . . . .	83
4.8	Aerosol-Wolken-Strahlungs-Wechselwirkungen . . . . .	88
4.9	Ergänzende Untersuchungen zur parametrisierten flachen Konvektion . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Fallstudie zum Einfluss von Mineralstaubaerosol auf Cirren über Mitteleuropa</b>	<b>99</b>
5.1	Wetterlage . . . . .	99
5.2	Simulationssetup . . . . .	102
5.3	Kalibrierung der Mineralstaubemissionen . . . . .	107
5.4	Aerosoleinfluss bei der Wolkenbildung . . . . .	112
5.5	Skalenabhängigkeit der Wolkenbildung . . . . .	121
5.6	Vergleich mit Messwerten . . . . .	124
5.7	Skalenabhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit . . . . .	129
5.8	Ansatz für eine skalenabhängige Parametrisierung . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Struktur des ICON-ART-Aerosolmoduls</b>	<b>151</b>
<b>B</b>	<b>Berechnete Residuen und deren Abhängigkeiten</b>	<b>155</b>
<b>C</b>	<b>Verifikation der Parametrisierung für die subskalige Varianz der Vertikalgeschwindigkeit</b>	<b>161</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>165</b>

# 1. Einleitung

Der Einfluss von Aerosol auf die Wolkenbildung und den Niederschlag gehört zu den am wenigsten verstandenen Vorgängen in der Atmosphäre. Die Nichtlinearität der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse stellt für die Abschätzung der Unsicherheiten von Modellergebnissen eine große Herausforderung dar. Außerdem führt die diskretisierte Beschreibung von nichtlinearen Prozessen in Modellen zu einer Auflösungsabhängigkeit der Ergebnisse.

## 1.1. Atmosphärische Aerosole

Feste und flüssige Schwebstoffe in der Atmosphäre werden als Aerosol bezeichnet. Dabei wird je nach Bildungsmechanismus zwischen primärem und sekundärem Aerosol unterschieden. Unter primärem Aerosol fasst man jene Partikel zusammen, die direkt von einer Oberfläche in die Atmosphäre gelangen. Beispiele dafür sind unter anderem Seesalzpartikel, Rußpartikel, Pollen und Mineralstaubpartikel. Die Bildung von sekundärem Aerosol findet dagegen in der Atmosphäre aus gasförmigen Vorläufersubstanzen statt. Dabei kann es zu Partikelneubildung (Nukleation) oder zur Kondensation auf der Oberfläche bereits vorhandener Partikel (sowohl primärer als auch sekundärer) kommen. Die wichtigsten Vorläufersubstanzen sind dabei Schwefelsäure, Salpetersäure, Ammoniak, Wasserdampf, anthropogene Kohlenwasserstoffe und die von Pflanzen emittierten Isoprene und Terpene.

Eine entscheidende Kenngröße atmosphärischen Aerosols ist die Größenverteilung. Als Folge der Emissions- und Bildungsprozesse sowie der atmosphärischen Prozesse, denen das Aerosol unterliegt, besteht diese Größenverteilung aus charakteristischen Moden (Seinfeld und Pandis, 2012). Die folgende Einteilung der Moden orientiert sich an Seinfeld und Pandis (2012). Partikel der Nukleationsmode entstehen zum größten Teil direkt aus der Gasphase, woher sich auch der Name der Mode ableitet. Ihr Durchmesser ist dabei kleiner als 10 nm. Diese Partikel können je nach atmosphäri-

schen Bedingungen in sehr hohen Anzahlen vorliegen, haben dabei aber im Vergleich zu den anderen Moden eine vernachlässigbare Gesamtmasse. In der Aitkenmode haben Partikel Durchmesser zwischen 10 nm und 100 nm. Sie besteht für gewöhnlich aus Rußpartikeln und sekundärem Aerosol. Die Akkumulationsmode besteht aus Aerosolen mit Durchmessern zwischen 100 nm und  $2\ \mu\text{m}$ . Ihr Name leitet sich daraus ab, dass die Summe der Prozesse, die für einen Rückgang der atmosphärischen Aerosolkonzentration sorgen, ein Minimum in diesem Größenbereich aufweist, was zu einer Akkumulation führt. Die Akkumulationsmode besteht aus sekundärem Aerosol und natürlichen sowie anthropogenen primären Aerosolpartikeln. Aerosole in der Grobpartikelmode haben Durchmesser größer als  $2\ \mu\text{m}$ . Sie bestehen zum größten Teil aus primären, natürlichen Komponenten wie Mineralstaub, Seesalz, Vulkanasche oder Pollen aber auch aus anthropogene Komponenten wie Reifen- oder Bremsabrieb. Während der Beitrag der Grobpartikelmode zur Gesamtaerosolmasse sehr hoch ist, ist der Beitrag zur Gesamtaerosolanzahl sehr gering.

Den größten globalen Massenanteil an natürlichem Aerosol haben Mineralstaub- und Seesalzpartikel. Diese stehen im Mittelpunkt der Studien, die im Zuge dieser Arbeit durchgeführt werden.

Seesalzaerosol wird aufgrund der Schubspannung auf der Meeresoberfläche direkt in die Atmosphäre emittiert. Seesalz stellt eine Schlüsselkomponente der Aerosolzusammensetzung über den Ozeanen dar und hat daher einen entscheidenden Einfluss auf atmosphärische Prozesse in diesen Regionen. Grythe et al. (2014) zeigen eine starke Variation der globalen Massenproduktionsrate von Seesalzaerosol für verschiedene Parametrisierungen. Für Partikel mit einem Durchmesser kleiner  $10\ \mu\text{m}$  geben die Autoren globale jährliche Emissionsflüsse von  $3 - 70\ \text{Pg a}^{-1}$  an. Dagegen geben Spada et al. (2013) zwischen  $3,9$  und  $8,3\ \text{Pg a}^{-1}$  für den Größenbereich zwischen  $0,1$  und  $15\ \mu\text{m}$  an. Für das Modellsystem ICON-ART, das in Teilen dieser Arbeit verwendet wird, berechnen Rieger et al. (2015) eine globale Seesalzproduktionsrate von  $7,36\ \text{Pg a}^{-1}$  für Partikel kleiner  $10\ \mu\text{m}$  und  $10,86\ \text{Pg a}^{-1}$  für Partikel kleiner  $15\ \mu\text{m}$  an. Die horizontale Verteilung der Seesalzemissionsflüsse stimmt bei verschiedenen aktuellen Studien gut überein (siehe z.B. Grythe et al., 2014; Ovadnevaite et al., 2014; Rieger et al., 2015). Die stärksten Quellregionen liegen dabei rund um

die Antarktis zwischen  $45^\circ$  S und  $60^\circ$  S und im Nordatlantik und -pazifik zwischen  $30^\circ$  N und  $60^\circ$  N.

Die Schubspannung auf trockenem, spärlich bewachsenem Untergrund führt zu Mineralstaubemissionen. Da die großen Wüstengebiete hauptsächlich auf der Nordhalbkugel anzutreffen sind, nimmt Mineralstaubaerosol auf der Nordhalbkugel eine wichtigere Rolle in der Aerosolzusammensetzung ein als auf der Südhalbkugel. Eine Übersicht über die globalen Mineralstaubemissionsflüsse ist in Shao et al. (2011) gegeben. Dabei bewegen sich die Angaben zwischen  $1000 \text{ Tg a}^{-1}$  und  $5000 \text{ Tg a}^{-1}$ , wobei sich die meisten Angaben zwischen  $1000 \text{ Tg a}^{-1}$  und  $2000 \text{ Tg a}^{-1}$  befinden. Eine neuere Bewertung der Repräsentation von Mineralstaub in CMIP5 (Coupled Model Intercomparison Project Phase 5) Modellen von Evan et al. (2014) schätzt den Mineralstaubemissionsfluss in Nordafrika mit Hilfe von Satellitendaten auf  $4500 \pm 1500 \text{ Tg a}^{-1}$ . Die Autoren haben Zweifel daran, dass die Modelle, die für den IPCC-Report (Intergovernmental Panel on Climate Change, Stocker, 2014) verwendet werden, dazu in der Lage sind, Staubemissionen und -transport in Nordafrika für Klimaprojektionen zu reproduzieren. Tanaka und Chiba (2006) untersuchen die globalen Anteile verschiedener Quellregionen mit einem numerischen Modell. Sie finden, dass 58 % der globalen Mineralstaubemissionen in Nordafrika, 11 % im östlichen Teil Asiens und 5,6 % in Australien emittiert werden. Australien ist dabei die dominante Quellregion auf der Südhalbkugel. Den Anteil anthropogener Quellen wie Ackerbau geben Tegen et al. (2004) basierend auf Modellsimulationen mit weniger als 10 % an. Eine neuere Studie basierend auf Satellitendaten gibt den anthropogenen Anteil an Mineralstaubemissionen mit 25 % an (Ginoux et al., 2012). Die atmosphärischen Prozesse, die zu Mineralstaubemissionen führen, decken synoptische Skalen bis hin zur Mikroskala ab (Knippertz und Todd, 2012). Für Modellsysteme, die hochreichende Konvektion parametrisieren, stellen Haboobs, also konvektive Staubstürme, eine Herausforderung dar (Pantillon et al., 2015). Des Weiteren betonen Knippertz und Todd (2012), dass die Unsicherheiten in Modellsystemen bei kleinskaligeren Prozessen wie Staubteufeln oder Strahlströmen in niedriger Höhe (Low-Level Jets) liegen. Durch den Eisengehalt trägt Mineralstaub aus Wüstenregionen zur Biogeochemie in Ozeanen bei. Der Eisenkreislauf und der Einfluss von Eisendeposition wird im Übersichtsartikel von Mahowald et al. (2009) hervorgeho-

ben. Demnach stammen 95 % der Eisendeposition in Ozeanen von Mineralstaubaerosol. Shao et al. (2011) betonen die Verbindung des Mineralstaubkreislaufs mit dem Kohlenstoffkreislauf und dem Energiekreislauf.

Aerosol kann den Atmosphärenzustand auf verschiedene Arten beeinflussen. Dies kann durch Streuung und Absorption von Strahlung geschehen oder durch die Modifikation der mikrophysikalischen Eigenschaften von Wolken. Ersteres wird in einem klimatologischen Kontext als der direkte Aerosoleffekt bezeichnet. Dagegen werden Änderungen am Atmosphärenzustand durch Modifikation von Wolkeneigenschaften im klimatologischen Kontext als indirekte Aerosoleffekte bezeichnet. Eine Zusammenfassung des Wissensstandes zu Wechselwirkungen, die verschiedene Aerosole mit dem Atmosphärenzustand haben, ist bei Carslaw et al. (2010) zu finden. Der IPCC-Report (Stocker, 2014) quantifiziert die Stärke von Einflussgrößen auf das Klimasystem mittels des Strahlungsantriebs, der eine Änderung des Energieflusses an der Tropopause beschreibt. Der Strahlungsantrieb durch den direkten Aerosoleffekt wird für das Jahr 2011 relativ zum Jahr 1750 als  $-0,27$  ( $-0,77$  bis  $0,23$ )  $\text{W m}^{-2}$  angegeben. Ein negativer Wert bedeutet dabei, dass der Effekt einen kühlenden Einfluss auf das Klima hat. Für den indirekten Aerosoleffekt wird ein Strahlungsantrieb von  $-0,55$  ( $-1,33$  bis  $-0,06$ )  $\text{W m}^{-2}$  angegeben, wobei dies der Effekt mit dem niedrigsten Vertrauensniveau im IPCC-Report ist.

## 1.2. Einfluss von Aerosol auf Wolken

Die Bildung von Wolkentropfen findet unter den Bedingungen, die in der Troposphäre herrschen, mit Hilfe von Wolkenkondensationskeimen statt. Als Wolkenkondensationskeime (cloud condensation nuclei, CCN) werden Aerosolpartikel, auf denen Wasserdampf kondensiert und die dann weiter zu Wolkentropfen anwachsen, bezeichnet. Der Vorgang des Anwachsens zum Wolkentropfen wird durch die Köhlertheorie beschrieben (Seinfeld und Pandis, 2012). Die Köhlertheorie ist eine Kombination von zwei Effekten, dem Kelvin-Effekt und dem Raoult-Effekt. Der Kelvin-Effekt beschreibt die Erhöhung des Sättigungsdampfdrucks über einer gekrümmten Wasseroberfläche im Vergleich zu einer flachen Wasseroberfläche.

Durch diesen Effekt würde ein kleiner, reiner Wassertropfen bei Sättigungen, wie sie in der Atmosphäre vorkommen, sofort wieder verdunsten. Dem wirkt jedoch der Raoult-Effekt entgegen, der das Absinken des Sättigungsdampfdrucks einer Lösung beschreibt. Das gelöste Material ist essenziell für die Bildung von Wolkentropfen unter atmosphärischen Bedingungen. Die Absenkung des Sättigungsdampfdrucks durch den Raoult-Effekt hängt von der Größe des gelösten Partikels und seinen chemischen Eigenschaften ab. Die Kombination dieser beiden Effekte, die Köhlerkurve, weist bei der kritischen Sättigung ein Maximum auf. Der Wert des Maximums hängt von den Eigenschaften des Aerosolpartikels ab. Überschreitet die Sättigung der Umgebung die kritische Sättigung, so wächst das Aerosolpartikel weiter zum Wolkentropfen. Gute Eigenschaften als CCN besitzen vor allem wasserlösliche Partikel wie Seesalz- oder Sulfataerosol.

Aerosolpartikel spielen nicht nur bei der Bildung von Wolkentropfen, sondern auch bei der Bildung von Wolkeneispartikeln eine entscheidende Rolle. Erst ab Temperaturen kleiner 235 K kann homogenes Gefrieren stattfinden (Pruppacher und Klett, 1997). Dazu werden jedoch vergleichsweise hohe Übersättigungen bezüglich Eis benötigt (Koop et al., 2000). Die Oberflächen von unlöslichen Aerosolpartikeln können bessere Bedingungen für die Eiskernung bieten. Dies äußert sich darin, dass Eispartikel bei höheren Temperaturen und niedrigeren Übersättigungen gebildet werden. Ein Aerosolpartikel, das zur Bildung eines Eispartikels beiträgt, wird dabei Eiskeim (ice nucleus, IN) genannt. Die prominentesten IN sind Bioaerosole, Mineralstaub und Ruß (Hoose und Möhler, 2012). Cziczo et al. (2013) untersuchen die chemische Zusammensetzung von Aerosol und Eispartikelrückständen in heterogenen Cirren während vier Messkampagnen über Nord- und Mittelamerika. Dabei werden Mineralstaub und Schwermetalle als dominante IN identifiziert. Die Autoren empfehlen, elementaren Kohlenstoff und Bioaerosole für die Cirrenbildung in Modellstudien zu vernachlässigen, da sie nur eine untergeordnete Rolle spielen. Kohlenstoff war dabei in den Aerosolmessungen vorhanden, jedoch kaum in den Rückständen der Eispartikel. Wagner und Möhler (2013) finden heraus, dass Natriumchlorid-Dihydrat und somit Seesalzpartikel bei Temperaturen unter 227,1 K als Eiskeime dienen können. Slater et al. (2015) betonen in ihrem Übersichtsartikel, dass es wichtig ist, die Lücke zwischen Werkstoffkunde und Atmosphärenwissen-

schaften zu schließen, um neue Erkenntnisse zu erhalten, welche Eigenschaften einen guten IN auszeichnen.

Die zuvor beschriebene Rolle von Aerosol bei der Bildung von Wolkentropfen und Wolkeneispartikeln führt dazu, dass Aerosole Einfluss auf die Eigenschaften von Wolken nehmen können. Dies kann zu einer Rückkopplung auf die Strahlungsbilanz führen. Da das Aerosol in diesem Fall nicht selbst Strahlung streut oder absorbiert, wird hier im klimatologischen Kontext von indirekten Aerosoleffekten gesprochen. Als erster indirekter Effekt wird die Zunahme der Albedo von Wolken ohne Eisphase in verschmutzter Umgebung, also bei hoher Aerosolkonzentration, bezeichnet (Twomey, 1974). Dies geschieht dadurch, dass mehr CCN bei einer bestimmten Übersättigung zur Verfügung stehen und sich die vorhandene Feuchte auf mehr, jedoch kleinere Wolkentropfen verteilt. Bei der gleichen Masse an Wolkenwasser ist der Wirkungsquerschnitt von vielen kleinen Wolkentropfen größer als der Wirkungsquerschnitt von wenigen großen Tropfen, was zu einer Erhöhung der Albedo der Wolke führt. Als zweiter indirekter Effekt wird die erhöhte Lebensdauer einer Wolke ohne Eisphase in verschmutzter Umgebung bezeichnet (Albrecht, 1989). Wie zuvor beschrieben, sind die Wolkentropfen in verschmutzter Umgebung deutlich kleiner als bei niedrigen Aerosolkonzentrationen. Damit sinkt die Kollisionseffizienz, was wiederum die Niederschlagsbildung unterdrückt. Dadurch verzögerter oder nicht stattfindender Niederschlag führt zu einer Erhöhung der Lebensdauer der Wolke, wodurch diese die Strahlung über einen längeren Zeitraum modifizieren kann. Als semi-direkter Aerosoleffekt (Ackerman et al., 2000) wird eine Reduktion des Wolkenwassergehalts durch absorbierendes Aerosol, typischerweise Ruß, bezeichnet. Das Aerosol absorbiert Strahlung, wodurch sich lokal die Temperatur erhöht. Damit sinkt die Übersättigung und somit die Menge des Wassers, das kondensiert. Auf der globalen Skala wird diesem Effekt ein deutlich geringerer Einfluss auf das Klimasystem zugeordnet als den zuvor beschriebenen indirekten Effekten (Lohmann und Feichter, 2001). Der Einfluss, den Aerosol auf Wolken- und Niederschlagsbildung hat, führt nicht nur zu Änderungen im Strahlungshaushalt, sondern kann auch für den Wasserkreislauf und somit die Wasserversorgung wichtig sein (Lohmann und Feichter, 2005).

Die bisher beschriebenen idealisierten Effekte von Aerosol auf Wolken beziehen sich auf warme Wolken, also Wolken, die lediglich

flüssige Hydrometeore enthalten. Bilden sich unter der Beteiligung von IN zusätzlich Eispartikel, so findet der Bergeron-Findeisen-Prozess statt. Dieser beschreibt das Wachstum von Eispartikeln zu Lasten von Wolkentropfen, da der Sättigungsdampfdruck über Eis niedriger ist als über flüssigem Wasser. Ein weiterer Effekt, der in Mischphasenwolken auftreten kann, ist die konvektive Verstärkung (convective invigoration, Rosenfeld et al., 2008). Die Voraussetzung dafür ist die erhöhte Lebensdauer einer Wolke in verschmutzter Umgebung. Erreicht die Wolke dadurch Schichten, in denen das Wasser gefrieren kann, wird beim Gefrieren zusätzliche latente Wärme frei. Dies generiert zusätzlichen, konvektiven Auftrieb, was wiederum mit zusätzlichem Niederschlag verbunden ist. Somit kann bei konvektiver Verstärkung, im Gegensatz zum indirekten Aerosoleffekt in warmen Wolken, mehr Aerosol zu mehr Niederschlag führen.

Die beschriebenen Effekte von Aerosol auf Wolken, Strahlung und Niederschlag stellen lediglich einen Überblick über idealisierte, indirekte Aerosoleffekte dar. Eine detailliertere Übersicht bieten Lohmann und Feichter (2005).

Trotz der zuvor vorgestellten idealisierten Effekte, durch die Aerosolpartikel Einfluss auf Wolkenbildung, Strahlung und Niederschlag nehmen können, ist der Einfluss von Aerosol auf die Niederschlagsbildung einer der am wenigsten verstandenen Prozesse der Atmosphäre (Levin und Cotton, 2009; Rosenfeld et al., 2008). Modellstudien zeigen, dass Änderungen in Aerosolkonzentrationen oder -eigenschaften zu Änderungen im Niederschlag führen können. Jedoch unterscheiden sich Vorzeichen und Betrag abhängig von Wolkenart, atmosphärischen Bedingungen und Simulationssetup in den verschiedenen Studien (Khain et al., 2008). Im Folgenden wird daher eine Übersicht der Aerosoleffekte auf verschiedenen Skalen und in verschiedenen Wolkenregimen der Warm- und Mischphase gegeben. Anschließend wird näher auf Aerosoleffekte in reinen Eiswolken eingegangen.

Aktuelle Modellstudien auf der regionalen Skala kommen zu dem Ergebnis, dass die Änderung im Niederschlag, gemittelt über mehrere Tage und gemittelt über Gebiete mit Ausdehnungen von mehreren hundert Kilometern, sehr klein sind (Bangert et al., 2011; van den Heever et al., 2011; Morrison und Grabowski, 2011; Seifert et al., 2012). Studien, die sich mit Cumulusbewölkung befassen, zeigen jedoch eine systematische Verringerung des Niederschlags

unter verschmutzten Bedingungen. Dabei wird der zweite indirekte Effekt, also die verlängerte Lebensdauer der Wolken, durch verstärkte Evaporation kompensiert (Jiang et al., 2006, 2009; Xue et al., 2008). Auch Stratocumuluswolken in einer verschmutzten Umgebung bestehen aus mehreren und dafür kleineren Wolkentropfen, was zu einer Erhöhung der Wolkenalbedo und zur Unterdrückung von Nieselregen führt (Wood, 2012). Obwohl der Einfluss von Aerosoleffekten auf die mittlere Niederschlagsmenge in vielen Modellstudien auf der regionalen Skala vergleichsweise gering ist, wird ein Einfluss auf mikrophysikalische Eigenschaften der Wolken und die räumliche Verteilung des Niederschlags festgestellt. Noppel et al. (2010) finden eine Verzögerung des Niederschlags durch Aerosol während der kalten Jahreszeit in der östlichen Mittelmeerregion. Igel et al. (2013) zeigen, dass verschiedene Beiträge von Wasserdampfdeposition und Bereifung in Abhängigkeit von CCN Konzentrationen zu einer vergleichbaren Niederschlagsbildung führt. Fan et al. (2015) untersuchen ein Flutereignis im Südwesten Chinas, bei dem eine Reduktion der Luftverschmutzung zu einer Vermeidung von Flutereignissen führen kann. Bei dem untersuchten Ereignis führt die Stabilisierung der Atmosphäre durch absorbierendes Aerosol am Tag zu einer erhöhten Feuchte, die nachts in Bergregionen zu erhöhter Konvektion und damit verbundenem Starkniederschlag führt.

Wolkenauflösende Modellstudien zu konvektiven Wolken zeigen einen signifikanten Einfluss von Aerosol auf Dynamik, mikrophysikalische Eigenschaften und Niederschlag (Flossmann und Wobrock, 2010; van den Heever und Cotton, 2007; Seifert und Beheng, 2006b). Die wichtigsten Größen zur exakten numerischen Beschreibung der konvektiven Wolken sind dabei die Größenverteilung des Aerosols (Ekman et al., 2004), die Komplexität des Aerosolmodells und des Wolkenmikrophysikmodells (Ekman et al., 2011; Saleeby und van den Heever, 2013). Tao et al. (2012) fassen den aktuellen Kenntnisstand auf dem Feld der Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen zusammen. Die Autoren betonen dabei, dass das Verständnis der Mechanismen hinter diesen Effekten bisher nicht gut ist. Sie schlagen vor, Globalmodelle und wolkenauflösende Modelle in einem skalenüberbrückenden Modellsystem näher zusammenzubringen (wie z.B. bei Khairoutdinov und Randall, 2001). Außerdem betonen Tao et al. (2012), dass es für die Vorhersage von CCN-Anzahlen und chemischen Eigenschaften von Aerosol notwendig ist, kom-

plexe Aerosolmodelle anstelle von idealisierten Bedingungen zu verwenden.

Mineralstaub liefert einen entscheidenden Beitrag zur Bildung von Wolken mit Eisphase. Neben Messungen von Eisrückständen, die Mineralstaub als weit verbreiteten Eiskeim identifizieren (DeMott et al., 2003; Cziczo et al., 2013), finden auch Modellstudien, die aktuelle Eiskernnukleationsspektren wie das von Phillips et al. (2013) verwenden, eine sehr hohe Sensitivität der Wolkenbildung auf Mineralstaubkonzentrationen (Sullivan et al., 2016). Die Berücksichtigung von heterogenem Gefrieren von Mineralstaub und bereits existierender Eispartikel im Modellsystem reduziert die Eismasse um 10 % und die Eispartikelanzahl um 5 %. Gleichzeitig ist der Radius der Eispartikel um 3 % erhöht (Kuebbeler et al., 2014). Diese Reduktion des Flüssigwassergehalts ist konsistent zu Studien, die den Einfluss von Mineralstaub auf die Wolkenbildung aus Satellitendaten ableiten. So finden Huang et al. (2006a,b) einen reduzierten Flüssigwassergehalt bei Staubeignissen in den ariden und semi-ariden Gegenden Ostasiens bedingt durch einen semi-direkten Effekt des Mineralstaubs. Dabei sind die Wolken unter Staubeinfluss trockener und wärmer. Jedoch finden diese Studien kleinere effektive Durchmesser und eine Reduktion des Niederschlags unter Staubeinfluss. Aus Satellitendaten und Flugzeugmessungen zeigt sich für Afrika eine Reduktion des effektiven Radius von Hydrometeoren, was wiederum die Bildung von Niederschlag verhindert (Rosenfeld et al., 2001).

Nicht nur in Mischphasenwolken, sondern auch in Cirren, die lediglich aus Eis bestehen, können Effekte auftreten, die sich gegensätzlich zu idealisierten Effekten in warmen Wolken verhalten. So führt der negative Twomey-Effekt (Kärcher und Lohmann, 2003) bei einer Erhöhung der IN-Anzahl zu einer niedrigeren optischen Dicke der Cirren. Dies liegt an dem Wettbewerb zwischen homogenem und heterogenem Gefrieren, der in Cirren bei Temperaturen unterhalb von 235 K stattfindet. Heterogenes Gefrieren bezeichnet den Gefriervorgang unter Beteiligung von IN, wofür vergleichsweise niedrige Übersättigungen benötigt werden und wenige, große Eispartikel entstehen. Das homogene Gefrieren von flüssigen Partikeln findet dagegen bei vergleichsweise hohen Übersättigungen statt und geht sehr schnell vonstatten. Dadurch entstehen viele, kleine Eispartikel. Da das heterogene Gefrieren bereits bei niedrigeren Übersättigungen stattfindet, kann, bei einer ausreichenden

IN-Anzahl, das Einsetzen von homogenem Gefrieren unterbunden werden. Damit entstehen bei einer größeren Anzahl IN weniger Eispartikel als bei einer niedrigeren IN-Anzahl, die das homogene Gefrieren nicht unterbindet. Das Resultat ist die geringere optische Dicke der Wolke bei einer höheren IN-Anzahl.

Nach den Messungen, die in Pruppacher und Klett (1997) zusammengefasst sind, betragen die Eispartikelanzahlkonzentrationen in Cirren typischerweise zwischen  $50$  und  $500\text{ l}^{-1}$ . Diese vergleichsweise großen Unterschiede entstehen durch die verschiedenen Prozesse, die bei der Bildung von Cirren eine Rolle spielen können. Krämer et al. (2016) unterscheiden zwischen heterogen aus der Flüssigphase gebildeten Cirren, die in das entsprechende Höhengniveau gehoben wurden, und in-situ gebildeten Cirren. Die rein heterogen aus der Flüssigphase gebildeten Cirren weisen einen höheren Wolkeneisgehalt und größere Eispartikeldurchmesser auf. Außerdem unterscheiden Krämer et al. (2016) die Cirren nach der Vertikalgeschwindigkeit, die bei der Bildung vorliegt. Cirren entstehen vor allem in Hoch- und Tiefdruckgebieten unter niedrigen Vertikalgeschwindigkeiten. Diese Cirren bilden sich häufig über Europa, besitzen einen niedrigen Wolkeneisgehalt und haben einen wärmenden Effekt auf das Klima. Im Strahlstrom und in atmosphärischen Wellen bilden sich Cirren unter hohen Vertikalgeschwindigkeiten, was homogenes Gefrieren in Gang setzt und einen hohen Wolkeneisgehalt, viele und kleine Eispartikel sowie einen niedrigen Einfluss von IN auf die Cirrenbildung bedingt. Diese Form der Cirren entsteht häufig über Amerika und hat klimatologisch einen kühlenden Effekt. Joos et al. (2014) haben Large-Eddy-Simulationen von orographischen Cirren durchgeführt um den Einfluss von heterogenem Gefrieren zu erfassen. Sie zeigen, dass heterogenes Gefrieren das homogene Gefrieren verhindert, was zu niedrigeren Eispartikelanzahlkonzentrationen, niedrigerem Wolkeneisgehalt und geringerer optischer Dicke führt. Des Weiteren hängt nach Joos et al. (2014) der Einfluss von Cirren auf die Strahlung von der Ortszeit ab. Orographische Cirren, die sich vormittags bilden, haben einen kühlenden Einfluss, während Cirren, die sich nachmittags bilden und die selben mikrophysikalischen Eigenschaften aufweisen, einen wärmenden Einfluss haben.

Die dynamischen Prozesse, die zur Bildung eines eisübersättigten Bereichs führen, können einen Einfluss auf die Eigenschaften der in diesem Bereich gebildeten Cirren haben. So finden Spichtin-

ger et al. (2005a) für einen eisübersättigten Bereich, der sich aus der Überlagerung von mesoskaligen Schwerewellen bildet, eine Cirrusbewölkung, die sich einen halben Tag hält. Dagegen analysieren Spichtinger et al. (2005b) für einen eisübersättigten Bereich, der sich am Ende eines warmen Transportbandes befindet, eine Cirrenbewölkung, die länger als einen Tag anhält. Kärcher et al. (2014) interpretieren Übersättigung, die zur Bildung von Cirren führt, als stochastische Größe. Daraus entstehende Übersättigungsschwankungen können langlebige Übersättigung initiieren. Diese verbreitern die Größenverteilung und erhöhen die Wassermassenflüsse durch Sedimentation.

Die zuvor beschriebenen Studien zeigen, dass sowohl Betrag als auch Vorzeichen von Aerosoleffekten auf die Wolken- und Niederschlagsbildung von verschiedenen Faktoren abhängen (Aerosolverteilung, Wolkentyp, atmosphärische Bedingungen). Die unterschiedlichen Ergebnisse betonen die Schwierigkeit, allgemeingültige Aussagen zu treffen. Weiter erschwert wird dies durch Rückkopplungseffekte, die wie ein Puffer für den Einfluss von Aerosol auf den großräumigen Niederschlag wirken (Stevens und Feingold, 2009). Daher ist in numerischen Studien ein Fokus auf Populationen von Wolken gleichen Typs, die unter bestimmten atmosphärischen Bedingungen entstehen, wichtig. Der Einfluss von Aerosol auf Wolken und Niederschlag lässt sich für derartige Regimes quantifizieren. Damit können Wechselwirkungsprozesse auf verschiedenen Skalen erfasst werden, um daraus eine allgemeingültige, robuste Abschätzung des Aerosoleinflusses auf Wolken und Niederschlag zu erhalten. Dementsprechend ist diese Studie auf bestimmte Aerosolregime fokussiert. Um den Einfluss von natürlichem Aerosol auf die Wolkenbildung über Mitteleuropa zu untersuchen, werden zwei Fallstudien durchgeführt, die zwei verschiedene Regimes näher betrachten, in denen natürliches Aerosol erwartungsgemäß einen großen Einfluss auf die Wolken- und Niederschlagsbildung nehmen kann. Das erste Regime bilden dabei flache Cumuli, die sich postfrontal über Deutschland ausbilden. Da die Luftmasse einen maritimen Ursprung hat, kann Seesalz als Wolkenkondensationskeim Einfluss auf die Wolkenbildung nehmen. Für das zweite Regime wird der Fokus auf den Einfluss von Mineralstaub auf die Bildung von Cirren über Mitteleuropa während eines ausgeprägten Saharastaubereignisses gelegt.

### 1.3. Gekoppelte Modellsysteme

Im Fokus dieser Arbeit stehen Modellstudien, die den Einfluss von Aerosolen auf Wolken und Niederschlag näher betrachten. Dazu werden Modelle benötigt, die neben den klassischen meteorologischen Variablen auch Spurenstoffkonzentrationen (Spurengase und Aerosole) und deren Wechselwirkungen mit der Atmosphäre beschreiben. Dafür ist eine direkte Kopplung des meteorologischen Modells mit dem Modul, das die Spurenstoffe beschreibt, notwendig. In den letzten Jahren wurde eine Vielzahl von Modellen entwickelt, die eine derartige Kopplung beinhalten. Im folgenden Abschnitt wird daher ein kurzer Überblick über diese Modelle gegeben und die für diese Arbeit verwendeten Modellsysteme COSMO-ART<sup>1</sup> (Vogel et al., 2009) und ICON-ART<sup>2</sup> (Rieger et al., 2015) in diesen Kontext eingeordnet.

Der Fokus von gekoppelten, hydrostatischen Globalmodellen liegt auf der Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen dynamischen Strukturen und der chemischen Zusammensetzung in Troposphäre, Stratosphäre und zum Teil der Mesosphäre. Diese Modelle werden typischerweise mit Gitterweiten von wenigen hundert Kilometern auf klimatologischen Zeitskalen betrieben. Beispiele für derartige Modellsysteme sind ECHAM/HAMMOZ<sup>3</sup> (Pozzoli et al., 2008a,b), EMAC<sup>4</sup> (Roeckner et al., 2006; Jöckel et al., 2006, 2010) oder WACCM<sup>5</sup> (Kunz et al., 2011; Smith et al., 2011). Derartige gekoppelte Modellsysteme sind Teil der Grundlagen des IPCC Reports, wobei CMIP6<sup>6</sup> (Eyring et al., 2016) den nötigen Rahmen liefert.

Im Gegensatz dazu decken gekoppelte, nicht-hydrostatische Regionalmodelle kleinere Gebiete und Zeiträume ab und erlauben daher einen Fokus auf spezifische, kleinräumigere Phänomene. Einen Überblick mit einer Studie für verschiedene derartige Modelle über Europa findet sich in Baklanov et al. (2014). Beispiele für gekoppelte, nicht-hydrostatische Regionalmodelle sind Chimere

---

<sup>1</sup>Consortium for Small-scale MOdeling - Aerosols and Reactive Trace gases

<sup>2</sup>ICOsahedral Nonhydrostatic - Aerosols and Reactive Trace gases

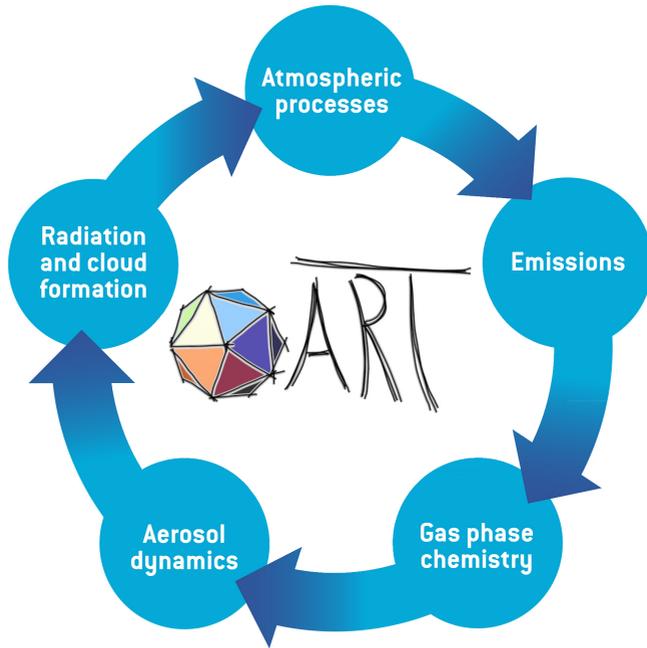
<sup>3</sup>ECmwf (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) HAMBURG / Hamburg Aerosol Model Model for OZone and related chemical tracers

<sup>4</sup>ECHAM/MESSy (Modular Earth Submodel System) Atmospheric Chemistry

<sup>5</sup>Whole Atmosphere Community Climate Model

<sup>6</sup>Coupled Model Intercomparison Project Phase 6

(Menut et al., 2014), CSU-RAMS<sup>7</sup> (Cotton et al., 2003; Saleeby und van den Heever, 2013), WRF-Chem<sup>8</sup> (Chapman et al., 2009) oder COSMO-ART (Vogel et al., 2009). Dabei werden die meteorologischen Komponenten der beiden letztgenannten (WRF und COSMO) für die operationelle Wettervorhersage verwendet. COSMO-ART, das unter anderem für diese Arbeit verwendet wird, wird typischerweise mit Maschenweiten von wenigen Kilometern auf zeitlichen Skalen von Tagen bis Wochen betrieben.



**Abbildung 1.1.:** Schematische Darstellung des Rückkopplungskreislaufs in ICON-ART.

Für Simulationen mit Regionalmodellen werden Randwerte der meteorologischen Größen sowie der Spurenstoffkonzentrationen benötigt. Diese stammen für gewöhnlich von Globalmodellen. Dabei ergeben sich an den Rändern häufig Inkonsistenzen hinsichtlich der Modellphysik, der Beschreibung und Aufteilung der Spuren-

<sup>7</sup>Colorado State University - Regional Atmospheric Modeling System

<sup>8</sup>Weather Research and Forecasting model coupled with Chemistry

stoffkonzentrationen und der chemischen Prozesse. ICON-ART (Zängl et al., 2015; Rieger et al., 2015) hingegen ist ein konsistentes Modellsystem, das sowohl globale als auch regionale Skalen abdeckt. Dies wird durch die Option, die Gitterweite lokal zu verfeinern, ermöglicht. Die Erweiterung von ICON um Aerosole, Spurengase und damit verbundene Wechselwirkungsprozesse ART basiert auf der entsprechenden Erweiterung des gekoppelten Modellsystems COSMO-ART. Der Fokus des ART-Moduls liegt dabei auf der konsistenten Beschreibung des Rückkopplungskreislaufs, wie er in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt ist. Unter den atmosphärischen Prozessen (atmospheric processes) werden dabei die Prozesse zusammengefasst, die durch das Modellsystem ICON beschrieben werden. Anhand des Atmosphärenzustands werden in ICON-ART Emissionen von Spurenstoffen, chemische Prozesse und Aerosoldynamik beschrieben und davon ausgehend die modifizierten Strahlungsflüsse und die Wolkenbildung berechnet.

## 1.4. Erfassen von Modellunsicherheiten

Bei nichtlinearen Gleichungen ist das Ergebnis nicht proportional zum Eingabewert. Ein Beispiel dafür stellen die Navier-Stokes-Gleichungen dar, ein nichtlineares Gleichungssystem, das unter anderem atmosphärische Strömungen beschreibt. Die Konsequenz daraus ist, dass kleine Änderungen in den Anfangswerten einer atmosphärischen Strömung in Ergebnissen resultierten, die sich ähnlich stark unterscheiden wie zufällig gewählte Ergebnisse innerhalb eines endlichen Zeitintervalls. Dieses Zeitintervall lässt sich durch eine Reduktion von Modellfehlern nicht verkürzen (Lorenz, 1969). Viele Parametrisierungen, die in Modellen verwendet werden um subskalige Vorgänge zu beschreiben, beruhen ebenfalls auf nichtlinearen Gleichungen. Durch die Nichtlinearität atmosphärischer Prozesse und das daraus resultierende Anwachsen kleiner Störungen entstehen bei der Quantifizierung von Modellergebnissen Unsicherheiten. Dabei zählen die Vertikalgeschwindigkeit und der Wolkenwassergehalt zu den Größen, die am stärksten davon betroffen sind (Wang et al., 2012). Außerdem enthalten gekoppelte Modellsysteme diverse Annahmen und Vereinfachungen in den physikalischen und chemischen Beschreibungen, Fehler in den Anfangs- und Randdaten und Ungenauigkeiten durch die

numerische Lösung der Gleichungssysteme. Dies führt aufgrund der Nichtlinearität atmosphärischer Prozesse wiederum zu Unsicherheiten in der Quantifizierung von physikalischen Effekten, die mit diesen Modellsystemen untersucht werden. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über Arbeiten gegeben, die die Ursachen und Auswirkungen von Unsicherheiten qualitativ abschätzen. Im Anschluss wird näher auf Konzepte zur quantitativen Erfassung eingegangen.

Im aktuellen IPCC-Report 5 (Stocker, 2014) wird dem klimatologischen Einfluss von Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen auf den Strahlungshaushalt das niedrigste Vertrauensniveau (Low) aller betrachteten Größen zugeordnet. Im Gegensatz dazu wird für direkte Aerosol-Strahlungs-Wechselwirkungen ein hohes Vertrauensniveau (High) angegeben. Diese Angaben erfolgen nach einem Expertenurteil der jeweiligen Autoren basierend auf Kenntnisstand und Übereinstimmungen zwischen verschiedenen Studien. Je höher der Kenntnisstand und je höher die Übereinstimmung zwischen verschiedenen Studien, desto höher ist das Vertrauensniveau. Baklanov et al. (2014) befragten 30 Experten zu den wichtigsten Chemie-Meteorologie-Wechselwirkungen und wie gut diese von aktuellen Wettervorhersage-, Luftqualitäts- und Klimamodellen beschrieben werden. Dabei zeigt sich, dass die empfundene Wichtigkeit der Wechselwirkungen von der Art des Modells abhängt. Im Allgemeinen seien die Wechselwirkungen am wichtigsten für Luftqualitätsmodelle. Außerdem werden die Prozesse hervorgehoben, die einerseits als sehr wichtig und andererseits als schlecht von den Modellen wiedergegeben empfunden werden. Das sind für Luftqualitätsmodelle Änderungen der atmosphärischen Zusammensetzung durch Änderungen im Flüssigwassergehalt aufgrund nasser Deposition und die Beschreibung von Seesalz- und Mineralstaubemissionen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Für Wettervorhersage- und Klimamodelle wird die Beschreibung des Einflusses von Aerosol auf Wolken und Niederschlag aufgeführt.

Die quantitative Erfassung der Ursachen von Unsicherheiten in Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen stellt eine Herausforderung dar. Eine Störung eines einzelnen Parameters wächst durch die Nichtlinearität der atmosphärischen Prozesse schnell an (Lorenz, 1969; Morrison, 2012). Die daraus resultierenden Störungen liegen häufig in derselben Größenordnung wie die Effekte, die durch die Aerosol-Wolken-Wechselwirkung generiert werden. Eine Methode,

die eine robuste Quantifizierung von Effekten trotz der Störung ermöglicht, stellen Ensembles dar, die zufällige Störungen in den Atmosphärenzustand einbringen (Rieger et al., 2014). Diese Methode erlaubt jedoch nur den Einfluss eines einzelnen Parameters auf eine Zielgröße zu betrachten. Die Beschreibung von Aerosol-effekten beinhaltet eine Vielzahl derartiger Parameter für jeden einzelnen Teil des Rückkopplungskreislaufs, wie er in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Die Wechselwirkung zwischen verschiedenen Parametern kann dabei einen entscheidenden Einfluss auf die Zielgröße haben. Es gibt diverse Möglichkeiten, dies zu berücksichtigen. Eine Möglichkeit stellen Faktorseparatorierungsmethoden dar. Kraut (2015) kombiniert diese Methode mit einer Ensemblemethode um die Verzögerung des Niederschlags durch Seesalzpartikel in einem Mediane zu quantifizieren. Die Signalgeschwindigkeit dabei beträgt ungefähr  $3 \text{ m s}^{-1}$ . Der Nachteil dieser Methode ist, dass eine Vielzahl von Realisierungen benötigt werden und die Rechenkosten bereits bei einer geringen Zahl an Parametern sehr hoch sind.

Lee et al. (2011) stellen einen Gaußschen Prozessesimulator vor, der es ermöglicht den kompletten Parameterraum mit einer vergleichsweise niedrigen Anzahl an Simulationen abzudecken. Lee et al. (2012) nutzen diese Methode um die Ursachen der Varianz in der globalen CCN-Verteilung aus acht Parametern zu bestimmen. Dabei stellen sie fest, dass über weite Gebiete bis zu 50 % der Varianz durch Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Parametern bedingt sind. Das bedeutet für Studien, die lediglich einen Parameter variieren, dass die resultierenden Effekte zu einem erheblichen Anteil auch von anderen Parametern abhängen. Eine auf 28 Parameter erweiterte Studie (Lee et al., 2013) ergibt, dass Aerosolprozesse wahrscheinlich einen signifikanten Beitrag zur Unsicherheit in Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen in Klimastudien haben. Dabei werden als wichtigste Beiträge die Größenverteilungen der Emissionen von primären, natürlichen Partikeln, die Bildung von Sulfataerosol und Deposition identifiziert. Carslaw et al. (2013) zeigen, basierend auf dieser Methode, dass 45 % der Unsicherheiten im Strahlungsantrieb durch Aerosol aus Unsicherheiten in den Emissionen von natürlichem Aerosol stammen.

Eine weitere Möglichkeit stellen adjungierte Verfahren dar, die die Sensitivität einer Ausgabegröße von mehreren Eingabegrößen berechnen. Dazu ist es notwendig, eine adjungierte Version der Parametrisierung, an der man interessiert ist, zu entwickeln. Karydis

et al. (2012) stellen eine adjungierte Variante der Parametrisierung von Kumar et al. (2009) vor, die die Sensitivität von Wolkenkropfenanzahlen auf Eingabegrößen wie Vertikalgeschwindigkeit und Aerosolspezifikationen mitberechnet. Als größte Herausforderung benennen die Autoren dabei die Entwicklung des adjungierten Modellcodes.

Zusammenfassend zeigt sich, dass eine Quantifizierung des Einflusses von Aerosol auf Wolken und Niederschlag aufgrund von Unsicherheiten eine Herausforderung darstellt. Für die Quantifizierung dieses Einflusses ist es entscheidend, Simulationsgebiet und -dauer so zu wählen, dass eine Population von Wolken über deren gesamten Lebenszyklus betrachtet wird (Morrison, 2012; van den Heever et al., 2011; Stevens und Feingold, 2009).

## 1.5. Skalenabhängigkeiten

Neben den zuvor genannten Unsicherheiten, die durch nichtlinearen atmosphärische Prozesse bedingt sind, können diese Prozesse, wenn sie räumlich gemittelt betrachtet werden, je nach Mittelungsintervall zu einem unterschiedlichen Ergebnis führen. Als Beispiel sei hier der Prozess der Eisnukleation in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit aufgeführt. Das nichtlineare Verhalten der Eisnukleation lässt sich im Allgemeinen mit folgender Ungleichung zusammenfassen:

$$\bar{N}_i(w) \neq N_i(\bar{w}), \quad (1.1)$$

mit der Eispartikelanzahlkonzentration  $N_i$  und der Vertikalgeschwindigkeit  $w$ . Der Querstrich steht für eine räumliche Mittelung. Dieser Effekt tritt unter anderem dann auf, wenn physikalische Differenzialgleichungen für ein Modellgitter diskretisiert werden. Da die Ergebnisse nichtlinearer physikalischer Prozesse im Modell somit vom Mittelungsintervall, also der horizontalen Gitterweite, abhängen, werden diese Prozesse als auflösungsabhängig oder skalenabhängig bezeichnet.

Für eine Vielzahl atmosphärischer Prozesse besteht eine Skalenabhängigkeit in atmosphärischen Modellen. So untersuchen Weigum et al. (2016) die Auswirkungen dieser Skalenabhängigkeit am Beispiel aerosoldynamischer und chemischer Prozesse, indem sie unterschiedliche räumliche Auflösungen verwenden. Dabei finden

sie eine Überschätzung der CCN-Anzahl und eine Unterschätzung der Aerosol optischen Dicke (AOD) bei niedrigerer Auflösung gegenüber dem Ergebnis der Simulation mit höherer Auflösung. Die Autoren identifizieren nichtlineare Prozesse als Ursache, nämlich die Gasphasenchemie, die Wasseraufnahme von Aerosol und die trockene Deposition, wobei konvektiver Transport vorhandene Unterschiede verstärkt. Archer-Nicholls et al. (2016) finden heraus, dass hochreichende Wolken bei höherer Auflösung eine geringere horizontale Ausdehnung, jedoch höhere Wolkentropfenanzahlen haben. Des Weiteren ist der semi-direkte Effekt von Aerosol aus Biomasseverbrennung sehr sensitiv auf die Modellauflösung, wobei der semi-direkte Effekt bei zunehmender Auflösung abnimmt. Ma et al. (2015) zeigen eine Zunahme der Nukleationsrate von Wolkentropfen mit höherer Auflösung. Dabei zeigen sich die größten Unterschiede in den mittleren Breiten der nördlichen Hemisphäre. Die Skalenabhängigkeit der Wolkenbildung und wolkenmikrophysikalischen Prozesse zeigt sich letztlich auch im Niederschlag, der vor allem bei schwachem synoptischen Antrieb und über Gebieten mit komplexer Topografie eine Skalenabhängigkeit aufweist (Zängl, 2007; Barthlott und Hoose, 2015).

Im Fokus der Forschung zur Skalenabhängigkeit in atmosphärischen Modellen steht vor allem die Vertikalgeschwindigkeit. Rauscher et al. (2016) zeigen einen theoretischen Zusammenhang zwischen horizontaler Auflösung und Vertikalgeschwindigkeit. Flugzeugmessungen zeigen eine Abnahme der horizontalen Divergenz bei einem zunehmenden Mittelungsintervall (z.B. Cho und Lindborg, 2001). Aufgrund der Massenerhaltung führt eine Divergenz im horizontalen Windfeld zu einem Gradienten im Vertikalwind. Daher muss die Vertikalgeschwindigkeit mit zunehmendem horizontalen Mittelungsintervall abnehmen. Eine gute Wiedergabe der Vertikalgeschwindigkeit ist für atmosphärische Modelle essenziell, da sie proportional zur adiabatischen Abkühlungsrate eines aufsteigenden Luftpakets ist. Dadurch kann Übersättigung generiert werden, was zur Wolkenbildung führt. In einer verschmutzten Umgebung kann es bei niedrigen Vertikalgeschwindigkeiten vorkommen, dass der Prozess der Wolkenbildung durch die Vertikalgeschwindigkeit dominiert wird, also ein vertikalgeschwindigkeitslimitiertes Regime vorliegt. Umgekehrt gibt es bei hohen Vertikalgeschwindigkeiten in sauberer Umgebung ein aerosollimitiertes Regime (Reutter et al., 2009). Sheyko et al. (2015) untersuchen, welche Faktoren

die Variabilität von Eispartikelanzahlen bestimmen. Außerhalb der Tropen wird die Variabilität zu über 50 % von der Vertikalgeschwindigkeit bestimmt. Vor allem in den mittleren Breiten der Südhalbkugel zeigt sich ein großer Einfluss. Auch in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel ist die Vertikalgeschwindigkeit für einen entscheidenden Anteil der Variabilität verantwortlich, wobei hier zusätzlich ein Einfluss von Mineralstaub vorhanden ist. Dies ist eine direkte Auswirkung davon, dass sich die Quellregionen von Mineralstaub überwiegend auf der Nordhalbkugel befinden (siehe Abschnitt 1.1).

Aufgrund der beschriebenen Schlüsselrolle, die die Vertikalgeschwindigkeit in der Wolkenbildung einnimmt, ist es wichtig, ihre subskalige Variabilität in Modellen adäquat zu berücksichtigen. Larson et al. (2001) zeigen, dass die Vernachlässigung von subskaliger Variabilität zu systematischen Unterschieden im Ergebnis führen kann. Die Autoren schlagen vor, die subskalige Verteilung der Eingabegrößen einer physikalischen Parametrisierung mittels Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (probability density functions, PDF) zu berücksichtigen. Dabei muss die subskalige Wahrscheinlichkeitsverteilung der Eingabegröße bekannt sein und durch die PDF beschrieben werden. Für das oben angeführte Beispiel der Nukleation von Eispartikeln in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit muss dann folgende Gleichung gelöst werden:

$$\bar{N}_i = \int_{-\infty}^{\infty} N_i(w) PDF(w) dw. \quad (1.2)$$

Ghan et al. (1997) schlagen vor, die PDF der subskaligen Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit aus der turbulenten kinetischen Energie oder dem Diffusionskoeffizienten zu bestimmen. Einen Überblick über die Möglichkeiten, wie die subskalige Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit in Modellen berücksichtigt wird, geben Golaz et al. (2011). Neben der zuvor genannten Berücksichtigung der subskaligen Varianz mittels einer PDF kann auch ein charakteristischer Wert der Vertikalgeschwindigkeit  $w^*$  verwendet werden, für den gilt (Lohmann et al., 1999a,b; Morales und Nenes, 2010):

$$\bar{N}_i(w) = N_i(w^*). \quad (1.3)$$

West et al. (2014) zeigen jedoch, dass die Bestimmung des als konstant angenommenen Parameter zur Berechnung einer charakte-

ristischen Vertikalgeschwindigkeit eine hohe räumliche Variabilität aufweist. Außerdem führt diese Methode zu Ergebnissen, die von den Ergebnissen der zuvor beschriebenen aufwändigeren, aber genaueren Methodik mithilfe von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen abweichen.

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der subskaligen Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit wird für gewöhnlich mit einer Normalverteilung gebildet. Die Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit  $\sigma$  kann für die atmosphärische Grenzschicht als  $\sigma = \sqrt{2TKE}$  unter der Annahme, dass die komplette turbulente Energie in der Vertikalbewegung liegt, und  $\sigma = \sqrt{\frac{2}{3}TKE}$  unter der Annahme von Isotropie theoretisch bestimmt werden (Golaz et al., 2011; Tonttila et al., 2013). Golaz et al. (2002) nutzen eine gemeinsame PDF von Vertikalgeschwindigkeit, Temperatur und relativer Feuchte um die subskalige Varianz dieser Größen zu beschreiben. Diese werden konsistent zur Bestimmung der Wolkenbedeckung und des Wolkenwassergehalts verwendet, wodurch die von Larson et al. (2001) beschriebenen systematischen Unterschiede in den Ergebnissen bei unterschiedlichen Auflösungen verhindert werden. Tonttila et al. (2013) nutzen subskalige Säulen zur Beschreibung der Vertikalgeschwindigkeit beim Prognostizieren von Wolkentropfenanzahlen. Dabei wählen sie einen Wert für die Standardabweichung von  $\sigma = 1,68 \cdot \sqrt{TKE}$ , der als unphysikalisch beschrieben wird, da er höher ist als die gesamte prognostizierte turbulente Energie. Larson und Schanen (2013) berücksichtigen subskalige Variabilität mittels einer Monte-Carlo-Integration. Dabei werden basierend auf PDF stichprobenartig subskalige Säulen erstellt, die an ein Wolkenmikrophysikschema übergeben werden können. Ein Vorteil dieses Verfahrens ist, dass es multivariat ist. Der Nachteil aller PDF-basierenden Verfahren sind erhöhte Rechenzeiten, da physikalische Parametrisierungen mehrfach gerechnet werden müssen.

West et al. (2014) untersuchen den Einfluss subskaliger Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit auf indirekte Aerosoleffekte. Dabei führen sie Simulationen mit konstanter und TKE-basierender (bei Isotropie) Standardabweichung der PDF durch und finden hohe Sensitivitäten gegenüber diesem Parameter. Dabei liefern die Simulationen mit  $\sigma = 0,4$  und mit der TKE-basierenden Standardabweichung die besten Ergebnisse. Das Benutzen der TKE

als Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit in der Grenzschicht liegt darin begründet, dass Turbulenz die subskalige Variabilität dominiert. In größeren Höhen spielen weitere dynamische Strukturen eine Rolle, wie die Windscherung, Schwerewellen oder Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten (Sharman et al., 2012). West et al. (2014) diagnostizieren die TKE außerhalb der Grenzschicht um diese dort für flüssige Wolken zur Bestimmung der Variabilität zu nutzen. In dem Modell COSMO-ART wird die TKE auch für größere Höhen berechnet, daher nutzt Bangert (2012) diese, um die subskalige Variabilität in der Cirrenbildung zu berücksichtigen.

Donner et al. (2016) kommen zu dem Schluss, dass eine verbesserte Beschreibung der Skalenabhängigkeit von Vertikalgeschwindigkeiten in physikalischen Prozesse zu einer Reduktion der Unsicherheiten in Klimaantrieb und -sensitivität führen können.

## 1.6. Ziele der Arbeit

Das Ziel der Arbeit ist es, einen Beitrag zur Quantifizierung des Einflusses von natürlichem Aerosol auf Wolken über Mitteleuropa zu leisten. Dabei wird je eine Fallstudie für die beiden am häufigsten vorkommenden primären, natürlichen Aerosoltypen Seesalz und Mineralstaub durchgeführt. Bei der Quantifizierung von Aerosoleffekten auf die Wolken- und Niederschlagsbildung ist es entscheidend, einen Fokus auf spezifische Wolkenregime zu legen (Stevens und Feingold, 2009). Die Wolkenregime, auf die Seesalz- und Mineralstaubaerosol erwartungsgemäß einen großen Einfluss haben, unterscheiden sich grundlegend. Seesalz beeinflusst als Wolkenkondensationskeim die Bildung von warmen Wolken in Luftmassen, die einen maritimen Ursprung haben. Daher führe ich eine Fallstudie mit einem Fokus auf eine Population flacher Cumuli, die sich postfrontal bei nordwestlicher Anströmung über Deutschland bilden, durch. Mineralstaub hingegen beeinflusst als Eiskeim vor allem die Bildung von Mischphasen- und Eiswolken. Einen großen Effekt hat Mineralstaub bei der Bildung von Cirren, da er bei diesen einen Wettbewerb zwischen heterogenen und homogenen Gefrierprozessen bewirkt. Da Mineralstaub während Saharastaubereignissen in hoher Konzentration über Mitteleuropa vorliegen kann, liegt der Fokus der zweiten Fallstudie auf der Bildung von Cirren während eines derartigen Ereignisses.

Mit diesem Hintergrund wird zunächst eine Fallstudie für eine Population von Cumuluswolken, die sich nach der Passage einer Kaltfront über Deutschland bilden, durchgeführt. In dieser Studie liegt das Hauptaugenmerk darauf, inwiefern sich die Vorhersagegüte eines operationellen Wettervorhersagemodellsystems durch eine genauere Repräsentation von Aerosolpartikeln verbessern lässt. Die einzelnen Cumuluswolken bilden sich postfrontal unter sehr ähnlichen atmosphärischen Bedingungen und eignen sich daher gut, den Einfluss von Aerosol auf Wolken und Niederschlag unter den in den vorigen Abschnitten beschriebenen Voraussetzungen zu untersuchen. Diese Art von Wolken entstehen häufig nach der Passage einer Kaltfront in südöstlicher Richtung über Deutschland. Ihre Form, Zugbahnen und Lebenszyklen wurden bereits ausführlich betrachtet (Weusthoff und Hauf, 2008a,b), jedoch wurde der Einfluss von Aerosol auf diesen Wolkentyp bisher noch nicht untersucht. Dazu bietet es sich an das Modellsystem COSMO-ART zu verwenden, das neben Seesalz auch die Bildung von sekundärem Aerosol und eine Beschreibung des Einflusses dieser Aerosoltypen auf Wolken enthält. Um eine Abschätzung über die Unsicherheiten der Modellergebnisse zu erhalten, wird für diese Studie ein Ensemble von Simulationen durchgeführt. Konkret werden die folgenden Fragestellungen bearbeitet:

- Gibt es einen Einfluss von Änderungen in Aerosolkonzentrationen auf die mikrophysikalischen Eigenschaften postfrontaler Cumuluswolken?
- Wie groß ist der Einfluss einer simulierten Aerosolverteilung verglichen mit vorgeschriebenen Aerosolszenarien?
- Gibt es einen systematischen Einfluss von Aerosol auf die Bildung von Niederschlag?
- Welche Schlüsse können aus dem Vergleich des Niederschlags der verschiedenen Aerosolszenarien mit Messungen gezogen werden?
- Welche Rückkopplungsprozesse werden durch das Aerosol in Gang gesetzt?

Die zweite Fallstudie beleuchtet den Einfluss von Mineralstaubpartikeln auf die Cirrenbildung über Mitteleuropa näher. Im Gegensatz zu der zuvor beschriebenen Fallstudie besteht für diesen

Fall eine deutliche räumliche Trennung des Quellgebiets (Sahara) vom Zielgebiet (Mitteleuropa), in dem der Einfluss des Aerosols auf die Wolken betrachtet wird. Diese Fallstudie kann daher nicht mit dem Regionalmodell COSMO-ART in hoher Auflösung durchgeführt werden. Stattdessen wird die Fallstudie mit dem neuartigen, skalenübergreifenden Modellsystem ICON-ART durchgeführt, das als Teil dieser Arbeit um globale Emissionen und die Transport- und Senkenprozesse von Mineralstaubaerosol ergänzt worden ist. Des Weiteren wird das Wolkenmikrophysikschema erweitert, damit es den Einfluss von Mineralstaub auf die Cirrenbildung berücksichtigen kann. Damit steht ein einzigartiges Modellsystem zur Verfügung, das räumliche Skalen von wenigen hundert Metern bis zu mehr als 100 km und gleichzeitig die zeitlichen Skalen von Wettervorhersagen bis zu Klimaprojektionen abdecken kann. Als Teil eines Erdsystemmodells kann die Ankopplung eines Ozean- und eines komplexen Landoberflächenmodells erfolgen. Die direkte Kopplung der Aerosol- und Gasphasenprozesse an dieses Modellsystem ermöglicht eine Beschreibung der Atmosphäre mit allen darin vorkommenden Komponenten. In Kombination mit der Möglichkeit, die Gitterweite lokal zu verfeinern, ergibt sich ein Modellsystem, das einen nahtlosen Übergang zwischen verschiedenen Skalen und Prozessen ermöglicht.

Mit diesem neu entwickelten Modellsystem wird der Einfluss von Mineralstaub auf die Cirrenbildung über Mitteleuropa für ein ausgeprägtes Saharastaubereignis im April 2014 näher betrachtet. Da mit ICON-ART skalenübergreifende Simulationen möglich sind, ergibt sich die Chance, Unterschiede in den Ergebnissen bei verschiedenen horizontalen Auflösungen zu untersuchen. Die Fragestellungen, die dabei beantwortet werden, lauten wie folgt:

- Nimmt Saharastaub Einfluss auf die Wolkenbildung über Mitteleuropa?
- Gibt es eine Skalenabhängigkeit im Prozess der Cirrenbildung?
- Wie lässt sich eine solche Skalenabhängigkeit parametrisieren?

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Die nächsten beiden Kapitel beschreiben die Methoden, die für die Fallstudien eingesetzt werden.

Dabei wird in Kapitel 2 das Modellsystem COSMO-ART vorgestellt. Als Teil dieser Arbeit werden Erweiterungen des Modellsystems ICON-ART entwickelt, welches in Kapitel 3 näher beschrieben ist. Die Modellstudie zur postfrontalen Cumulusbewölkung wird in Kapitel 4 beschrieben. Die Modellstudie zum auflösungsabhängigen Einfluss von Mineralstaub auf die Cirrenbildung über Mitteleuropa ist in Kapitel 5 zu finden. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst.

# 2. Methoden: Das Modellsystem COSMO-ART

In diesem Kapitel wird das Modellsystem COSMO-ART (COntortium for Small scale MOdelling - Aerosols and Reactive Trace gases) vorgestellt, welches für die Modellstudie in Kapitel 4 verwendet wird. Als Regionalmodell bestreitet es einen Mittelweg zwischen Globalmodellen mit vergleichsweise groben Maschenweiten und hochaufgelösten Large-Eddy-Modellen. Dabei bieten Regionalmodelle gegenüber Globalmodellen den Vorteil, dass physikalische Prozesse durch die feinere Maschenweite explizit aufgelöst werden oder mittels geeigneter Parametrisierungen genauer beschrieben werden können. Gegenüber Large-Eddy Modellen bieten Regionalmodelle den Vorteil, dass sie deutlich größere Gebiete abdecken können und dabei nicht auf idealisierte Bedingungen zurückgreifen müssen.

## 2.1. COSMO

Das COSMO-Modell (Baldauf et al., 2011) wird als numerisches Wettervorhersagemodell von mehreren europäischen Wetterdiensten, unter anderem auch vom Deutschen Wetterdienst (DWD), operationell betrieben. Dies sorgt für eine kontinuierliche Validierung des Modells anhand der klassischen meteorologischen Variablen. Das nichthydrostatische Gleichungssystem beschreibt einen kompressiblen Fluss in einer feuchten Atmosphäre und ist in Doms und Baldauf (2015) zu finden. Die Diskretisierung erfolgt auf einem generalisierten, geographischen Koordinatensystem mit zeitunabhängiger Höhenkoordinate. Für das horizontale Gitter wird dabei auf das Arakawa-C-Gitter zurückgegriffen, in der Vertikalen auf ein Lorenz-Gitter. Ein generelles Problem, das sich bei geographi-

schen Gittern ergibt, sind die zum Pol hin abnehmenden Abstände zwischen zwei Längengraden. Am Pol selbst entsteht dadurch eine Singularität. Dies wird beim COSMO-Modell durch eine geeignete Rotation des Gitters umgangen, sodass sich das Simulationsgebiet im rotierten Koordinatensystem in Äquatornähe befindet. Für die Diskretisierung des Gleichungssystems wird die Finite-Differenzen-Methode gewählt. Die zeitliche Integration erfolgt mittels des Runge-Kutta-Verfahrens.

### 2.1.1. Wolkenmikrophysikschema

Das in der numerischen Wettervorhersage gebräuchliche Wolkenmikrophysikschema des COSMO-Modells löst Differenzialgleichungen für die prognostisch Massenmischungsverhältnisse der Hydrometeore. Insgesamt werden fünf Hydrometeorspezies unterschieden: Wolkenwasser, Wolkeneis, Regen, Schnee und Graupel. Dabei werden die Hydrometeore nach ihrer Sedimentationsgeschwindigkeit aufgeteilt, also danach, ob sie Teil des Niederschlags sind oder lediglich innerhalb von Wolken vorkommen. Das Kondensationswachstum wird mittels einer Sättigungsadjustierung berechnet. Das Mikrophysikschema inklusive der Parametrisierungen der wolkenmikrophysikalischen Prozesse ist in Doms et al. (2011) ausführlicher beschrieben.

Für diese Arbeit wird ein erweitertes Wolkenmikrophysikschema nach Seifert und Beheng (2006a) verwendet. Dieses sogenannte Zwei-Momenten-Schema beschreibt neben den Massenmischungsverhältnissen der Hydrometeore auch die spezifischen Anzahlen prognostisch. Der Name des Schemas beruht darauf, dass die spezifische Anzahl das nullte Moment und das Massenmischungsverhältnis proportional zum dritten Moment der Größenverteilung ist. Dies hat den Vorteil, dass dadurch eine prognostische Größenverteilung beschrieben wird, die bei der Berechnung der mikrophysikalischen Prozesse genutzt wird. Um die Größenverteilungen mathematisch zu beschreiben wird eine generalisierte Gammaverteilung verwendet. Dabei werden die Formparameter konstant gehalten. Zusätzlich zu den Hydrometeorklassen, die auch vom operationellen Wolkenmikrophysikschema beschrieben werden, wird Hagel als sechste Hydrometeorklasse berücksichtigt. Die Bilanzgleichung, die für das  $n$ -te Moment  $\mathcal{M}_k^n$  der Verteilung des Hydrometeors  $k$  gelöst wird, hat folgende Form:

$$\frac{\partial \mathcal{M}_k^n}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v} \mathcal{M}_k^n] - \nabla \cdot [K_h \nabla \mathcal{M}_k^n] + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{v}_{sed,k} \mathcal{M}_k^n] = S_k^n, \quad (2.1)$$

wobei  $\vec{v}$  die Windgeschwindigkeit,  $K_h$  der turbulente Diffusionskoeffizient und  $v_{sed,k}$  die Sedimentationsgeschwindigkeit ist.  $S_k^n$  beschreibt die mikrophysikalischen Quellen und Senken. Die Wolkenmikrophysik der flüssigen Phase berücksichtigt dabei folgende Prozesse: Das Kondensationswachstum, das durch eine Sättigungsadjustierung beschrieben wird, Autokonversion von Wolken- zu Regentropfen, die Akkreszenz, das Selbsteinfangen von Wolken- bzw. Regentropfen und das Zerplatzen von Tropfen. In der Eisphase werden das Diffusionswachstum von Wolkeneispartikeln, das Gefrieren von Wolken- bzw. Regentropfen, Aggregation, Selbsteinfangen, Bereifen und Schmelzen berücksichtigt.

Mit der Nukleation, also der Neubildung von Partikeln aus der Gasphase, ist ein grundlegender Prozess bisher nicht erwähnt worden. Für diesen Prozess spielt sowohl in der flüssigen Phase als auch in der Eisphase das Aerosol eine entscheidende Rolle. Um diese Wechselwirkungen beschreiben zu können, werden Parametrisierungen verwendet, die Teil des ART-Moduls sind. Diese Parametrisierungen werden dementsprechend in Abschnitt 2.3 und Abschnitt 3.4.6 beschrieben.

## 2.2. ART

Im erweiterten Modellsystem COSMO-ART (Vogel et al., 2009) steht ART für Module, die die räumliche und zeitliche Entwicklung von atmosphärischen Spurenstoffen und deren Wechselwirkungen mit dem Atmosphärenzustand beschreiben. Dabei werden skalare Variablen der ART Erweiterung auf demselben Gitter mit denselben numerischen Methoden wie COSMO-Variablen beschrieben.

Zur Beschreibung der chemischen Reaktionen von Spurengasen wird der RADMKKA (Regional Acid Deposition Model version Karlsruhe) Mechanismus verwendet (Vogel et al., 2009). Die Kopplung von Gasphase und Aerosol erfolgt mittels ISORROPIA II (Fountoukis und Nenes, 2007), welches das thermodynamische Gleichgewicht zwischen Sulfat, Ammonium, Nitrat und Wasser sowie deren gasförmigen Vorläufersubstanzen berechnet. Die Aerosoldynamik wird durch eine erweiterte Version von MadeSOOT

**Tabelle 2.1.:** Übersicht der chemischen Zusammensetzungen, der Initialmediandurchmesser bezüglich der Anzahlverteilung und der Standardabweichungen der acht lognormal verteilten Moden, die im interaktiven Szenario beschrieben werden. Dabei ist if die Aitkenmode ohne Rußkern, ic die Aitkenmode mit Rußkern, jf die Akkumulationsmode ohne Rußkern, jc die Akkumulationsmode mit Rußkern, s die reine Rußmode und sa, sb und sc die feine, mittlere und grobe Seesalzmode.

	if	ic	jf	jc	s	sa	sb	sc
Ruß		✓		✓	✓			
SO <sub>4</sub> <sup>2-</sup>	✓	✓	✓	✓				
NH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	✓	✓	✓	✓				
NO <sub>3</sub> <sup>-</sup>	✓	✓	✓	✓				
SOA	✓	✓	✓	✓				
H <sub>2</sub> O	✓	✓	✓	✓		✓	✓	✓
NaCl						✓	✓	✓
Initialmediandurchmesser in $\mu\text{m}$								
	0,01	0,08	0,07	0,08	0,08	0,2	1	12
Standardabweichung								
	1,7	2	1,7	2	1,4	1,9	2	1,7

(Modal Aerosol Dynamics Model for Europe extended by soot, Riemer et al., 2003) beschrieben. Die Größenverteilung und die chemische Zusammensetzung wird dabei durch 12 lognormal verteilte Moden beschrieben. Dabei beinhaltet eine Mode reinen Ruß, zwei Moden intern gemischtes sekundäres Aerosol ohne Rußkern, zwei Moden intern gemischtes sekundäres Aerosol mit Rußkern, drei Moden Seesalz und drei Moden Mineralstaub. Eine zusätzliche Grobpartikelmode ist chemisch nicht näher spezifiziert. Die chemische Zusammensetzung und die Initialparameter der Größenverteilungen der in der folgenden Studie berücksichtigten Moden sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. In der folgenden Studie nicht berücksichtigt werden der Mineralstaub, dessen Einfluss auf die Cumuluswolkenbildung bei einer nördlichen Anströmung in Mitteleuropa sehr gering ist, und die Grobpartikelmode, deren chemische Zusammensetzung unbekannt ist. Die Bildung von sekundärem organischem Aerosol (SOA) wird mittels eines VBS-Ansatzes (volatility basis set, Athanasopoulou et al., 2012) berechnet.

Anthropogene Emissionen werden im Voraus berechnet und von COSMO-ART eingelesen (van der Gon et al., 2010). Gasförmige biogene Emissionen werden basierend auf Emissionsfaktoren von Steinbrecher et al. (2009) während der Modellsimulation berechnet. Seesalzpartikel werden als Funktion der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe und, im Falle der feinen Seesalzmode, der Meeresoberflächentemperatur berechnet (Lundgren et al., 2013; Mårtensson et al., 2003; Monahan et al., 1986; Smith et al., 1993). Emissionen aus Vegetationsbränden werden basierend auf Satellitendaten mittels eines Rauchfahnenmodells berechnet (Athanasopoulou et al., 2014; Walter et al., 2016). Eine Validierung der Spurenstoffkonzentrationen, die von COSMO-ART prognostiziert werden, ist bei Knote et al. (2011), Im et al. (2015a) und Im et al. (2015b) zu finden.

## 2.3. Aerosol-Wolken-Wechselwirkung

Die Bildung von Wolkentropfen wird durch die Köhlertheorie beschrieben. Diese beschreibt das Gleichgewicht zwischen Wasserdampf und flüssigem Wasser für einen Lösungstropfen und vereint dabei zwei Effekte, den Kelvin-Effekt und den Raoult-Effekt. Die Parametrisierung, die die Bildung von Wolkentropfen in COSMO-ART beschreibt, beruht auf dieser Theorie und wird im Folgenden näher beschrieben.

Die Sättigung der Luft bezüglich Flüssigwasser  $S_w$  ist das Verhältnis von Wasserdampfdruck  $e_w$  zum Sättigungsdampfdruck  $e_w^0$  und wird, wenn es in Prozent angegeben ist, auch als relative Feuchte bezeichnet:

$$S_w = \frac{e_w}{e_w^0} \quad (2.2)$$

$$s_w = S_w - 1, \quad (2.3)$$

wobei  $s_w$  als Übersättigung bezüglich Flüssigwasser bezeichnet wird. Die Köhlergleichung beschreibt die Gleichgewichtsübersättigung  $s_{eq}$  eines Lösungstropfens mit Durchmesser  $d_D$ :

$$s_{eq} = \frac{A_K}{d_D} - \frac{B_K}{d_D^3}, \quad (2.4)$$

$$\text{mit } A_K = \frac{4M_w\sigma_w}{RT\rho_w} \quad (2.5)$$

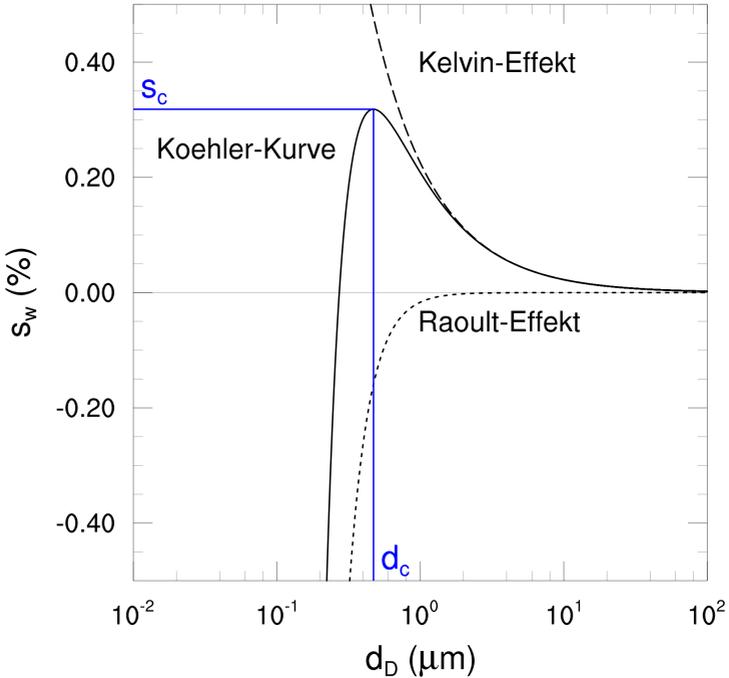
$$\text{und } B_K = \frac{6n_{sol}M_w}{\pi\rho_w}, \quad (2.6)$$

wobei  $M_w$  die molare Masse von Wasser,  $\sigma_w$  die Oberflächenspannung von Wasser,  $R$  die allgemeine Gaskonstante,  $T$  die Temperatur,  $\rho_w$  die Dichte von Wasser und  $n_{sol}$  die Menge des gelösten Stoffes in mol sind.

Gleichung 2.4 ist in Abbildung 2.1 als durchgezogene Linie dargestellt. Sie beschreibt die Übersättigung, bei der ein Tropfen im Gleichgewicht mit seiner Umgebung ist. Eine Änderung der Übersättigung der Umgebung führt zu einem Anwachsen oder Schrumpfen des Tropfens, so dass sich ein Gleichgewicht einstellt. Der Verlauf der Köhlerkurve zeichnet sich durch einen Anstieg der Gleichgewichtsübersättigung bei wachsendem Tropfendurchmesser bis zu einer kritischen Übersättigung  $s_c$  bei einem kritischen Durchmesser  $d_c$  aus. Dabei ist  $s_c > 0$ . Zu größeren Tropfendurchmessern  $d_D$  nähert sich die Köhlerkurve asymptotisch der Übersättigung  $s_w = 0$  an.

Der Kelvin-Effekt beschreibt die Änderung des Sättigungsdampfdrucks über einer gekrümmten Oberfläche. Der erste Term in Gleichung 2.4 führt dabei zu der gestrichelten Linie in Abbildung 2.1. Diese Erhöhung der Gleichgewichtsübersättigung bedeutet anschaulich, dass die Übersättigung, die zur Bildung von kleinen, reinen Wassertropfen benötigt wird, so hoch ist, dass sie in der Atmosphäre nicht erreicht wird. Dem wirkt der Raoult-Effekt, der die Änderung des Sättigungsdampfdrucks über einer Lösung beschreibt, entgegen. Durch den zweiten Term in Gleichung 2.4, der mit einer gepunkteten Linie in Abbildung 2.1 visualisiert ist, sinkt die Gleichgewichtsübersättigung. Durch die Kombination dieser beiden Effekte, also der Beschreibung der Änderung des Sättigungsdampfdrucks für einen Lösungstropfen, erhält man die Köhlerkurve.

Die Position und der Wert des charakterischen Maximums der Köhlerkurve lassen sich aus Gleichung 2.4 berechnen:



**Abbildung 2.1.:** Durchgezogene Linie: Köhlerkurve für ein Seesalzpartikel (Natriumchlorid) mit einem trockenen Aerosoldurchmesser von  $0,05 \mu\text{m}$  bei  $20^\circ\text{C}$ . Gestrichelt: Beitrag des Kelvin-Effekts zur Köhler-Kurve. Gepunktet: Beitrag des Raoult-Effekts zur Köhler-Kurve.

$$d_c = \left( \frac{3B_K}{A_K} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$s_c = \left( \frac{4A_K^3}{27B_K} \right)^{1/2} . \quad (2.8)$$

Im Falle eines Tropfendurchmessers, der kleiner als der kritische Durchmesser ist, also  $d_D < d_c$ , befindet sich der Tropfen in einem stabilen Gleichgewicht mit seiner Umgebung. Nach einer geringfügigen Änderung des Tropfendurchmessers wächst oder schrumpft der Tropfen wieder zu seiner Ausgangsgröße. Ist der Tropfen grö-

ßer als der kritische Durchmesser, also  $d_D > d_c$ , liegt kein stabiles Gleichgewicht vor. Bei einer konstanten Übersättigung der Umgebung würde der Tropfen unendlich weiterwachsen, da seine Gleichgewichtsübersättigung mit wachsendem Durchmesser kleiner wird. Der Tropfen benötigt für sein Wachstum jedoch Wasser und baut daher Übersättigung ab. Diese Kompensation resultiert in einem aufsteigenden Luftpaket in einer maximalen Übersättigung  $s_{max}$ . Wolkentropfen, deren kritische Übersättigung kleiner ist, also  $s_c < s_{max}$ , überschreiten den kritischen Durchmesser und können weiter anwachsen. Da der kritische Durchmesser von den Eigenschaften des gelösten Stoffes, also des Aerosolpartikels, abhängt, nennt man die Aerosolpartikel, die den kritischen Durchmesser überschreiten, aktiviert. Diese aktivierten Aerosolpartikel werden als Anzahl der neu gebildeten Wolkentropfen  $N_c^*(s_{max})$  bei einer Übersättigung  $s_{max}$  verwendet.

Die Parametrisierung von Nenes und Seinfeld (2003), die in COSMO-ART für die Bildung von Wolkentropfen verwendet wird, beruht auf diesem Konzept der Aktivierung. Die erweiterte Version von Fountoukis und Nenes (2005) berücksichtigt dabei auch Aerosolpartikel, deren Größenverteilung durch Lognormalverteilungen beschrieben werden. Diese Parametrisierung berechnet anhand der adiabatischen Abkühlungsrate, repräsentiert durch die Vertikalgeschwindigkeit, und dem thermodynamischen Zustand die maximale Übersättigung. Mittels dieser maximalen Übersättigung wird die Anzahl der Aerosolpartikel, die aktiviert werden, bestimmt. Die Version der Parametrisierung, die in COSMO-ART Anwendung findet, berücksichtigt auch das verlangsamte Wachstum von großen Wolkenskondensationskeimen (Barahona et al., 2010). Die Aktivierung von unlöslichen Partikeln (z.B. Mineralstaub) wird durch die Frenkel-Halsey-Hill-Adsorptionstheorie beschrieben (Kumar et al., 2009).

Die Ankopplung an das Zwei-Momentenschema erfolgte durch Bangert (2012). Für die Anzahl nukleierter Wolkentropfen, die das erweiterte Schema von Fountoukis und Nenes (2005) als Ausgabegröße hat, müssen Annahmen getroffen werden, um sie als Nukleationsrate  $J$  verwenden zu können. Dafür werden drei Fälle unterschieden, nämlich die Aktivierung von Partikeln in einer neuen Wolke, in einer bestehenden Wolke und an der Wolkenbasis.

Bei einer neu entstehenden Wolke oder innerhalb einer Wolke wird die Nukleationsrate von Wolkentropfen mittels folgender Gleichung berechnet:

$$J = \max \left( \frac{N_c^*(s_{max}) - N_c(t)}{\Delta t}, 0 \right), \quad (2.9)$$

dabei ist  $N_c^*(s_{max})$  die Anzahl der nukleierten Wolkentropfen, die das zuvor beschriebene Aktivierungsschema berechnet.  $N_c(t)$  bezeichnet die Anzahl im vorigen Zeitschritt vorhandener Wolkentropfen und nimmt nur im Falle der Aktivierung innerhalb einer Wolke einen Wert an. Dabei werden bereits vorhandene Wolkentropfen beim Berechnen von  $N_c^*(s_{max})$  als große Wolkenkondensationskeime behandelt, die langsamer anwachsen.  $\Delta t$  ist der Modellzeitschritt.

Bei der Aktivierung an der Wolkenbasis wird, anhand von Advektion und turbulenter Diffusion, die Anzahl der nukleierten Wolkentropfen berechnet, die vertikal in die Wolke transportiert werden:

$$J = -\frac{\partial}{\partial z} N_c^*(s_{max}) w + \frac{\partial}{\partial z} K_h \frac{\partial}{\partial z} N_c^*(s_{max}), \quad (2.10)$$

wobei  $w$  die Vertikalgeschwindigkeit ist. Diese Nukleationsrate wird dann im Zwei-Momenten-Wolkenmikrophysikschema von Seifert und Beheng (2006a) verwendet.



# 3. Methoden: Das Modellsystem ICON-ART

In diesem Kapitel wird das Modellsystem ICON-ART (ICOsahedral Nonhydrostatic - Aerosols and Reactive Trace gases Zängl et al., 2015; Rieger et al., 2015) beschrieben. Im Gegensatz zu COSMO-ART ist ICON-ART ein globales Modellsystem mit der zusätzlichen Möglichkeit, die Gitterweite lokal zu verfeinern. Dies bietet große Vorteile bei der Untersuchung von Aerosoleffekten auf Wolken und Strahlung, die nicht quellnah auftreten. So ist es mit ICON-ART möglich, sowohl Emissionsgebiet als auch ein hochaufgelöstes Zielgebiet innerhalb eines Modelllaufs konsistent abzudecken. Dieser Vorteil wird in der Modellstudie, die in Kapitel 5 beschrieben wird, genutzt. Der Fokus der Studie liegt auf dem Einfluss von Mineralstaub aus der Sahara auf Wolken über Mitteleuropa. Dabei wird sowohl Emissionsgebiet als auch das Zielgebiet abgedeckt. Für das Zielgebiet wird das Gitter bis zu einer Maschenweite von 5 km verfeinert.

Das gekoppelte Modellsystem ICON-ART besteht aus zwei Komponenten, dem Wettervorhersage- und Klimamodell ICON und der Erweiterung ART, die die Ausbreitung von Spurenstoffen und die Wechselwirkungen dieser Stoffe mit der Atmosphäre beschreibt. Die Art der Kopplung wird als online integrated (Baklanov et al., 2014) bezeichnet. Dies bedeutet, dass beide Komponenten des gekoppelten Modellsystems zusammen auf demselben Gitter mit demselben Zeitschritt rechnen. Im Folgenden werden diese beiden Komponenten näher beschrieben. Dabei orientiert sich die Beschreibung des ART-Moduls an Rieger et al. (2015).

## 3.1. ICON

ICON ist eine gemeinsame Modellentwicklung des Deutschen Wetterdienstes (DWD) und des Max-Planck-Instituts für Meteorologie

(MPI-M), mit dem Ziel, ein Wettervorhersage- und Klimamodell der nächsten Generation zu erstellen. Die Entwicklungsziele, die erreicht worden sind, führt Zängl et al. (2015) auf: Verbesserte Erhaltungseigenschaften gegenüber den Vorgängermodellen, nämlich lokale Massenerhaltung und massenkonsistenter Transport; Höhere Skalierbarkeit auf massiven Parallelrechnerarchitekturen; Eine statische Gitterverfeinerung, die eine Ein- und Zwei-Wege-Kopplung beinhaltet, inklusive vertikalem Nesting um Rechenzeit sparen zu können. Seit Januar 2015 wird ICON vom Deutschen Wetterdienst für die operationelle Wettervorhersage verwendet.

Die folgende Beschreibung des Modellsystems ICON orientiert sich an Zängl et al. (2015). Für ausführlichere Informationen sei auf diese Publikation verwiesen. Der dynamische Kern von ICON ist nicht-hydrostatisch, wodurch das Modell auch auf konvektionsauflösenden Skalen betrieben werden kann. Dadurch sind auch Large-Eddy-Simulationen möglich (Dipankar et al., 2015). Die Zeitintegration wird mit einem Prädiktor-Korrektor-Schema durchgeführt, welches, abgesehen von der vertikalen Schallwellenübertragung, vollständig explizit formuliert ist. Als horizontales Gitter wird ein unstrukturiertes, ikosaedrisch-dreieckiges Arakawa-C-Gitter verwendet. Als Ausgangspunkt für die Erstellung eines Gitters wird ein Ikosaeder verwendet. Dieser wird dann auf eine Kugeloberfläche projiziert und die Kanten werden  $n_{grid}$  Mal aufgeteilt (die sogenannte Root division). In den resultierenden Dreiecken werden dann  $k_{grid}$  Bisektionen durchgeführt. Das resultierende Gitter wird mit  $Rn_{grid}Bk_{grid}$  bezeichnet. Die Anzahl der Zellen  $n_{cell}$  bei einem  $Rn_{grid}Bk_{grid}$  Gitter lässt sich wie folgt berechnen:

$$n_{cell} = 20n_{grid}^2 \cdot 4^{k_{grid}}. \quad (3.1)$$

Die effektive Gitterweite  $\overline{\Delta x}$  wird aus der mittleren Zellfläche  $\overline{A_{cell}}$  berechnet, die sich wiederum aus dem mittleren Erdradius  $r_e$  und den Gitterspezifikationen  $n_{grid}$  und  $k_{grid}$  berechnen lässt:

$$\overline{\Delta x} = \sqrt{\overline{A_{cell}}} = \sqrt{\frac{\pi}{5} \frac{r_e}{n_{grid} \cdot 2^{k_{grid}}}}. \quad (3.2)$$

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über typischerweise verwendete Gitter, die Anzahl der Zellen und die effektiven Gitterweiten. Das grundlegende Gleichungssystem von ICON ist das Folgende:

**Tabelle 3.1.:** Übersicht über die ICON-Gitter, die in dieser Arbeit verwendet werden. Zusätzlich ist das Gitter angegeben, das für die operationelle Wettervorhersage des DWD verwendet wird.

Gitter	$n_{cell}$	$\Delta x$
R2B6	327680	39,5 km
R2B7	1310720	19,7 km
R2B8	5242880	9,9 km
R2B9	20971520	4,9 km
R3B7	2949120	13,15 km (operationell)

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + \frac{\partial E_{kin,H}}{\partial n} + (\zeta + f)v_t + w \frac{\partial v_n}{\partial z} = -c_p \theta_v \frac{\partial \Pi}{\partial n} + F(v_n), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v}_H \cdot \nabla w + w \frac{\partial w}{\partial z} = -c_p \theta_v \frac{\partial \Pi}{\partial z} - g, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \rho) = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{R_d}{c_v} \frac{\Pi}{\rho \theta_v} \nabla \cdot (\vec{v} \rho \theta_v) = \hat{Q}, \quad (3.6)$$

$$\text{mit} \quad \Pi = \left( \frac{R_d}{p_{00}} \rho \theta_v \right)^{R_d/c_v}. \quad (3.7)$$

Die prognostischen Größen von ICON sind die horizontale Windgeschwindigkeit normal zu den Dreiecksseiten  $v_n$ , die Vertikalgeschwindigkeit  $w$ , die Dichte  $\rho$  und die virtuelle potentielle Temperatur  $\theta_v$ . Weitere Größen sind der dreidimensionale Windvektor  $\vec{v}$ , der horizontale Windvektor  $\vec{v}_H$ , die horizontale Windgeschwindigkeit tangential zu den Dreiecksseiten  $v_t$ , die Zeit  $t$ , die Höhe  $z$ , die vertikale Komponente der Wirbelstärke  $\zeta$ , der Coriolisparameter  $f$ , der horizontale Anteil der kinetischen Energie  $E_{kin,H}$ , die Exnerfunktion  $\Pi$ , die spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck  $c_p$  und bei konstantem Volumen  $c_v$ , die Gaskonstante trockener Luft  $R_d$ , die Schwerebeschleunigung  $g$  und der Referenzdruck  $p_{00} = 1000$  hPa.  $\frac{\partial}{\partial n}$  bezeichnet die horizontale Ableitung normal zu einer Dreiecksseiten.  $F(v_n)$  sind Quellterme für horizontalen Impuls und  $\hat{Q}$  sind diabatische Wärmequellterme.

## 3.2. Grundgleichungen des ART-Moduls

Im Zuge dieser Arbeit wurde das Modellsystem ICON-ART um ein Aerosolmodul erweitert, basierend auf der erweiterten Version von MADEsoot (Modal Aerosol Dynamics Model for Europe, extended by soot, Vogel et al., 2009), die bereits in COSMO-ART verwendet wird. Bei der Portierung des Aerosolmoduls von COSMO-ART zu ICON-ART habe ich mit neuen Strukturen für die verschiedenen Moden wesentliche Änderungen eingeführt. Dies erlaubt eine weitaus flexiblere Handhabung der Aerosolbeschreibung im Modell. Eine Zusammenfassung des neuen Konzeptes befindet sich in Anhang A. In den folgenden Abschnitten werden die grundlegenden Gleichungen des Aerosolmoduls zusammengefasst und die Parametrisierungen für die verschiedenen Prozesse beschrieben. Es wird das auf die Luftdichte bezogene baryzentrische Mittel verwendet:

$$\widehat{\Psi} = \frac{\overline{\rho\Psi}}{\bar{\rho}}, \quad (3.8)$$

wobei  $\Psi$  eine (massen-)spezifische Variable ist. Variablen mit einem Balken (z.B.  $\bar{\rho}$ ) sind Reynolds-gemittelt. Die Abweichung vom baryzentrischen Mittel,  $\Psi''$ , ist durch  $\Psi'' = \Psi - \widehat{\Psi}$  gegeben. Die totale zeitliche Ableitung lässt sich als

$$\frac{\widehat{d}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \widehat{\vec{v}} \cdot \nabla \quad (3.9)$$

ausdrücken, wobei  $\widehat{\vec{v}}$  das baryzentrische Mittel der (dreidimensionalen) Geschwindigkeit beschreibt. Die Kontinuitätsgleichung lautet somit

$$\frac{\widehat{d}\bar{\rho}}{dt} = -\bar{\rho}\nabla \cdot \widehat{\vec{v}}. \quad (3.10)$$

Die Größenverteilung des Aerosols wird durch mehrere Log-Normalverteilungen beschrieben. Als prognostische Größen werden baryzentrische Mittel der (massen-)spezifischen Anzahl  $\widehat{\Psi}_{0,l}$  und des Massenmischungsverhältnisses  $\widehat{\Psi}_{3,l}$  verwendet (die Indizes 0

und 3 werden aufgrund der Proportionalität zu den entsprechenden Momenten der Verteilung gewählt). Diese werden mittels Gleichung 3.8 gebildet, indem für die massenspezifische Größe  $\Psi$  das Verhältnis der Anzahlkonzentration  $N_l$  der Mode  $l$  zur Luftdichte  $\bar{\rho}$  verwendet wird. Dasselbe gilt für die Massenkonzentration  $M_l$ :

$$\widehat{\Psi}_{0,l} = \frac{\overline{\rho \frac{N_l}{\rho}}}{\bar{\rho}} = \frac{\bar{N}_l}{\bar{\rho}}, \quad (3.11)$$

$$\widehat{\Psi}_{3,l} = \frac{\overline{\rho \frac{M_l}{\rho}}}{\bar{\rho}} = \frac{\bar{M}_l}{\bar{\rho}}. \quad (3.12)$$

Neben der spezifischen Anzahl (bzw. dem Massenmischungsverhältnis) werden die Log-Normalverteilungen durch die Formparameter Mediandurchmesser und Standardabweichung beschrieben. Die Mediandurchmesser der Anzahlverteilung der verschiedenen Moden,  $d_{0,l}$ , sind diagnostische Variablen und lassen sich aus  $\widehat{\Psi}_{0,l}$ ,  $\widehat{\Psi}_{3,l}$  und der Partikeldichte  $\rho_p$  berechnen:

$$d_{0,l} = \sqrt[3]{\frac{\widehat{\Psi}_{3,l}}{\frac{\pi}{6} \cdot \rho_p \cdot \exp\left(\frac{9}{2} \cdot \ln^2 \sigma_l\right) \cdot \widehat{\Psi}_{0,l}}}. \quad (3.13)$$

Die Standardabweichungen der Größenverteilungen  $\sigma_l$  werden konstant gehalten. Durch die prognostische Beschreibung von Anzahl und Masse kann sich die Größenverteilung ändern, wenn sich das Verhältnis von Anzahl- zu Massenkonzentration ändert. Zum Beispiel sedimentieren größere Partikel schneller als kleinere Partikel, da das Verhältnis von Masse zu aerodynamischem Widerstand größer ist. Für die prognostische Beschreibung von Anzahl- und Massenkonzentration bedeutet dies, dass die Massenkonzentration durch Sedimentation überproportional abnimmt und somit auch die Mediandurchmesser abnehmen.

### 3.2.1. Gleichungen für spezifische Anzahlen

Die (massen-)spezifische Anzahl  $\widehat{\psi}_{0,l}$  von Aerosolpartikeln der Mode  $l$  mit Durchmesser  $d_p$  wird durch eine Log-Normalverteilung gegeben:

$$\widehat{\psi}_{0,l}(\ln d_p) = \frac{\widehat{\Psi}_{0,l}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \ln \sigma_l}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln d_p - \ln d_{0,l})^2}{2 \cdot \ln^2 \sigma_l}\right). \quad (3.14)$$

Die Form der Größenverteilung wird neben  $\widehat{\Psi}_{0,l}$  durch zwei Parameter beschrieben, der Standardabweichung  $\sigma_l$  und dem Mediandurchmesser  $d_{0,l}$ . Die räumliche und zeitliche Entwicklung der spezifischen Anzahlen wird durch die Diffusionsgleichung beschrieben:

$$\begin{aligned} \frac{\widehat{d}\widehat{\Psi}_{0,l}}{\widehat{\rho} dt} &= -\nabla \cdot \overline{(\rho \widehat{v}'' \Psi_{0,l}'')} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left( v_{\text{sed},0,l} \widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{0,l} \right) - W_{0,l} + E_{0,l}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

wobei  $\nabla \cdot \overline{(\rho \widehat{v}'' \Psi_{0,l}'')}$  den turbulenten Fluss der spezifischen Anzahl der Mode  $l$ ,  $W_{0,l}$  die Verlustrate durch nasse Deposition und  $E_{0,l}$  die Emissionrate bezeichnet.  $v_{\text{sed},0,l}$  ist die Sedimentationsgeschwindigkeit der Anzahlverteilung. Diese Form der Diffusionsgleichung enthält keine Terme für die Koagulation von Partikeln und die Neubildung von Partikeln durch Nukleation. Dies liegt daran, dass der Fokus dieser Arbeit auf primären, natürlichen Aerosolen liegt und die Bildung von sekundärem Aerosol noch nicht in ICON-ART realisiert ist. Des Weiteren enthält ICON-ART für die nasse Deposition das Einfangen von Aerosolpartikeln durch Niederschlag, nicht jedoch das Auswaschen von Wolkenkondensationskeimen und Eiskeimen. Mittels Gleichung 3.9 und Gleichung 3.10 lässt sich Gleichung 3.15 in der sogenannten Flussform schreiben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \left( \widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{0,l} \right)}{\partial t} &= -\nabla \cdot \left( \widehat{v} \widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{0,l} \right) - \nabla \cdot \overline{(\rho \widehat{v}'' \Psi_{0,l}'')} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left( v_{\text{sed},0,l} \widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{0,l} \right) - W_{0,l} + E_{0,l}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

### 3.2.2. Gleichungen für Massenmischungsverhältnisse

Das Massenmischungsverhältnis  $\widehat{\psi}_{3,l}$  von Aerosolpartikeln der Mode  $l$  mit Durchmesser  $d_p$  wird durch eine Log-Normalverteilung beschrieben:

$$\widehat{\psi}_{3,l}(\ln d_p) = \frac{\widehat{\Psi}_{3,l}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \ln \sigma_l}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln d_p - \ln d_{3,l})^2}{2 \cdot \ln^2 \sigma_l}\right), \quad (3.17)$$

wobei  $d_{3,l}$  den Mediandurchmesser bezüglich der Massenverteilung der Mode  $l$  bezeichnet. Die Mediandurchmesser lassen sich mittels der Standardabweichung aus dem jeweils anderen berechnen (Seinfeld und Pandis, 2012):

$$\ln d_{3,l} = \ln d_{0,l} + 3 \cdot \ln^2 \sigma_l \quad (3.18)$$

Analog zur den spezifischen Anzahlen wird die Diffusionsgleichung für Massenmischungsverhältnisse  $\widehat{\Psi}_{3,l}$  in der Flussform ausgedrückt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{3,l})}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\widehat{v} \widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{3,l}) - \nabla \cdot (\overline{\rho \widehat{v}'' \Psi_{3,l}''}) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} (v_{\text{sed},3,l} \widehat{\rho} \widehat{\Psi}_{3,l}) - W_{3,l} + E_{3,l}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

wobei  $\nabla \cdot (\overline{\rho \widehat{v}'' \Psi_{3,l}''})$  den turbulenten Fluss des Massenmischungsverhältnisses der Mode  $l$  beschreibt.  $v_{\text{sed},3,l}$  bezeichnet die Sedimentationsgeschwindigkeit der Massenverteilung,  $W_{3,l}$  die Verlustrate durch nasse Deposition und  $E_{3,l}$  die Emissionsrate. Für diese Diffusionsgleichung für Massenmischungsverhältnisse gelten ähnliche Einschränkungen wie für die Diffusionsgleichung für spezifische Anzahlen (Gleichung 3.16). Die Bildung von sekundärem Aerosol ist noch nicht in ICON-ART realisiert und somit werden die Prozesse Kondensation und Nukleation auch nicht in dieser Gleichung aufgeführt.

### 3.3. Advektion

Die zeitliche Änderung durch Advektion einer massenspezifischen Variable  $\widehat{\Psi}$  wird in der Flussform durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\left. \frac{\partial \widehat{\rho} \widehat{\Psi}}{\partial t} \right|_{adv} = -\nabla \cdot (\widehat{\rho} \widehat{\Psi} \widehat{v}) \quad (3.20)$$

Eine effiziente und genaue numerische Lösung dieser Gleichung ist schwierig. Daher wird Gleichung 3.20 in zwei einfacher zu lösende Komponenten aufgeteilt, einer Komponente in horizontaler Richtung und einer Komponente in vertikaler Richtung. Für die Lösung der einzelnen Komponenten werden unterschiedliche Verfahren verwendet. Daraus resultiert dann:

$$\left. \frac{\partial \widehat{\rho} \widehat{\Psi}}{\partial t} \right|_{adv} = - \left( \nabla_H \cdot (\widehat{\rho} \widehat{\Psi} \widehat{v}_H) + \frac{\partial}{\partial z} \cdot (\widehat{\rho} \widehat{\Psi} w) \right), \quad (3.21)$$

wobei  $\vec{v}_H$  der horizontale Windvektor und  $w$  der vertikale Wind ist. Die Zeitintegration wird nacheinander abgehandelt. Bei ungeraden Zeitschritten wird zunächst die Änderung durch die Vertikaladvektion berechnet. Die aktualisierten Felder werden dann verwendet um die Horizontaladvektion zu berechnen. Bei geraden Zeitschritten wird die Reihenfolge vertauscht, um den Fehler, der durch das Aufteilen der Advektion entsteht, zu verringern. Gleichung 3.21 wird mittels des Finite-Volumen-Verfahrens gelöst (siehe Abschnitt 3.3.1 und Abschnitt 3.3.2).

Das Advektionsschema von ICON ist massenerhaltend. Außerdem werden lineare Korrelationen erhalten sofern ein monotoner Flusslimiter verwendet wird (siehe Abschnitt 3.3.3). Dies ist insbesondere für die Ausbreitung von Aerosolpartikeln wie sie in ICON-ART umgesetzt ist von Bedeutung, da sich somit der diagnostische Mediandurchmesser (siehe Gleichung 3.13) nicht durch reinen Transport verändert.

#### 3.3.1. Horizontaladvektion

Das horizontale Advektionsschema von ICON ist ein Finite-Volumen Flussform Semi-Lagrange Schema (Finite-Volume Flux Form Semi-Lagrangian, FV-FFSL). An dieser Stelle werden lediglich die

Grundlagen beschrieben, eine ausführlichere Beschreibung findet sich bei Miura (2007).

Der horizontale Anteil von Gleichung 3.21 wird über das gesamte Zellvolumen integriert, was bei einer horizontalen Betrachtungsweise einer Integration über die Zellfläche  $A_{cell}$  mit zellhöhengegewichteten Größen entspricht. Letzteres wird im Folgenden in der Nomenklatur nicht berücksichtigt. Daraus ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{A_{cell}} \widehat{\rho\Psi} \, dA = - \iint_{A_{cell}} \nabla_H \cdot (\widehat{\rho\Psi} \widehat{v}_H) \, dA, \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{A_{cell}} \widehat{\rho\Psi} \, dA = - \oint_{\partial A_{cell}} (\widehat{\rho\Psi} \widehat{v}_H) \cdot \vec{n} \, dS_{cell}. \quad (3.23)$$

Für Gleichung 3.23 wurde das Integral über die Fläche nach dem Integralsatz von Gauß zu einem Integral über die Zellränder  $S_{cell}$  umgeformt. Mittels einer Integration über die Zeit erhält man den Wert von  $\widehat{\rho\Psi}$  zum nächsten Zeitschritt  $t_1 = t_0 + \Delta t$ .

$$(\widehat{\rho\Psi})^{t_1} = (\widehat{\rho\Psi})^{t_0} - \int_{t_0}^{t_1} \oint_{\partial A_{cell}} [(\widehat{\rho\Psi} \widehat{v}_H) \cdot \vec{n} \, dS_{cell}] \, dt. \quad (3.24)$$

Diese Gleichung wird auf dem Dreiecksgitter, welches von ICON verwendet wird, so gelöst, dass zunächst der Fluss durch jeden Zellrand einzeln bestimmt wird, das Integral über  $S_{cell}$  also in eine Summe mit drei Komponenten (eine pro Dreiecksseite) zerlegt wird. Zur Bestimmung des Massenflusses durch einen Zellrand wird mittels Rückwärtstrajektorien der Ausgangsbereich der Masse bestimmt. Von den Zellen, in denen der Ausgangsbereich liegt, ist lediglich die mittlere Konzentration  $\widehat{\rho\Psi}$  bekannt. Daher wird eine subskalige Verteilung ermittelt um daraus die Masse im Ausgangsbereich zu berechnen. Zur Bestimmung der subskaligen Verteilung stehen mehrere Methoden zur Verfügung, die von linearen bis zu kubischen Rekonstruktionen reichen. Eine Evaluation des horizontalen Advektionsschemas von ICON und Vergleiche mit anderen gebräuchlichen Schemata finden sich in Lauritzen et al. (2014).

### 3.3.2. Vertikaladvektion

Die Schwierigkeit bei der Diskretisierung des Vertikaladvektionsanteils von Gleichung 3.21 besteht darin, die subskalige vertikale Verteilung der prognostischen mittleren Konzentration  $\widehat{\rho\Psi}$  zu bestimmen. Dazu wird die stückweise parabelförmige Methode (Piecewise Parabolic Method, PPM) nach Colella und Woodward (1984) verwendet. Die subskalige vertikale Verteilung der mittleren Konzentration  $\widehat{\rho\Psi}$  wird durch Parabeln beschrieben. Als Bedingungen zur Berechnung der Parabelkoeffizienten gelten Stetigkeit am Ober- und Unterrand der Zelle und die Definition der mittleren Konzentration. Aus diesen Parabeln werden dann, wie beim horizontalen Schema, die ein- und ausgehenden Flüsse einer Gitterzelle bestimmt.

Das Schema ist für vergleichsweise hohe CFL-Zahlen von bis zu fünf stabil. Nicht nur die Vertikaladvektion wird mittels der PPM beschrieben, sondern auch die Sedimentation von Aerosolen innerhalb von ART. Dafür wird eine charakteristische Sedimentationsgeschwindigkeit, wie in Abschnitt 3.4.2 beschrieben, anstelle der Vertikalkomponente des Windes verwendet.

### 3.3.3. Fluss-korrigierter Transport

Advektionsschemata höherer Ordnung produzieren wellenförmige Abschneidefehler (Gibbs'sches Phänomen) während Schemata niedriger Ordnung eine hohe numerische Diffusion aufweisen. Daher haben Boris und Book (1973) den fluss-korrigierten Transport (Flux Corrected Transport, FCT) vorgeschlagen. Diese Methode vereint die Vorteile beider Ansätze mit dem Ziel, ein Schema mit einer Konvergenz höherer Ordnung zu haben, das keine Über- oder Unterschwinger produziert. Dazu wird in ICON eine Gewichtung nach Zalesak (1979) durchgeführt, die an jedem Gitterpunkt ein gewichtetes Mittel aus dem advehierten Fluss höherer Ordnung und einem Fluss niedriger Ordnung bestimmt. Die Gewichtung wird so gewählt, dass sie so nah wie möglich am Fluss höherer Ordnung liegt ohne Über- oder Unterschwinger zu produzieren. Die Schwierigkeit liegt in der Bestimmung des Gewichtungskoeffizienten, wofür es in ICON zwei Möglichkeiten zur Auswahl gibt (monotoner oder positiv-definitiver Flusslimiter). Zu betonen ist, dass nur der FCT mit monotoner Gewichtung lineare Korrelationen erhält.

## 3.4. Physikalische Parametrisierungen

Im Folgenden werden die physikalischen Parametrisierungen beschrieben, also jene Prozesse, die auf einer räumlichen oder zeitlichen Skala stattfinden, die nicht vom Modell aufgelöst wird. Dabei wird ein besonderer Fokus auf die Emissionen von Mineralstaubpartikeln gelegt. Zur Beschreibung dieser Emissionen wurde in dieser Arbeit die Parametrisierung nach Vogel et al. (2006) weiterentwickelt mit dem Ziel, sie auch für globale Anwendungen verfügbar zu machen.

### 3.4.1. Mineralstaubemissionen

Mineralstaubpartikel, die klein genug sind um für atmosphärischen Transport zur Verfügung zu stehen, erfahren am Boden Kohäsionskräfte, die von aerodynamischen Kräften überschritten werden (Kok et al., 2014). Mineralstaubaerosol, welches sich in der Atmosphäre nachweisen lässt, kann somit nicht durch direkte Emission in die Atmosphäre gelangt sein. Größere Partikel (Durchmesser  $> 60 \mu\text{m}$ , Zender et al., 2003) hingegen können von aerodynamischen Kräften angehoben werden, fallen jedoch wieder zurück zum Boden, von wo aus sie erneut angehoben werden können. Dadurch bewegen sie sich in einer ballistischen Bahn und bilden einen sogenannten Saltationsfluss (Bagnold, 1941). Dieser Prozess wird auch als saltation bombardement (Saltationsbeschuss) bezeichnet (Shao et al., 1993). Die kinetische Energie, mit dem die Partikel auf die Oberfläche treffen, kann die Kohäsionskräfte, mit denen kleinere Partikel am Boden und auf der Oberfläche des Saltationspartikel gebunden sind, überschreiten, wodurch kleinere Partikel freigesetzt werden. Diese sind klein genug, um in der Atmosphäre transportiert zu werden. Dieser Emissionsvorgang wird auch als sandblasting (Sandstrahlen) bezeichnet (Alfaro und Gomes, 2001; Zender et al., 2003).

Als Grundlage für die Parametrisierung der Emissionen von Mineralstaubaerosol dient das Schema von Vogel et al. (2006). Dieses Schema verbindet die Parametrisierung von White (1979) für den horizontalen Saltationsfluss mit der Parametrisierung von Shao und Lu (2000) für die Grenzschubspannungsgeschwindigkeit, also der Schubspannungsgeschwindigkeit, ab der Erosion durch Wind stattfindet. Aus diesem horizontalen Saltationsfluss wird mit

der Parametrisierung von Alfaro und Gomes (2001) ein vertikaler Emissionsfluss berechnet. Die Größenverteilung des so emittierten Staubs kann je nach Boden und meteorologischer Situation variieren. Im Gegensatz zu Alfaro und Gomes (2001) findet Kok (2011) bei einer Analyse verschiedener Messungen keinen klaren Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Größenverteilung.

Das Vogel et al. (2006) Schema benötigt die Größenverteilung der Bodenpartikel als Eingabedaten. Für ICON-ART ist es, im Gegensatz zum Regionalmodell COSMO-ART, wichtig, dass diese Eingabedaten global verfügbar sind. Dazu verwende ich den HWSD-Datensatz (Harmonized World Soil Database, Nachtergaele und Batjes, 2012), der die globale Verteilung der verschiedenen Bodentypen nach der USDA (United States Department of Agriculture) Bodenklassifizierung enthält. Für jeden Bodentyp werden zwei limitierende Partikelgrößenverteilungen aus bis zu vier log-normalverteilten Moden (Index  $s$ ) nach Tabelle B1 in Shao et al. (2010) verwendet. Die Berechnung der Mineralstaubemissionen ist im Folgenden für einen einzelnen Bodentyp beschrieben. Wie sich daraus die Emissionen für ein Gitterelement, in dem mehrere verschiedene Bodentypen vorkommen, berechnen lassen, wird weiter unten in Abschnitt 3.4.1 erläutert. Wie bereits erwähnt werden zwei limitierende Partikelanzahlgrößenverteilungen, minimal ( $n_{s,m}$ ) und voll dispergiert ( $n_{s,f}$ ), verwendet. Der minimal dispergierte Zustand tritt bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, also geringer Erosion, auf. Erhöht sich die Windgeschwindigkeit und somit die Erosion, brechen Aggregate, also größere Verbände von Bodenpartikeln, auf und die Partikelanzahlgrößenverteilung  $n_s$  verschiebt sich hin zu kleineren Partikeln (Shao, 2001):

$$n_s(d_{ps}) \rightarrow n_{s,m}(d_{ps}) \quad \text{schwache Erosion,} \quad (3.25)$$

$$n_s(d_{ps}) \rightarrow n_{s,f}(d_{ps}) \quad \text{starke Erosion,} \quad (3.26)$$

wobei  $d_{ps}$  den Durchmesser der Bodenpartikel bezeichnet. Die tatsächliche Partikelanzahlgrößenverteilung  $n_s$  lässt sich mittels der Partikelanzahlgrößenverteilungen minimal dispergierten Bodens  $n_{s,m}$  und voll dispergierten Bodens  $n_{s,f}$  beschreiben (Shao, 2001):

$$n_s(d_{ps}) = \gamma_{disp} \cdot n_{s,m}(d_{ps}) + (1 - \gamma_{disp}) \cdot n_{s,f}(d_{ps}) \quad (3.27)$$

$$\text{mit} \quad \gamma_{disp} = e^{-0,5 \cdot (u_* - u_{*,min})^3}. \quad (3.28)$$

$u_*$  bezeichnet die Schubspannungsgeschwindigkeit und  $u_{*,min}$  den globalen Minimalwert (im mathematischen Sinne) der Grenzschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*t}(d_{ps})$ . Unterhalb von  $u_{*t}(d_{ps})$  ist keine Emission möglich. Sowohl  $u_{*t}(d_{ps})$  als auch  $u_{*,min}$  enthalten Korrekturfaktoren für Bodenfeuchte und -rauigkeit, auf die später näher eingegangen wird. Im Gegensatz dazu bezeichnen  $u_{*ts}(d_{ps})$  und  $u_{*ts,min}$  die entsprechenden unkorrigierten Größen. Die Grenzschubspannungsgeschwindigkeit ist durch das Gleichgewicht aus aerodynamischen Kräften und Kohäsionskräften definiert (Marticorena und Bergametti, 1995) und ist der Wert der Schubspannungsgeschwindigkeit, ab der Erosion durch Wind stattfindet. Shao und Lu (2000) berechnen die Grenzschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*ts}$  bei einem Durchmesser  $d_{ps}$  anhand des Drehmomentgleichgewichts aus Reibung, Gravitation, Kohäsion und Auftrieb und erhalten:

$$u_{*ts}(d_{ps}) = \sqrt{A_n \cdot \left( \frac{\rho_{soil}}{\rho} \cdot g \cdot d_{ps} + \frac{\gamma_n}{\rho \cdot d_{ps}} \right)}, \quad (3.29)$$

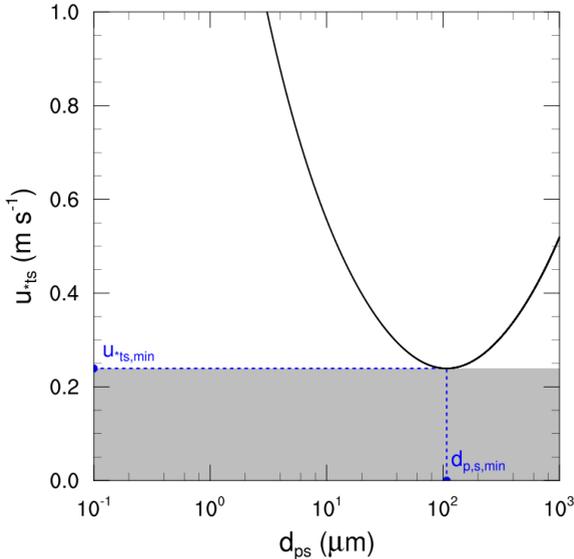
wobei  $A_n = 0,0123$  und  $\gamma_n = 3 \cdot 10^{-4} \text{ kg s}^{-2}$ .  $\rho_{soil} = 1500 \text{ kg m}^{-3}$  ist die Dichte des Bodens und  $g$  die Gravitationsbeschleunigung. Aus Gleichung 3.29 lässt sich eine minimale Grenzschubspannung, unterhalb der keine Mineralstaubemissionen möglich sind, berechnen:

$$\begin{aligned} u_{*ts,min} &= u_{*ts}(d_{ps,min}) \\ &= \sqrt{A_n \cdot \left( \frac{\rho_{soil}}{\rho} \cdot g \cdot d_{ps,min} + \frac{\gamma_n}{\rho \cdot d_{ps,min}} \right)}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Der Durchmesser der Partikel, bei dem die Grenzschubspannung ihr Minimum aufweist, kann mittels Gleichung 3.30 berechnet werden:

$$d_{ps,min} = \sqrt{\frac{\gamma_n}{\rho_{soil} \cdot g}}. \quad (3.31)$$

Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf der Funktion für die Grenzschubspannungsgeschwindigkeit, wie sie in ICON-ART verwendet wird. In dem Bereich unterhalb  $u_{*ts,min}$ , verdeutlicht durch die graue Schattierung, ist, unabhängig von der Größenverteilung der Partikel, keine Mineralstaubemission möglich.



**Abbildung 3.1.:** Verlauf der Funktion für die Grenzschubspannungsgeschwindigkeit. Das Minimum ist in blau markiert. Im Bereich unterhalb des Minimums ist, unabhängig von der Größenverteilung der Partikel, keine Mineralstaubemission möglich (graue Schattierung).

Um den Einfluss von Bodenfeuchte und Rauigkeitselementen auf Mineralstaubemissionen zu berücksichtigen, werden zwei Korrekturfaktoren ( $f_\eta$  für Bodenfeuchte und  $f_{z0}$  für Rauigkeitselemente) eingeführt. Damit wird aus  $u_{*ts}$  ( $u_{*ts,min}$ ) eine korrigierte Größe  $u_{*t}$  ( $u_{*t,min}$ ) berechnet, die im Folgenden zur Berechnung der Mineralstaubemissionen verwendet wird.

$$u_{*t} = f_\eta \cdot f_{z0} \cdot u_{*ts} \quad (3.32)$$

$$u_{*t,min} = f_\eta \cdot f_{z0} \cdot u_{*ts,min} \quad (3.33)$$

Für den Korrekturfaktor für Rauigkeitselemente wird die Korrektur von Raupach (1993) verwendet:

$$f_{z0} = \sqrt{1 - 0,5 \cdot \lambda_{z0} \cdot \sqrt{1 + 0,5 \cdot 90 \cdot \lambda_{z0}}} \quad (3.34)$$

$$\text{mit } \lambda_{z0} = -0,35 \cdot \ln(1 - p_{PC}), \quad (3.35)$$

wobei  $p_{PC}$  der prozentuale Pflanzenbedeckungsgrad ist. Um den Einfluss der Bodenfeuchte zu berücksichtigen, wird die Korrektur von Fécan et al. (1998) verwendet:

$$f_{\eta} = \sqrt{1 + 1,21 \cdot (\eta - \eta')^{0,68}} \quad (3.36)$$

$$\text{mit } \eta' = a_z \cdot (0,0014 \cdot p_{\text{clay}}^2 + 0,17 \cdot p_{\text{clay}}), \quad (3.37)$$

wobei  $\eta$  der gravimetrische Bodenwassergehalt in % und  $\eta'$  ein Minimalwert von  $\eta$  ist.  $a_z = 5$  ist ein Faktor, der von Zender et al. (2003) eingeführt wurde, um eine zu hohe Modellbodenfeuchte  $\eta$  in einem Globalmodell zu kompensieren. Analog dazu berichten Deetz et al. (2016) für das Regionalmodell COSMO-ART von einer Korrektur der zu hohen Bodenfeuchte für die Mineralstaubemissionen. In ICON-ART zeigt sich dies auch, weshalb hier der Korrekturfaktor von Zender et al. (2003) verwendet wird. Die Berechnung des prozentualen Anteils von Ton im Boden,  $p_{\text{clay}}$ , wird in Abschnitt 3.4.1 näher erläutert.

Der horizontale Saltationsfluss lässt sich nach White (1979) in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit für einen bestimmten Durchmesser berechnen:

$$F_h(d_{ps}) = C_{white} \cdot \frac{\rho}{g} u_*^3 \cdot \left(1 + \frac{u_{*t}(d_{ps})}{u_*}\right) \cdot \left(1 - \frac{u_{*t}^2(d_{ps})}{u_*^2}\right), \quad (3.38)$$

wobei  $C_{white}$  dazu genutzt werden kann, den Emissionsfluss an Messungen anzupassen. Der gesamte horizontale Saltationsfluss  $F_{th}$  lässt sich dann mittels einer Integration über alle Saltationspartikelgrößen gewichtet mit deren Querschnittsfläche berechnen (Vogel et al., 2006):

$$F_{th} = \delta_{ero} \cdot \sum_{s=1}^4 \int_{-\infty}^{\infty} F_h(d_{ps}) \cdot \frac{\frac{\pi}{4} d_{ps}^2 \cdot n_s(d_{ps})}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{4} d_{ps}^2 \cdot n_s(d_{ps}) d \ln d_{ps}} d \ln d_{ps}, \quad (3.39)$$

wobei  $\delta_{ero}$  den Anteil erodierbarer Fläche beschreibt, der später in Abschnitt 3.4.1 beschrieben wird. Im Gegensatz zu Vogel et al. (2006) wird bei der Größenverteilung der Bodenpartikel  $n_s(d_{ps})$  der Erosionszustand des Bodens mittels Gleichung 3.27 berücksichtigt.

Der horizontale Saltationsfluss führt dazu, dass beim Aufprall von Saltationspartikeln Aerosolpartikel aus dem Boden oder von der Oberfläche der Saltationspartikel selbst freigesetzt werden. Um den Fluss zu bestimmen, wird der Ansatz von Alfaro und Gomes (2001) verwendet. Dieser fordert, dass die Bindungsenergie der Partikel durch die kinetische Energie des Aufpralls überschritten werden muss. Für die Bindungsenergie wird hierbei angenommen, dass sie mit zunehmender Partikelgröße abnimmt. Dies führt letztendlich zu folgender Beziehung zwischen Saltationsfluss  $F_h(d_{ps})$  und Emissionsfluss der Aerosolmode  $l$  (Alfaro und Gomes, 2001):

$$F_{v,l}(d_{ps}) = \frac{\pi}{6} \cdot \rho_p \cdot d_{3,l}^3 \cdot \frac{p_l(d_{ps}) \cdot \beta_{kin} \cdot F_h(d_{ps})}{e_l}, \quad (3.40)$$

mit  $\beta = 163 \text{ m s}^{-2}$ . Dabei ist das Produkt  $\beta_{kin} \cdot F_h(d_{ps})$  die kinetische Energie der Saltationspartikel und  $e_l$  die Bindungsenergie der Partikel der Mode  $l$ .  $p_l$  bezeichnet den Anteil der kinetischen Energie, der aufgewandt wird um Partikel der Mode  $l$  freizusetzen. Die Werte von  $p_l$  setzen sich aus den Bindungsenergien der einzelnen Moden zusammen und sind in Alfaro und Gomes (2001), Tabelle 2, gelistet. Diese sind so gewählt, dass bei einer niedrigen kinetischen Energie zunächst nur grobe Partikel freigesetzt werden und sobald die Bindungsenergie der feinen Partikel überschritten ist, diese auch freigesetzt werden. Eine Integration von Gleichung 3.40 über alle Saltationspartikelgrößen, gewichtet mit der Querschnittsfläche der Partikel, ergibt den totalen Emissionsfluss der Mode  $l$ :

$$F_{tv,l} = \sum_{s=1}^4 \int_{-\infty}^{\infty} F_{v,l}(d_{ps}) \cdot \frac{\delta_{ero} \cdot d_{ps}^2 \cdot n_s(d_{ps})}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{4} \cdot d_{ps}^2 \cdot n_s(d_{ps}) d \ln d_{ps}} d \ln d_{ps} \quad (3.41)$$

Wie auch beim totalen horizontalen Emissionsfluss wird durch  $n_s(\ln d_{ps})$  der Erosionszustand des Bodens berücksichtigt (Gleichung 3.27). Gleichung 3.41 gilt lediglich für einen spezifischen Bodentyp. Später in Abschnitt 3.4.1 ist erklärt, wie die Mineralstaubemissionen in einem Gitterelement, das unterschiedliche Bodentypen enthält, berechnet wird. Für das Integral im Nenner von Gleichung 3.39 und Gleichung 3.41 lässt sich eine analytische Lösung angeben:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{4} d_{ps}^2 \cdot n_s(d_{ps}) d \ln d_{ps} = \frac{3}{2\rho_p} \cdot \frac{M_s}{d_{3,s}} \cdot \exp\left(\frac{\ln^2 \sigma_s}{2}\right), \quad (3.42)$$

wobei  $M_s$  die Gesamtmassenkonzentration,  $d_{3,s}$  der Median-durchmesser bezogen auf die Masse und  $\sigma_s$  die Standardabweichung der Log-Normalverteilung der Bodenpartikel sind.

## Bodentypen

Wie zuvor beschrieben, benötigt das Mineralstaubemissionsschema mehrere Eingabegrößen, die kennzeichnend für den Boden sind. Um eine globale Verfügbarkeit dieser Parameter zu ermöglichen, wird der HWSO-Datensatz (Nachtergaele und Batjes, 2012) verwendet. Dieser Datensatz liefert die globale Verteilung der Bodentypen, wie sie nach USDA-Taxonomie definiert sind. Einen Überblick über die Bodentypen und die im Folgenden dafür verwendeten Abkürzungen gibt Tabelle 3.2.

Für jeden Bodentyp habe ich einen spezifischen, konstanten Tongehalt  $p_{clay}$  anhand des USDA-Bodentextur-Dreiecks festgelegt. Dieser Tongehalt wird vom Mineralstaubemissionsschema dazu verwendet, den minimalen Bodenwassergehalt mittels Gleichung 3.37

**Tabelle 3.2.:** Tongehalt der verschiedenen Bodentypen. Die Werte stammen aus dem USDA-Bodentextur-Dreieck (USDA soil texture triangle).

Bodentyp	USDA Name	Abkürzung	$p_{clay}$
Ton (schwer)	Heavy clay	HCLA	100 %
Ton (leicht)	Light clay	LCLA	80 %
Schluffiger Ton	Silty clay	SILC	50 %
Sandiger Ton	Sandy clay	SCLA	45 %
Schluffiger Ton-Lehm	Silty clay loam	SICL	30 %
Ton-Lehm	Clay loam	CLOA	30 %
Sandiger Ton-Lehm	Sandy clay loam	SCLO	30 %
Lehm	Loam	LOAM	15 %
Schluffiger Lehm	Silt loam	SILO	10 %
Sandiger Lehm	Sandy loam	SLOA	10 %
Schluff	Silt	SILT	5 %
Lehmiger Sand	Loamy sand	LSAN	5 %
Sand	Sand	SAND	5 %

zu berechnen. Die Werte von  $p_{clay}$  sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Der HWS-Datensatz liegt in einer vergleichsweise feinen Gitterweite von 30 Bogensekunden (ca. 900 m in Äquatornähe) vor. Um die Informationen dieses hochaufgelösten Gitters in einer Modellsimulation mit ICON-ART (typische Gitterweiten von 3 km bis 80 km) nicht zu verlieren, werden die Beiträge der  $i = 13$  Bodentypen zu einem Gitterelement,  $f_{bt,i}$ , verwendet. Dabei gilt

$$\sum_{i=1}^{13} f_{bt,i} = 1. \quad (3.43)$$

Damit kann für ein Gitterelement ein mittlerer Tongehalt  $p_{clay}$  aus den Tongehalten der einzelnen Bodentypen  $p_{clay,i}$  berechnet werden:

$$p_{clay} = \sum_{i=1}^{13} f_{bt,i} \cdot p_{clay,i} \quad (3.44)$$

Daraus abgeleitet kann ein mittlerer minimaler Bodenwassergehalt mit Gleichung 3.37 berechnet werden. Wie zuvor erwähnt, wurde Gleichung 3.41 aus Übersichtlichkeitsgründen nur für einen

einzelnen Bodentyp formuliert. Um mehrere Bodentypen in einem Gitterelement zu berücksichtigen, wird die Mineralstaubemission nach Gleichung 3.41 für jeden Bodentyp getrennt berechnet, woraus man die Mineralstaubemission eines Bodentyps  $i$ ,  $F_{tv,l,i}$ , erhält. Danach wird durch Wichtung mit  $f_{bt,i}$  die Gesamtmineralstaubemission  $F_{tv,l}$  des Gitterelements berechnet:

$$F_{tv,l} = \sum_{i=1}^{13} f_{bt,i} \cdot F_{tv,l,i} \quad (3.45)$$

Die Berechnung der Mineralstaubemissionen verschiedener Bodentypen,  $F_{tv,l,i}$ , unterscheiden sich durch die individuellen Größenverteilungen  $n_s(d_{ps})_i$  der Bodenpartikel. Sie unterscheiden sich nicht im Tongehalt des Bodens  $p_{clay}$  und somit auch nicht im minimalen Bodenwassergehalt  $\eta'$ . Das liegt daran, dass der verwendete Bodenwassergehalt  $\eta$  eine mittlere Größe für das Gitterelement ist und somit zur Berechnung der Bodenfeuchtekorrektur (Gleichung 3.36) auch eine mittlere Größe für  $\eta'$  für das Gitterelement verwendet werden sollte. Für die Partikelmassengrößenverteilungen  $m_s(d_{ps})_i$  der verschiedenen Böden werden die Werte von Shao et al. (2010), Tabelle B1, verwendet (aus welchen sich  $n_s(d_{ps})_i$  berechnen lässt). Manchen Bodentypen liegen dabei dieselben Partikelgrößenverteilungen zugrunde:

$$\begin{aligned} m_s(d_{ps})_{SAND} &= m_s(d_{ps})_{LSAN} = m_s(d_{ps})_{SILT} \\ m_s(d_{ps})_{LOAM} &= m_s(d_{ps})_{CLOA} = m_s(d_{ps})_{SICL} \\ m_s(d_{ps})_{SILC} &= m_s(d_{ps})_{HCLA} = m_s(d_{ps})_{LCLA} \\ m_s(d_{ps})_{SILO} &= m_s(d_{ps})_{SCLO}, \end{aligned}$$

Eine Größenverteilung für Schluff,  $m_s(d_{ps})_{SILT}$ , ist in (Shao et al., 2010) nicht angegeben, daher werden die Werte von Sand verwendet. Dies spielt für diese Arbeit allerdings keine Rolle, da es im HWSD-Datensatz keine Gebiete mit Schluff als Boden gibt.

### Anteil erodierbarer Fläche

Der Parameter  $\delta_{ero}$ , der in Gleichung 3.38 und Gleichung 3.40 verwendet wird, gibt den Anteil erodierbaren Bodens eines Gitterelements an. Es wird angenommen, dass bestimmte Landnutzungsklassen zu diesem Anteil beitragen, andere wiederum nicht. Diese

Landnutzungsklassen, die dazu beitragen, sind in Tabelle 3.3 für zwei verschiedene Landnutzungsdatensätze zusammengefasst. Für die Simulationen, die ich als Teil dieser Arbeit durchführe, wird der aktuellere GlobCover2009 Datensatz verwendet (Arino et al., 2008).  $\delta_{ero}$  berechnet sich dann aus den Anteilen der in Tabelle 3.3 aufgeführten Landnutzungsklassen  $f_{LU}$ :

$$\delta_{ero} = \sum_{i=1}^5 f_{LU,i}. \quad (3.46)$$

Als weitere Einschränkung wird  $\delta_{ero} = 0$  gesetzt, wenn in einem Gitterelement Schnee prognostiziert wird.

**Tabelle 3.3.:** Landnutzungsklassen, die zum Anteil erodierbaren Bodens  $\delta_{ero}$  beitragen. Zwei verschiedene Landnutzungsdatensätze können verwendet werden, GLC2000 (Bartholomé und Belward, 2005) und GlobCover2009 (Arino et al., 2008).

GLC2000	
Index	Name
11	Buschland, geschlossen-offen, immergrün
12	Buschland, geschlossen-offen, laubabwerfend
13	Kräuterartiger Bewuchs, geschlossen-offen
14	Spärlicher Bewuchs (Kräuter, Buschland)
19	Kahle Flächen
GlobCover2009	
Index	Name
120	Gemischtes Grasland/Wald-Buschland
130	Geschlossenes bis offenes Buschland
140	Geschlossenes bis offenes Grasland
150	Spärliche Vegetation
200	Kahle Flächen

### 3.4.2. Sedimentation

Die Sedimentation in ICON-ART wird als zusätzliche, stets abwärts gerichtete Vertikaladvektion behandelt. Die Vertikaladvektion ist so formuliert, dass sie von der Courant-Zahl unabhängig ist (Skamarock, 2006). Diese wird mit den Sedimentationsgeschwindigkeiten

für das nullte,  $v_{\text{sed},0,l}$ , und das dritte Moment,  $v_{\text{sed},3,l}$ , berechnet (Binkowski und Shankar, 1995; Riemer, 2002):

$$v_{\text{sed},0,l} = \frac{g \cdot \rho_p \cdot d_{0,l}^2}{18 \cdot \nu_{\text{air}} \cdot \bar{\rho}} \cdot \left[ \exp(2 \cdot \ln^2 \sigma_l) + 1,246 \cdot \frac{2 \cdot \lambda_{\text{air}}}{d_{0,l}} \cdot \exp\left(\frac{1}{2} \cdot \ln^2 \sigma_l\right) \right] \quad (3.47)$$

$$v_{\text{sed},3,l} = \frac{g \cdot \rho_p \cdot d_{0,l}^2}{18 \cdot \nu_{\text{air}} \cdot \bar{\rho}} \cdot \left[ \exp(8 \cdot \ln^2 \sigma_l) + 1,246 \cdot \frac{2 \cdot \lambda_{\text{air}}}{d_{0,l}} \cdot \exp\left(\frac{7}{2} \cdot \ln^2 \sigma_l\right) \right] \quad (3.48)$$

Dabei ist  $\nu_{\text{air}}$  die kinematische Viskosität und  $\lambda_{\text{air}}$  die mittlere freie Weglänge. Mit diesem Ansatz wird die Partikelgrößenabhängigkeit der Sedimentation berücksichtigt. Größere Partikel sedimentieren schneller, wodurch sich die Größenverteilung zu kleineren Durchmessern verschiebt.

### 3.4.3. Turbulente Diffusion und trockene Deposition

Ein eindimensionales, prognostisches TKE-Schema (Turbulente kinetische Energie, Raschendorfer, 2001) berechnet die Änderungsraten durch turbulente Flüsse. Da dieses Schema Teil von ICON ist, wird die zusätzliche vertikale Diffusion von ART-Komponenten mittels eines Interface (Schnittstelle) ermöglicht. Als notwendige Randbedingung wird ein Bodenfluss  $-\overline{w''\Psi_l''}$  der Mode  $l$  benötigt:

$$-\overline{w''\Psi_l''} = C_h^d |\widehat{v}_h| (\widehat{\Psi}_{a,l} - \widehat{\Psi}_{s,l}), \quad (3.49)$$

wobei  $C_h^d$  der Transportkoeffizient für Wärme,  $\widehat{v}_h$  die horizontale Windgeschwindigkeit,  $\widehat{\Psi}_{a,l}$  der Wert von  $\widehat{\Psi}_l$  in der untersten Modellschicht und  $\widehat{\Psi}_{s,l}$  ein Wert von  $\widehat{\Psi}_l$  am Boden ist. Dieser Bodenfluss wird durch den Prozess der trockenen Deposition bestimmt. Mittels der Depositionsgeschwindigkeit  $v_{\text{dep}}$  lässt sich dieser Prozess parametrisieren:

$$-\overline{w''\Psi_l''} = v_{\text{dep}}\widehat{\Psi}_l(z_R), \quad (3.50)$$

mit der Referenzhöhe  $z_R = 10 \cdot z_0$ , die aus der Rauigkeitslänge  $z_0$  abgeleitet wird.  $\widehat{\Psi}_l(z_R)$  wird mittels linearer Interpolation berechnet:

$$\widehat{\Psi}_l(z_R) = \widehat{\Psi}_{s,l} + \frac{\widehat{\Psi}_{a,l} - \widehat{\Psi}_{s,l}}{\frac{\Delta z}{2}} \cdot z_R, \quad (3.51)$$

wobei  $\Delta z$  die Schichtdicke der untersten Modellschicht ist. Aus Gleichung 3.49, Gleichung 3.50 und Gleichung 3.51 erhält man einen künstlichen Bodenwert  $\widehat{\Psi}_{s,l}$ :

$$\widehat{\Psi}_{s,l} = \widehat{\Psi}_{a,l} \left( \frac{1 - \frac{v_{\text{dep}}}{C_h^d |\widehat{v}_h|} \frac{2 \cdot z_R}{\Delta z}}{1 + \frac{v_{\text{dep}}}{C_h^d |\widehat{v}_h|} - \frac{v_{\text{dep}}}{C_h^d |\widehat{v}_h|} \frac{2 \cdot z_R}{\Delta z}} \right), \quad (3.52)$$

der dann verwendet wird, um den Bodenfluss  $-\overline{w''\Psi_l''}$  aus Gleichung 3.49 zu berechnen. Die Depositionsgeschwindigkeiten des nullten (dritten) Moments  $v_{\text{dep},0,l}$  ( $v_{\text{dep},3,l}$ ), erhält man aus (Riemer, 2002):

$$v_{\text{dep},0,l} = (r_a + r_{d,0} + r_a \cdot r_{d,0} \cdot v_{\text{sed},0,l})^{-1} + v_{\text{sed},0,l}, \quad (3.53)$$

$$v_{\text{dep},3,l} = (r_a + r_{d,3} + r_a \cdot r_{d,3} \cdot v_{\text{sed},3,l})^{-1} + v_{\text{sed},3,l}. \quad (3.54)$$

$r_a$  ist der aerodynamische Widerstand und wird in Abhängigkeit von der Schichtung aus meteorologischen Größen berechnet.  $r_{d,0}$  beziehungsweise  $r_{d,3}$  bezeichnen den Grenzschichtwiderstand des jeweiligen Moments der Verteilung, der nach Riemer (2002) aus der konvektiven Geschwindigkeit, der Schubspannungsgeschwindigkeit und dem Diffusionskoeffizienten berechnet wird.

### 3.4.4. Nasse Deposition

Eine entscheidende Senke für atmosphärische Aerosolpartikel ist die nasse Deposition durch Niederschlag. Dies geschieht auf zwei unterschiedliche Arten. Einerseits sind Aerosolpartikel als Wolkenkondensationskeime und Eiskeime notwendig für das Entstehen von Wolken. Diese Partikel können daher direkt durch Niederschlag ausgewaschen werden. Diese Senke wird von ICON-ART bisher

noch nicht berücksichtigt. Andererseits können Regentropfen während des Fallens weitere Partikel einfangen, die dadurch aus der Atmosphäre entfernt werden. ICON-ART enthält die Parametrisierung von Rinke (2008) für das Auswaschen durch Regentropfen unterhalb von Wolken.

Das Auswaschen von Partikeln durch Einfangen von Regentropfen ist als eine Funktion der Partikelgrößenverteilung und der Größenverteilung von Regentropfen parametrisiert. Für die Größenverteilung der Regentropfen wird eine Marshall-Palmer-Verteilung gewählt, wobei zwischen schwachem, mittlerem und starkem Niederschlag unterschieden wird (Lundgren et al., 2013). Um diese Unterscheidung zu treffen wird in ICON-ART, im Gegensatz zu Lundgren et al. (2013), eine höhenabhängige Niederschlagsrate verwendet. Die Parametrisierung für das Auswaschen durch Kollision mit Regentropfen berücksichtigt die Prozesse Brownsche Partikelbewegung, Trägheitsimpaktion und Interzeption. Vernachlässigt werden Thermophorese, Diffusiophorese und die Anziehung infolge elektrischer Kräfte (Rinke, 2008).

### 3.4.5. Subskaliger konvektiver Transport

Bei Maschenweiten, die gröber als 1 km sind, werden konvektive Vorgänge nicht vom Modell erfasst, da sie subskalig stattfinden. Daher ist es notwendig diese Vorgänge zu parametrisieren. Dieser Beitrag durch konvektiven Transport und Durchmischung tritt dann als zusätzlicher Term in Gleichung 3.16 und Gleichung 3.19 auf. In ICON wird operationell die Parametrisierung von Bechtold et al. (2008) verwendet. Diese ist so angepasst, dass sie auch den zusätzlichen Transport von Aerosolen und Spurengasen berechnet. Die Parametrisierung beruht auf einem Massenflussschema und berücksichtigt hochreichende, mittlere und flache Konvektion. Der konvektive Transport von Aerosolen und Spurengasen wird in der flachen und der hochreichenden Konvektion berücksichtigt.

### 3.4.6. Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen

Als Grundlage, um Wechselwirkungen zwischen Aerosol, Wolken und Niederschlag zu beschreiben, dient in ICON-ART das 2-Momenten-Schema nach Seifert und Beheng (2006a). Dieses ist in Abschnitt 2.1.1 für COSMO-ART bereits beschrieben.

Im Fokus der Modellstudie, die im Zuge dieser Arbeit mit ICON-ART durchgeführt wird, stehen Eiswolken. Daher wird im Folgenden nur der direkte Einfluss von Aerosol auf Eiswolken berücksichtigt. Der mikrophysikalische Prozess, über den Aerosol direkt Einfluss auf die Bildung von Eiswolken nimmt, ist die Nukleation. Um diesen Prozess zu beschreiben, wird die Änderung der Übersättigung in einem aufsteigenden Luftpaket betrachtet:

$$\frac{ds_i}{dt} = \alpha w(1 + s_i) - \beta \frac{dq_i}{dt}, \quad (3.55)$$

$$\alpha = \frac{l_{iv} M_w g}{c_p R T^2} - \frac{g M_a}{R T}, \quad (3.56)$$

$$\beta = \frac{p M_a}{e_i^0 M_w} + \frac{l_{iv}^2 M_w}{c_p R T^2}, \quad (3.57)$$

mit der Übersättigung über Eis  $s_i$ , dem Massenmischungsverhältnis von Wolkeneis  $q_i$ , dem Sättigungsdampfdruck über Eis  $e_i^0$ , der Sublimationsenthalpie  $l_{iv}$ , der molaren Masse von Wasser  $M_w$  und der molaren Masse von Luft  $M_a$ . Die Sättigung  $S_i$  ist durch das Verhältnis von Wasserdampfdruck  $e_i$  zum Sättigungsdampfdruck  $e_i^0$  gegeben, woraus sich die Übersättigung ableiten lässt:

$$S_i = \frac{e_i}{e_i^0} \quad (3.58)$$

$$s_i = S_i - 1 \quad (3.59)$$

Gleichung 3.55 beschreibt zwei Vorgänge, von denen die Übersättigung über Eis bei einem aufsteigenden Luftpaket beeinflusst wird. Der Term  $\alpha w(1 + s_i)$  beschreibt die adiabatische Abkühlung anhand der vorherrschenden Vertikalgeschwindigkeit. Steigt das Luftpaket an, kühlt es sich ab, wodurch die Übersättigung erhöht wird. Der zweite Term,  $\beta \frac{dq_i}{dt}$ , wirkt dem entgegen. Er beschreibt den Verlust an verfügbarem Wasserdampf durch Kondensation.

Bei der Bildung von Eispartikeln spielen zwei Prozesse eine Rolle, das homogene und das heterogene Gefrieren. Das homogene Gefrieren flüssiger Aerosolpartikel findet bei Temperaturen unterhalb von 235 K statt. Die Nukleationsrate hängt dabei nur von Temperatur, Übersättigung über Eis und der Aerosolgrößenverteilung ab, nicht jedoch von den chemischen Eigenschaften des gelösten

Aerosols (Koop et al., 2000). Wird eine kritische Übersättigung  $s_{hom}$  erreicht, setzt Nukleation ein. Typische Werte für  $s_{hom}$  liegen im Bereich von 40 % - 80 %. Gleichzeitig wird, wie durch den zweiten Term in Gleichung 3.55 beschrieben, Übersättigung abgebaut. Beim homogenen Gefrieren ist die Nukleationsrate typischerweise sehr hoch, wodurch sehr schnell, sehr viele Partikel nukleieren und somit auch die Übersättigung sehr schnell wieder abgebaut wird. Die maximal erreichte Übersättigung  $s_{max}$  ist daher kaum höher als die kritische Übersättigung, wodurch in erster Näherung von  $s_{max} \approx s_{hom}$  ausgegangen werden kann. Die zeitliche Skala, auf der sich dieser Prozess abspielt, wird von Wettervorhersage- und Klimamodellen nicht aufgelöst. Daher wird  $s_{max}$  parametrisiert. In ICON-ART geschieht dies als Teil der Parametrisierung von Barahona und Nenes (2008). Dazu wird die Formel von Koop et al. (2000) für eine konstante Nukleationsrate  $J(s_{max}) = 10^{16} s^{-1} m^{-3}$  verwendet. Daraus wird dann der Anteil nukleierter Eispartikel berechnet.

Der zweite Prozess der Bildung von Eispartikeln ist das heterogene Gefrieren, das mit Beteiligung von festen Aerosolpartikeln stattfindet. Die Oberflächen fester Aerosolpartikel bieten günstige Eisnukleationsbedingungen. Dies äußert sich darin, dass das Gefrieren einerseits bei Temperaturen stattfinden kann, die deutlich über 235 K liegen. Andererseits sind die Übersättigungen, die dafür benötigt werden, niedriger als  $s_{hom}$ . Das heterogene Gefrieren kann auf verschiedene Arten stattfinden und kann in vier verschiedene Klassen zusammengefasst werden: Das Depositionsgefrieren, das Immersionsgefrieren, das Kondensationsgefrieren und das Kontaktgefrieren. Das Depositionsgefrieren beschreibt die Resublimation von Wasserdampf auf einem IN. Unter Immersionsgefrieren versteht man das Gefrieren der Wasserhülle, die bereits einen IN umgibt. Beim Kondensationsgefrieren kondensiert Wasser auf der Oberfläche eines IN und gefriert dann. Das Kontaktgefrieren beschreibt den Vorgang der Kollision eines unterkühlten Wassertropfens mit einem IN, wodurch das Gefrieren initiiert wird. Die Temperatur- und Übersättigungsbereiche, in denen diese heterogenen Gefriervorgänge stattfinden, sind sehr unterschiedlich und hängen zusätzlich noch von den chemischen Eigenschaften des IN ab. Eine Übersicht über Messungen, die das Einsetzen von heterogenem Gefrieren in Abhängigkeit von Temperatur, Sättigung und Art des IN darstellt, ist in Fig. 2 von Hoose und Möhler (2012)

gegeben. Ihrer Abbildung ist zu entnehmen, dass biologische Aerosolpartikel bereits bei Temperaturen von  $-3\text{ }^\circ\text{C}$  als IN fungieren können, Mineralstaub ab  $-10\text{ }^\circ\text{C}$ . Ruß ist generell schlechter als IN geeignet als Mineralstaub (Hoose und Möhler, 2012). Das heterogene Gefrieren kann in ICON-ART durch die Parametrisierung von Phillips et al. (2008) oder Phillips et al. (2013) beschrieben werden. Diese Parametrisierungen basieren auf Feldmessungen und berechnen aus Temperatur, Übersättigung und der Oberfläche und den chemischen Eigenschaften von IN die Anzahl der Eispartikel. Dabei werden drei Arten von Aerosolen berücksichtigt: Mineralstaub, unlöslicher Ruß und unlösliches organisches Aerosol. Phillips et al. (2013) berücksichtigt zusätzlich lösliches organisches Aerosol. Alternative Parametrisierungen können jedoch schnell und unkompliziert hinzugefügt werden. Das heterogene Gefrieren läuft, im Gegensatz zum homogenen Gefrieren, auf einer Zeitskala ab, die von Wettervorhersagemodellen typischerweise abgedeckt wird. Da das Wolkenmikrophysikschema von ICON eine skalige Eisübersättigung  $s_{grid}$  liefert, wird diese in Temperaturbereichen, in denen nur heterogenes Gefrieren stattfindet ( $T > 235\text{ K}$ ), verwendet, also:

$$s_{max} = s_{grid}. \quad (3.60)$$

In dem Temperaturbereich, in dem homogenes Gefrieren stattfinden ( $T < 235\text{ K}$ ), kommt es, wenn IN vorhanden sind, zu einem Wettbewerb zwischen homogenem und heterogenem Gefrieren. Das heterogene Gefrieren findet bei niedrigeren Übersättigungen statt, es wirkt also dem Erreichen von  $s_{hom}$  entgegen. Sind genügend IN vorhanden, wird  $s_{hom}$  nicht erreicht. Sind zu wenig IN vorhanden, so wird  $s_{hom}$  erreicht und das homogene Gefrieren setzt ein. Dabei gibt es einen Grenzwert  $N_{lim}$ , also eine Anzahl an IN, bei dem das homogene Gefrieren gerade unterdrückt wird. Das Erreichen von  $s_{hom}$  hat sehr große Auswirkungen auf die Anzahl und die Größenverteilung der resultierenden Eispartikel. Sind es bei reinem heterogenem Gefrieren noch wenige, große Eispartikel, so sind es, wenn homogenes Gefrieren beteiligt ist, viele, kleine Eispartikel.

Dieser Wettbewerb zwischen homogenem und heterogenem Gefrieren wird in ICON-ART nach Barahona und Nenes (2009a) und Barahona und Nenes (2009b) parametrisiert. Dafür wird zunächst  $N_{lim}$  berechnet, also die Anzahl an IN, die homogenes Gefrieren unterdrücken würde. Daraus lassen sich dann zwei Fälle ableiten:

$$N_{het}(s_{hom}) \geq N_{lim}, \quad (3.61)$$

$$N_{het}(s_{hom}) < N_{lim}, \quad (3.62)$$

wobei  $N_{het}(s_{hom})$  die Anzahl heterogen nukleierter Partikel bei einer Übersättigung von  $s_{hom}$  darstellt. Der erste Fall bedeutet, dass nur heterogenes Gefrieren stattfindet. Im zweiten Fall findet auch homogenes Gefrieren statt. Dann wird zunächst der Anteil homogen gefrorener Partikel nach Barahona und Nenes (2008) berechnet und dieser Anteil für die Konkurrenzeffekte nach Barahona und Nenes (2009a) korrigiert.

Die vom Modell simulierte Vertikalgeschwindigkeit bestimmt die Generierung von Übersättigung (siehe Gleichung 3.55). Selbst bei horizontalen Gitterweiten von wenigen Kilometern werden subskalige Komponenten nicht aufgelöst. Daher hat Bangert (2012) die Parametrisierung durch eine Beschreibung der subskaligen Komponenten der Vertikalgeschwindigkeit nach Morales und Nenes (2010) erweitert. Dazu wird eine Gauß-Verteilung mit der skaligen Vertikalgeschwindigkeit als Mittelwert und einem konstanten Faktor multipliziert mit der Wurzel der turbulenten kinetischen Energie als Standardabweichung gebildet. Für den konstanten Faktor wird in dieser Arbeit, sofern nicht anders angegeben, der Wert 0,3 verwendet. Die Nukleationsparametrisierung wird an sechs Stützstellen der Verteilung aufgerufen. Die sechs Ergebnisse werden entsprechend gewichtet zum Endergebnis zusammengefasst. Die turbulente kinetische Energie wird, wie in Abschnitt 1.5 beschrieben, vor allem bei Grenzschichtwolken verwendet, da Turbulenz in diesem Höhenbereich den dominanten Beitrag zur Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit liefert. Dieses Konzept wird von Bangert (2012) und in dieser Arbeit auch für Wolken in der freien Troposphäre verwendet, wo unter anderem auch Schwerewellen zur Variabilität beitragen können (Morales und Nenes, 2010). Dies ist auch ein möglicher Grund dafür, dass für diese Studie ein vergleichsweise niedriger Faktor 0,3 verwendet wird (siehe z.B. Lohmann et al., 1999b,a; Golaz et al., 2011; Tonttila et al., 2013).

Um zu verhindern, dass Mineralstaubpartikel in einem aufsteigenden Luftpaket in aufeinanderfolgenden Zeitschritten mehrfach für die heterogene Eiskernbildung zur Verfügung stehen, wird eine Budgetvariable verwendet. Diese wird bei Transportprozessen im Modell wie der Mineralstaub behandelt und beinhaltet die

spezifische Anzahl der Mineralstaubpartikel, die zur heterogenen Eiskernung beigetragen haben. Die Beschreibung orientiert sich an der Budgetvariable, die in Köhler und Seifert (2015) in Abschnitt 3.3 eingeführt wird. Mittels einer charakteristischen Zeitskala wird diese Größe auf Null relaxiert. Als charakteristische Zeit wird in dieser Arbeit eine Dauer von 4 Stunden verwendet.

### 3.5. Diskretisierung

Die numerische Zeitintegration der Diffusionsgleichungen für Anzahl (Gleichung 3.16) und Masse (Gleichung 3.19) kann auf verschiedene Arten erfolgen. In ICON-ART wird die Zeitintegration für jeden einzelnen Prozess schrittweise durchgeführt. Das bedeutet, dass die Änderungsrate durch einen Prozess anhand des Wertes berechnet wird, der bereits durch vorherige Prozesse aktualisiert wurde. Während einer kompletten Zeitintegration von Zeitlevel  $t_i$  nach  $t_{i+1}$  werden somit mehrere Aktualisierungen nacheinander durchgeführt. Von  $\widehat{\Psi}(t_i)$  ausgehend lässt sich das Schema, das zu  $\widehat{\Psi}(t_{i+1})$  führt, wie folgt zusammenfassen:

$$\widehat{\Psi}_1(t_{i+1}) = \widehat{\Psi}(t_i) + \frac{\Delta t}{\rho} \cdot E_l(\widehat{\Psi}(t_i)) \quad (3.63)$$

$$\widehat{\Psi}_2(t_{i+1}) = \widehat{\Psi}_1(t_{i+1}) + \frac{\Delta t}{\bar{\rho}} \cdot \text{ADV}_l(\widehat{\Psi}_1(t_{i+1})) \quad (3.64)$$

$$\widehat{\Psi}_3(t_{i+1}) = \widehat{\Psi}_2(t_{i+1}) + \frac{\Delta t}{\rho} \cdot \text{SED}_l(\widehat{\Psi}_2(t_{i+1})) \quad (3.65)$$

$$\widehat{\Psi}_4(t_{i+1}) = \widehat{\Psi}_3(t_{i+1}) + \frac{\Delta t}{\bar{\rho}} \cdot \text{DIF}_l(\widehat{\Psi}_3(t_{i+1})) \quad (3.66)$$

$$\widehat{\Psi}_5(t_{i+1}) = \widehat{\Psi}_4(t_{i+1}) + \frac{\Delta t}{\rho} \cdot W_l(\widehat{\Psi}_4(t_{i+1})) \quad (3.67)$$

$$\widehat{\Psi}(t_{i+1}) = \widehat{\Psi}_5(t_{i+1}) + \frac{\Delta t}{\bar{\rho}} \cdot \text{CON}_l(\widehat{\Psi}_5(t_{i+1})), \quad (3.68)$$

mit dem Integrationszeitschritt  $\Delta t = t_{i+1} - t_i$  und den Änderungsraten der Mode  $l$  durch Emission  $E_l$ , Advektion  $\text{ADV}_l$ , Sedimentation  $\text{SED}_l$ , turbulente Diffusion  $\text{DIF}_l$ , nasse Deposition  $W_l$ , und subskaligen konvektiven Transport  $\text{CON}_l$ . Der Term für den subskaligen konvektiven Transport muss dann berücksichtigt werden, wenn die Gitterweite es nicht erlaubt, flache und tiefe Konvektion aufzulösen. Der Prozess Sedimentation wird aus Stabilitätsgründen nicht nur einmal pro Zeitschritt mit  $\Delta t$  als Integrationszeit ausgeführt, sondern mehrfach (für gewöhnlich fünfmal) mit dem entsprechenden Zeitschritt. Gleichung 3.65 wird in diesem Fall also fünfmal mit dem Zeitschritt  $\Delta t/5$  durchlaufen, bevor Gleichung 3.66 durchlaufen wird.

### 3.6. Kopplung von ICON und ART

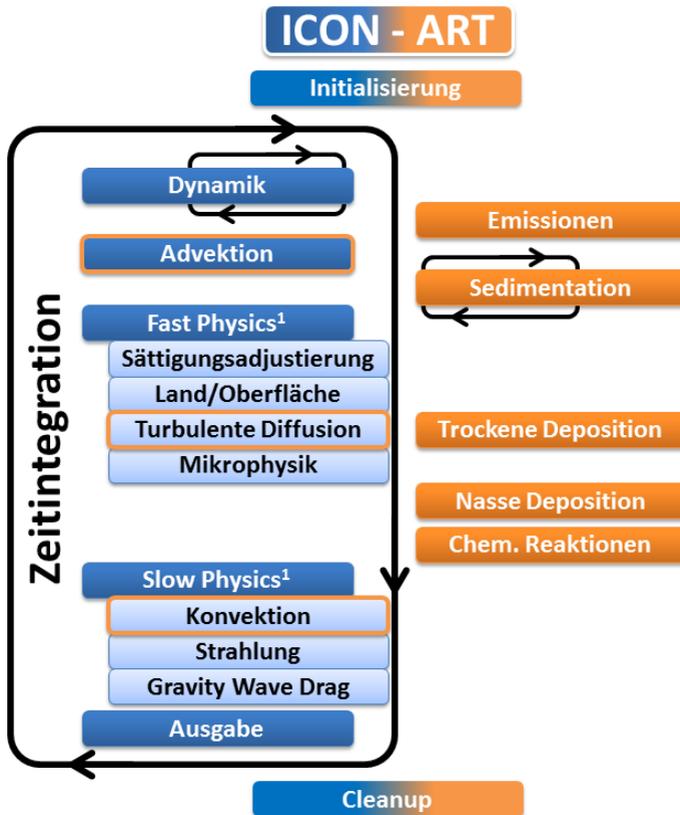
Die zusätzlichen ART-Module sind in ICON so integriert, dass bei einer Simulation ohne ART eine ungestörte ICON-Simulationen garantiert ist. Ein weiteres Merkmal ist, dass neue Prozessroutinen einfach und flexibel hinzugefügt werden können. Dies wird erreicht, indem sogenannte Interface-Module Teil des ICON-Codes sind. Diese enthalten Subroutinen, in denen der eigentliche ART-Code aufgerufen wird. Diese Aufrufe werden durch Präprozessor-Direktiven (`#ifdef`) abgekapselt:

```
MODULE mo_art_example_interface
#ifdef __ICON_ART
  USE mo_art_example, ONLY: art_example
#endif
CONTAINS
  SUBROUTINE art_example_interface( in1,in2,out1)
  [...]
#ifdef __ICON_ART
  CALL art_example(in1,in2,out1)
#endif
```

Interface-Module (z.B. `mo_art_example_interface`) sind Teil des ICON-Codes während die Routinen, die aus dem Interface aufgerufen werden (z.B. `mo_art_example`) Teil des ART-Codes sind.

Die Reihenfolge, in der die verschiedenen Routinen im ICON-Code aufgerufen werden, ist in Abbildung 3.2 in blau dargestellt. Während der Zeitintegration eines Modellzeitschritts wird zunächst die Dynamik berechnet. Darauf folgt die Advektion von Hydrometeoriten und Spurenstoffen und die Fast Physics (schnelle Physik), also die physikalischen Parametrisierungen, die zu jedem Modellzeitschritt aufgerufen werden. Die anschließenden Slow Physics (langsame Physik) enthalten physikalische Parametrisierungen, die aus Kostengründen (Rechenzeit) seltener aufgerufen werden. Am Ende eines Zeitschritts werden dann, je nach Ausgabeintervall, die Werte der prognostischen und diagnostischen Variablen ausgegeben. Aus Stabilitätsgründen wird die Dynamik zu jedem Modellzeitschritt mehrfach integriert mit einem entsprechend reduziertem Zeitschritt.

Die Prozesse, die von ART berechnet werden, werden in Abbildung 3.2 durch orangene Kästen in der ICON-ART Integri-



**Abbildung 3.2.:** Schema der Kopplung von ICON-ART, modifiziert aus Rieger et al. (2015). Die Reihenfolge, in der die Zeitintegration von ICON durchgeführt wird, ist durch blaue Kästen dargestellt. Orangene Kästen sind Prozesse, die durch ART hinzugefügt werden. Ein orangener Rahmen um einen blauen Kasten deutet an, dass dieser Prozess Teil von ICON ist, jedoch die Aerosol- und Spurengaskonzentrationen von ART direkt beeinflusst.

<sup>1</sup>Die physikalischen Parametrisierungen sind nach der Häufigkeit des Aufrufs der Parametrisierung aufgeteilt. Physikalische Parametrisierungen, die genauso häufig wie die Advektion aufgerufen werden, werden unter Fast Physics zusammengefasst. Parametrisierungen, die seltener aufgerufen werden, unter Slow Physics.

onsreihenfolge dargestellt. Advektion, Turbulenz und Konvektion sind durch orangene Rahmen markiert, da ART die vorhandenen Strukturen von ICON verwendet. Diese wurden gegebenenfalls so angepasst, dass zusätzliche Spurenstoffe als optionale Argumente an diese Parametrisierungen übergeben werden können. Direkt zu Beginn werden die Emissionen berechnet, gefolgt von der Advektion. Anschließend wird die Sedimentation von Aerosolen berechnet, wobei aus Stabilitätsgründen mehrere Integrationen mit reduziertem Zeitschritt erfolgen. Während der sogenannten Fast Physics werden Änderungen durch turbulente Diffusion, Auswaschen und chemische Reaktionen berechnet. Innerhalb der Slow Physics wird die Änderung durch subskaligen, konvektiven Transport berechnet. Die Konzentrationen der Aerosole und Spurengase, die von ART beschrieben werden, werden direkt nach dem Aufruf der Parametrisierung aktualisiert (siehe Abschnitt 3.5).

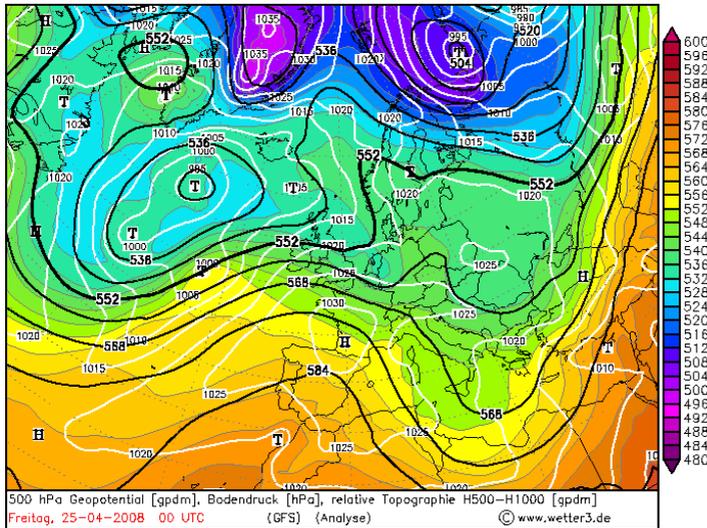
## 4. Fallstudie zum Einfluss von Seesalzaerosol auf flache Cumuli über Mitteleuropa

In Folgenden wird der Einfluss von Seesalzaerosol auf die Wolkenbildung und den Niederschlag flacher Cumuli über Mitteleuropa quantifiziert. Dazu wird mit COSMO-ART eine Modellstudie einer Situation durchgeführt, in der eine maritime Luftmasse postfrontal von Norden über Deutschland zieht. In dieser tritt das Seesalzaerosol als Wolkenkondensationskeim in einen Wettbewerb mit dem kontinentalen, sekundären Aerosol und beeinflusst daher die Wolkenbildung. Daraus können Schlüsse gezogen werden, inwiefern die Berücksichtigung von dynamischem Aerosol in einer numerischen Wettervorhersage diese verbessern. Teile dieser Fallstudie werden in Rieger et al. (2014) behandelt.

### 4.1. Wetterlage

Am 25. April 2008 erstreckt sich ein Hochdruckrücken in einer Höhe von 500 hPa über Polen und der Ostsee. Ein Tiefdruckgebiet liegt in 500 hPa über der Nordsee und Norddeutschland (siehe Abbildung 4.1). Daraus resultiert für die Beneluxstaaten und Deutschland eine nordwestliche Anströmung, die den Transport von Seesalzpartikeln vom Atlantik und der Nordsee landeinwärts begünstigt. Südwestlich von Island liegt ein Bodentief, dessen zugehörige Kaltfront zwischen dem 24. April 23 UTC und dem 25. April 9 UTC Deutschland passiert (siehe Abbildung 4.2).

Nach der Passage der Front entwickelt sich innerhalb der kalten Luftmasse Cumulusbewölkung (siehe Abbildung 4.3). Die Wolkenbänder über Ostdeutschland, Tschechien, Österreich und der Schweiz ergeben sich aus frontaler Bewölkung der Kaltfront. Die



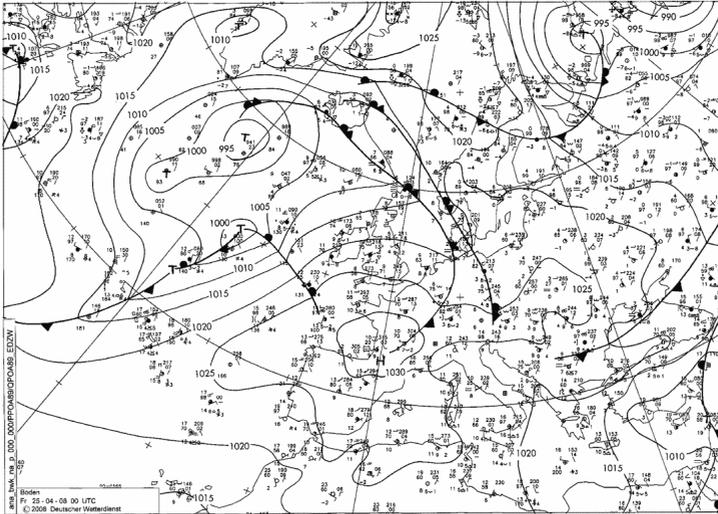
**Abbildung 4.1.:** Analyse der Wetterlage am 25. April 2008, 0 UTC. Schwarze Linien: Geopotential (in gpdm) in einer Höhe von 500 hPa; Weiße Linien: Bodendruck (in hPa); Farbige Konturen: Relative Topographie zwischen 500 hPa und 1000 hPa (Behrendt und Mahlke, 2016).

lückenhafte Bewölkung, die den größten Teil Deutschlands bedeckt, besteht aus postfrontalen, konvektiven Wolken.

## 4.2. Modellkonfiguration

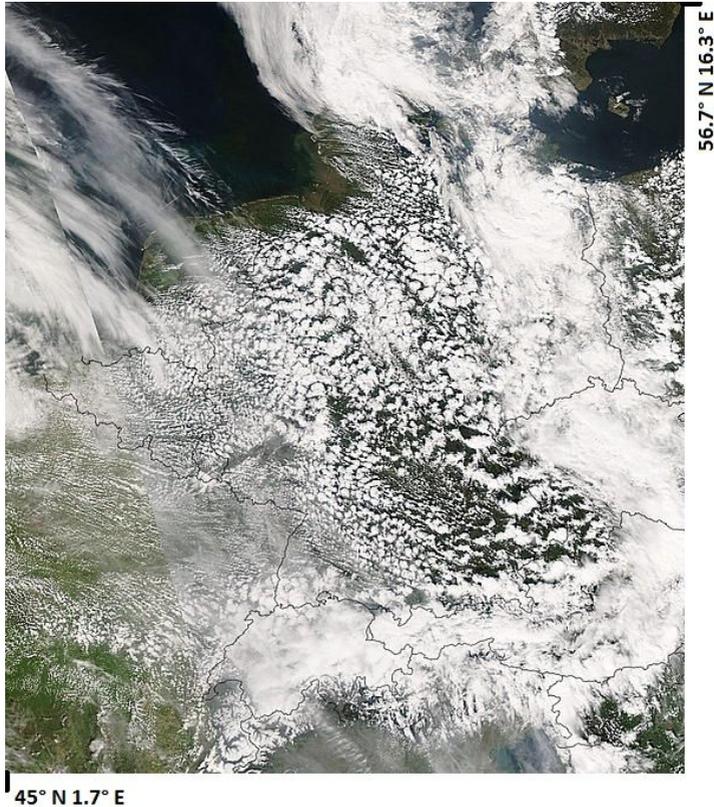
Wie schon frühere Studien (z.B.: Jiang et al., 2006, 2009; Xue et al., 2008) gezeigt haben, reagieren Cumuluswolken auf Änderungen in CCN Konzentrationen mit systematischen Änderungen im Niederschlag. Das Modellsystem COSMO-ART (siehe Kapitel 2) ist in der Lage, diese Wechselwirkungen zwischen Aerosol, Wolken und Niederschlag zu simulieren.

Das Ziel dieser Studie ist es, die Verbesserung der Vorhersagegüte eines operationellen Modells durch eine verbesserte Aerosolbeschreibung zu quantifizieren. Daher liegt das Modellsetup, das für diese Studie verwendet wird, möglichst nahe an dem Setup, das vom Deutschen Wetterdienst für Vorhersagen verwendet wird.



**Abbildung 4.2.:** Bodenanalyse des Deutschen Wetterdienstes für den 25. April 2008, 0 UTC (Behrendt und Mahlke, 2016).

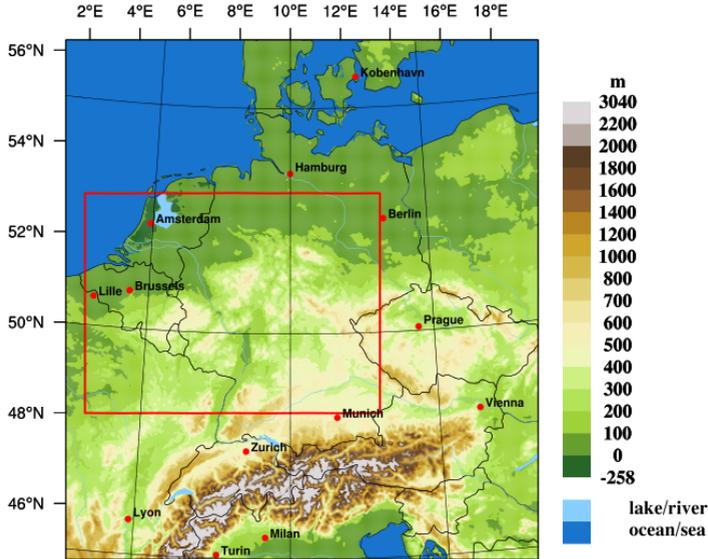
Die horizontale Gitterweite beträgt 2,8 km. Das vertikale Gitter erstreckt sich über 50 nicht-äquidistante Schichten bis zu einer Höhe von 22 km, wobei die Ausdehnung der untersten Schicht ca. 20 m und die der obersten Schicht ca. 1000 m beträgt. In der Höhe, in der die Cumulusbewölkung vorliegt, beträgt die Ausdehnung der vertikalen Schichten zwischen 200 m und 350 m. Der Integrationszeitschritt beträgt 10 s. Das Simulationsgebiet, dargestellt in Abbildung 4.4, umfasst Deutschland und benachbarte Staaten. Das Gebiet, das durch die rote Umrandung markiert ist, wird im Folgenden als Konvektionsgebiet bezeichnet und für die weitere Auswertung verwendet. Dieses Konvektionsgebiet ist der Teil des Modellgebiets, in dem nach 9 UTC kein frontaler Niederschlag mehr fällt. Die Verwendung von mittleren Größen im Konvektionsgebiet erfasst somit immer ein Ensemble aus Wolken gleichen Typs, die sich jedoch in unterschiedlichen Entwicklungsstadien befinden können. Die Simulationen starten am 25. April 2008 um 0 UTC und dauern bis 21 UTC an. Die meteorologischen Anfangs- und Randbedingungen stammen von einer entsprechenden Vorhersage des DWD mit derselben Gitterweite. Anfangs- und Randwerte



**Abbildung 4.3.:** Satellitenbild (sichtbar, MODIS-Aqua) des 25. April 2008. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

für Aerosole und Spurengase stammen aus einem Modellauf mit COSMO-ART, der Europa mit einer Gitterweite von 7 km abdeckt und zwei Tage früher (also am 23. April 2008 0 UTC) initialisiert worden ist.

In dieser Studie werden zwei verschiedene Arten von Modellsimulationen durchgeführt. Einerseits ist das Aerosol, das als Wolkenkondensationskeim (CCN) dient, horizontal und vertikal homogen verteilt, wobei die von Segal und Khain (2006) vorgeschlagenen Szenarien verwendet werden. Dabei werden Simulationen mit einem extrem maritimen Szenario, einem gemäßigt maritimen Szenario



**Abbildung 4.4.:** Simulationsgebiet und Modellorographie. Der rot markierte Bereich wird im Folgenden als Konvektionsgebiet bezeichnet. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

und einem kontinentalen Szenario durchgeführt. In den folgenden Abbildungen aus Rieger et al. (2014) werden diese Szenarien als *extreme maritime* (extrem maritim), *intermediate maritime* (gemäßigt maritim) und *continental* (kontinental) bezeichnet. Auf diese Weise werden Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen in vielen Modellstudien berücksichtigt (z.B. Igel et al., 2013; Seifert et al., 2012). Die Parameter der Lognormalverteilung des Aerosol sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Andererseits wird in der zweiten Art von Modellsimulationen, die als Teil dieser Studie durchgeführt werden, die Funktionalität von COSMO-ART benutzt, Aerosol prognostisch zu beschreiben. Die daraus resultierende, räumlich und zeitlich variable Aerosolverteilung liefert dann die CCN. Neben den Anzahl- und Massenkonzentrationen und somit der Größenverteilung ist auch die chemische Zusammensetzung der Aerosolpartikel variabel. Ein Überblick über die von COSMO-ART berücksichtigten Aerosole

**Tabelle 4.1.:** Übersicht über die Aerosolszenarien.  $N$  ist die Anzahlkonzentration,  $M$  die Massenkonzentration,  $d_0$  der Mediantdurchmesser der Anzahlverteilung und  $\sigma$  die Standardabweichung. Für die chemische Zusammensetzung der Szenarien nach Segal und Khain (2006) wird Natriumchlorid (NaCl) angenommen. Die Zusammensetzung des Aerosols im interaktiven Szenario ist prognostisch. Die Standardabweichung der einzelnen Moden ist konstant.

Scenario	Parameters
extrem maritim <i>extreme maritime</i>	$N_{NaCl} = 100 \text{ cm}^{-3}$ $d_0 = 0,08 \mu\text{m}$ $\sigma = 2,5$
gemäßigt maritim <i>intermediate maritime</i>	$N_{NaCl} = 400 \text{ cm}^{-3}$ $d_0 = 0,08 \mu\text{m}$ $\sigma = 2,5$
kontinental <i>continental</i>	$N_{NaCl} = 1700 \text{ cm}^{-3}$ $d_0 = 0,08 \mu\text{m}$ $\sigma = 1,68$
interaktiv <i>interactive</i>	$N = \text{prognostisch}$ $d_0 = \text{diagnostisch}$ $\sigma = \text{konst. (Mode)}$ $M = \text{prognostisch}$

ist in Tabelle 2.1 gegeben. In Abschnitt 4.5 wird das simulierte Aerosol mit Messungen verglichen. Da der Fokus dieser Studie auf den Wechselwirkungen von Aerosolpartikeln mit Wolken und Niederschlag liegt, wird der direkte Einfluss von Aerosol auf die Strahlung nicht berücksichtigt.

### 4.2.1. Ensemblemethode

Aufgrund der Nichtlinearität atmosphärischer Prozesse wachsen kleine Störungen in atmosphärischen Zustandsvariablen schnell an (Lorenz, 1969; Morrison, 2012). Die daraus resultierenden Störungen liegen typischerweise in der selben Größenordnung wie die Effekte, die durch Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen generiert werden. Daher lässt sich aus der Differenz eines Modelllaufs, der Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen berücksichtigt, und eines

Modelllaufs, der sie nicht berücksichtigt, keine aussagekräftigen Schlüsse ziehen. Für aussagekräftige Ergebnisse ist es entscheidend die Störungsausbreitung zu kennen. Aus diesem Grund schlussfolgert Morrison (2012), dass Ensemblemethoden verwendet werden müssen. In der operationellen Wettervorhersage kommen eine Vielzahl solcher Methoden zum Einsatz. Dabei werden unter anderem die Anfangs- oder Randbedingung verändert, physikalische Parametrisierungen modifiziert oder eine Kombination dieser Methoden angewandt.

Für diese Studie wird eine Methode angewandt, bei der die Temperatur zu einem Zeitpunkt modifiziert wird. Eine Änderung der Temperatur wirkt sich direkt auf Druck und Dichte aus und beeinflusst die diagnostischen Variablen relative Feuchte und die Schichtung. Aus diesem Grund breitet sich eine Modifikation der Temperatur sehr schnell in alle dynamischen und physikalischen Bereiche des Modells aus. Diese Methode erlaubt eine untere Abschätzung der Unsicherheiten in den Ergebnissen.

Die Störung der Temperatur zu einem bestimmten Zeitpunkt wurde wie folgt umgesetzt. Zwei Stunden nach dem Start der Simulation wird die zeitliche Änderung der Temperatur  $T$  basierend auf Zufallszahlen modifiziert. Dabei wird die zeitliche Änderung durch alle physikalischen Prozesse (außer Schallwellen)  $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_p$  über alle Gitterpunkte des Teilgebiets gemittelt, das von einem Prozessor bearbeitet wird. Daraus ergibt sich ein mittlerer Wert  $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_p$ . An jedem Gitterpunkt wird dann eine modifizierte zeitliche Änderung  $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_m$  berechnet:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_m = \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_p + 100 \cdot \overline{\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_p} \cdot RN, \quad (4.1)$$

wobei  $RN$  eine normalverteilte Zufallszahl ist, die bei -2 und 2 abgeschnitten wird. Der Wert von  $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_p$  ist deutlich kleiner als die individuellen zeitlichen Änderungen. Um die zufällige Modifikation mit vergleichbaren Werten durchzuführen wird ein Faktor 100 verwendet, wobei der Faktor durch zusätzliche Sensitivitätsstudien bestimmt worden ist.

Für alle Szenarien mit räumlich und zeitlich homogenem Aerosol wird auf diese Weise ein Ensemble aus 23 Mitgliedern erstellt um eine robuste Quantifizierung zu ermöglichen. Für die interaktiven

Modellläufe werden drei Ensemblemitglieder berechnet. Die Ergebnisse der zusätzlichen Simulationen dienen als Indikator für die Unsicherheiten, die durch die Nichtlinearität des atmosphärischen Systems entstehen, und bieten eine verbesserte Einschätzung des Einflusses von Aerosol auf Wolken und Niederschlag.

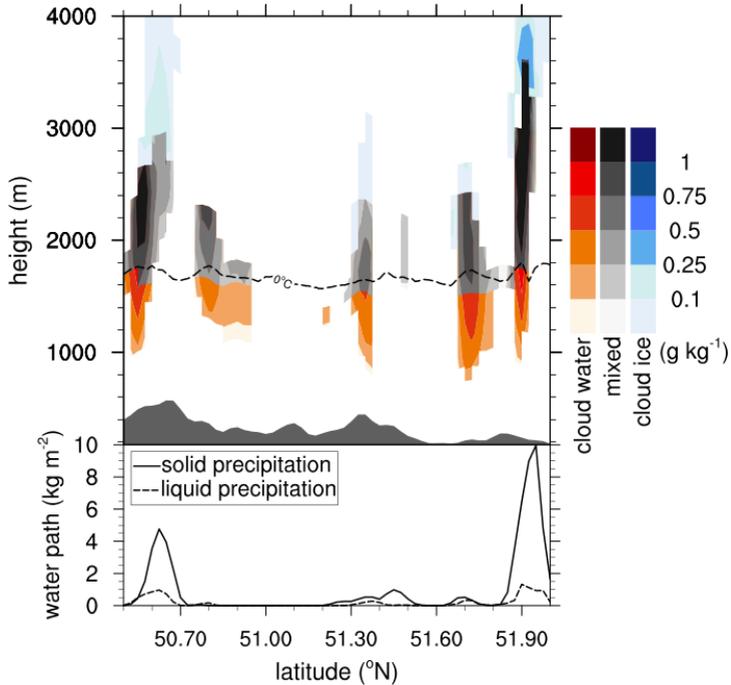
### **4.3. Eigenschaften der postfrontalen Cumuli**

Die von COSMO-ART simulierte postfrontale Cumuli bestehen zum größten Teil aus einer Warmphasen- und Mischphasenregion. Sie erstrecken sich typischerweise von 1000 m bis 3000 m über dem Meeresspiegel, was durch das Modell mit ca. 10 vertikalen Schichten (mit einer vertikalen Gitterweite von ca. 200 m bis 350 m) aufgelöst wird. Einige Wolken erstrecken sich bis in größere Höhen und weisen daher eine reine Eisphase auf. Die Niederschlagsbildung tritt hauptsächlich in der Mischphasenregion auf, wobei Graupel vertikal integriert die vorherrschende Niederschlagsform ist. Der Niederschlag, der den Boden erreicht, ist durch Schmelzen flüssig.

Typische Strukturen der simulierten postfrontalen Bewölkung sind in Abbildung 4.5 zu sehen, wo die Massenmischungsverhältnisse der verschiedenen Hydrometeore in den bis zu drei Bereichen (Warmphase, Mischphase, Eisphase) der Wolken dargestellt sind. Im unteren Teil der Abbildung sind die Beiträge flüssiger und fester Bestandteile des vertikal integrierten Niederschlags zu sehen.

### **4.4. Vergleich simulierter und beobachteter Radarreflektivitäten**

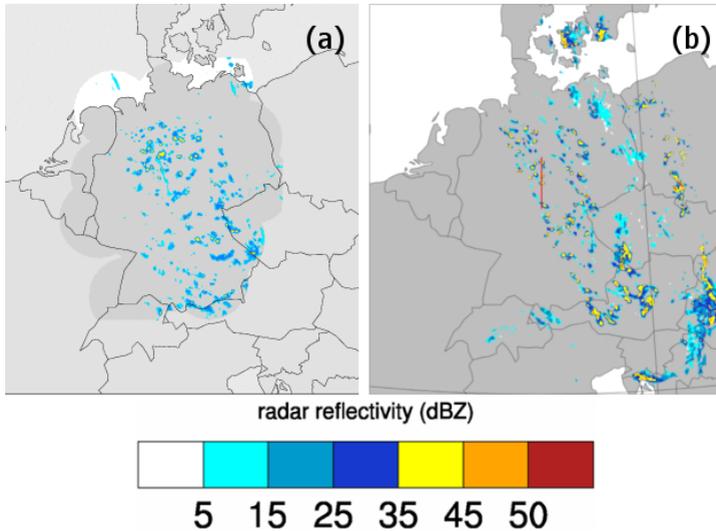
Die beobachteten und simulierten Radarreflektivitäten um 15 UTC (Abbildung 4.6) vermitteln einen Eindruck von der horizontalen Verteilung des Niederschlags. Die Beobachtungen decken nur einen Teil des gezeigten Gebietes ab, hervorgehoben durch graue (über Land) und weiße Schattierungen (über Wasser). Im Gegensatz dazu decken die Modellergebnisse das gezeigte Gebiet ab. Sowohl die beobachteten als auch die simulierten Cumuluswolken entstehen in einem Band, das sich vom Nordwesten bis zum Südosten Deutschlands erstreckt. Dabei überschätzen die simulierten Werte



**Abbildung 4.5.:** Oben: Vertikalschnitt für Wolkenwassergehalt (flüssig und fest) größer  $0,01 \text{ g kg}^{-1}$  am 25. April 2008, 15 UTC. Der Verlauf des Vertikalschnitts ist in Abbildung 4.6 rot gekennzeichnet. Die Massenmischungsverhältnisse in der Warmphase sind mit rötlichen Farben visualisiert, in der Mischphase in Graustufen und in der Eisphase mit blauen Farben. Die  $0^{\circ}\text{C}$ -Isotherme ist als gestrichelte Linie dargestellt.

Unten: Vertikal integrierter Regenwassergehalt (gestrichelte Linie) und vertikal integrierter Schnee- und Graupelgehalt (durchgezogene Linie). Abbildung aus Rieger et al. (2014).

die Beobachtungen leicht. Die räumliche Verteilung ist ähnlich, jedoch wird im westlichen Teil Deutschlands kein Niederschlag simuliert.



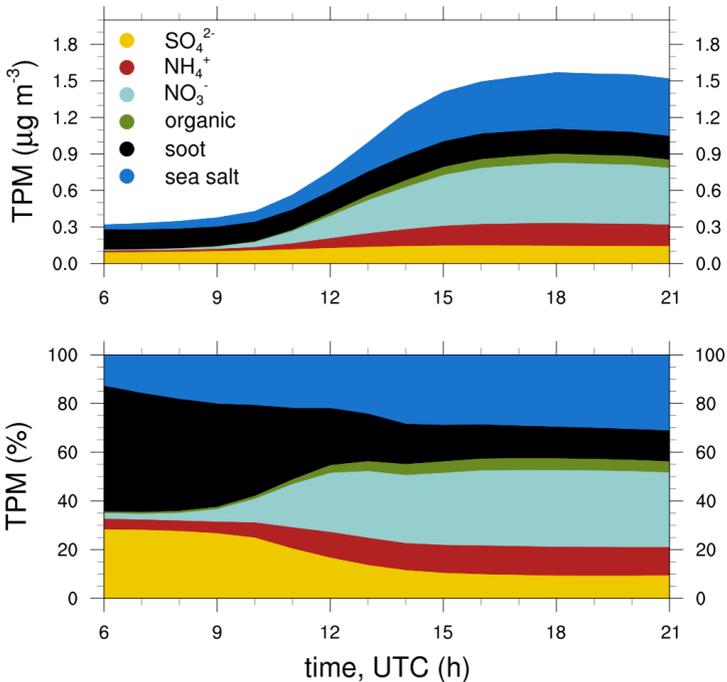
**Abbildung 4.6.:** (a) Gemessene Radarreflektivitäten (Komposit) und (b) synthetisches Radarbild in 850 hPa am 25. April 2008 15 UTC. Die Beobachtungen decken nur einen Teil des gezeigten Gebietes ab, hervorgehoben durch graue (über Land) und weiße Schattierungen (über Wasser). Die Modellergebnisse decken das gezeigte Gebiet ab. Entlang der roten Linie wird der Vertikalschnitt von Abbildung 4.5 durchgeführt. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

## 4.5. Simuliertes Aerosol im interaktiven Szenario

Im Gegensatz zu den Szenarien mit räumlich und zeitlich homogenen Aerosolverteilungen sind die Größenverteilungen und die chemische Zusammensetzung des Aerosols im interaktiven Szenario räumlich und zeitlich variabel. Abbildung 4.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der räumlich gemittelten Aerosolzusammensetzung für den 25. April 2008. Dabei wird über das Konvektionsgebiet (siehe Abbildung 4.4) in der Höhe, in der die Cumulusbewölkung auftritt ( $\approx 850$  hPa), gemittelt.

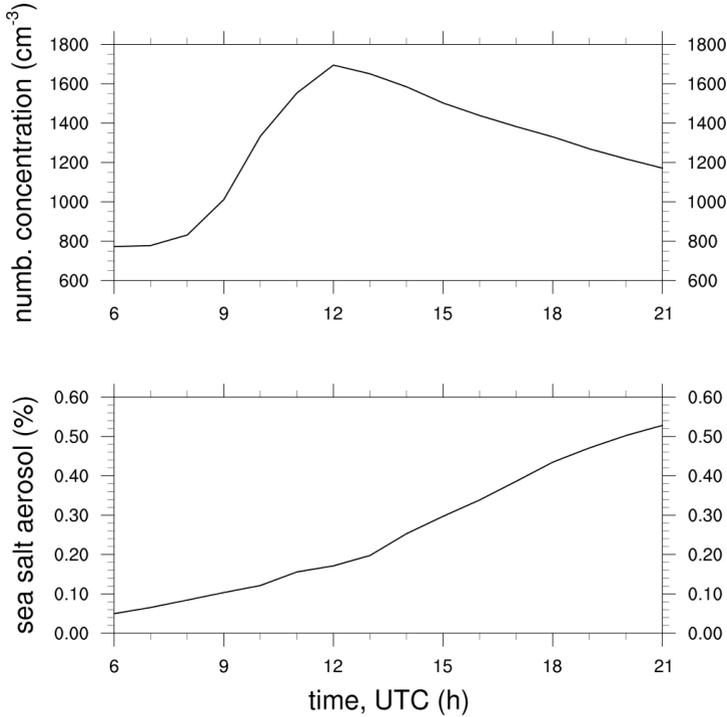
Aufgrund der nördlichen Anströmung steigt die Massenkonzentration von Seesalzpartikeln mit der Zeit an. So beträgt der

Massenanteil von Seesalz am gesamten Aerosol morgens in etwa 15% und abends 25%. Im Gegensatz dazu liegt die Zunahme der anderen Aerosolkomponenten am Tagesgang der Emissionen, an der vertikalen Durchmischung und an der durch photochemische Prozesse in Gang gesetzten Bildung von sekundärem Aerosol.



**Abbildung 4.7.:** Oben: Zeitliche Änderung der gesamten Aerosolmassenkonzentration (total particulate matter, TPM) der verschiedenen Komponenten für das interaktive Szenario am 25. April 2008. Dabei wird über das Konvektionsgebiet (siehe Abbildung 4.4) in der Höhe, in der die Cumulusbewölkung auftritt ( $\approx 850$  hPa), gemittelt. Unten: Prozentualer Anteil der individuellen Komponenten. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

Die entsprechende mittlere Aerosolanzahlkonzentration ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Mittlere Anzahlkonzentrationen von bis zu  $1700 \text{ cm}^{-3}$  werden erreicht. Der Rückgang nach 12 UTC wird durch einsetzenden Niederschlag und damit verbundenen Auswa-



**Abbildung 4.8.:** Oben: Zeitliche Änderung der gesamten Aerosolanzahlkonzentration am 25. April 2008. Dabei wird über das Konvektionsgebiet (siehe Abbildung 4.4) in der Höhe, in der die Cumulusbewölkung auftritt ( $\approx 850$  hPa), gemittelt. Unten: Prozentualer Anteil von Seesalz an der Gesamtanzahlkonzentration. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

schenprozessen ausgelöst. Der prozentuale Anteil von Seesalz an der Gesamtanzahl steigt kontinuierlich an, bleibt jedoch unter 1%. Obwohl Seesalz nur in vergleichsweise kleinen Anzahlkonzentrationen präsent ist, ist der Massenanteil, wie zuvor gezeigt, recht hoch. Daher haben die einzelnen Partikel einen vergleichsweise großen Durchmesser und eignen sich sehr gut als Wolkenkondensationskeime.

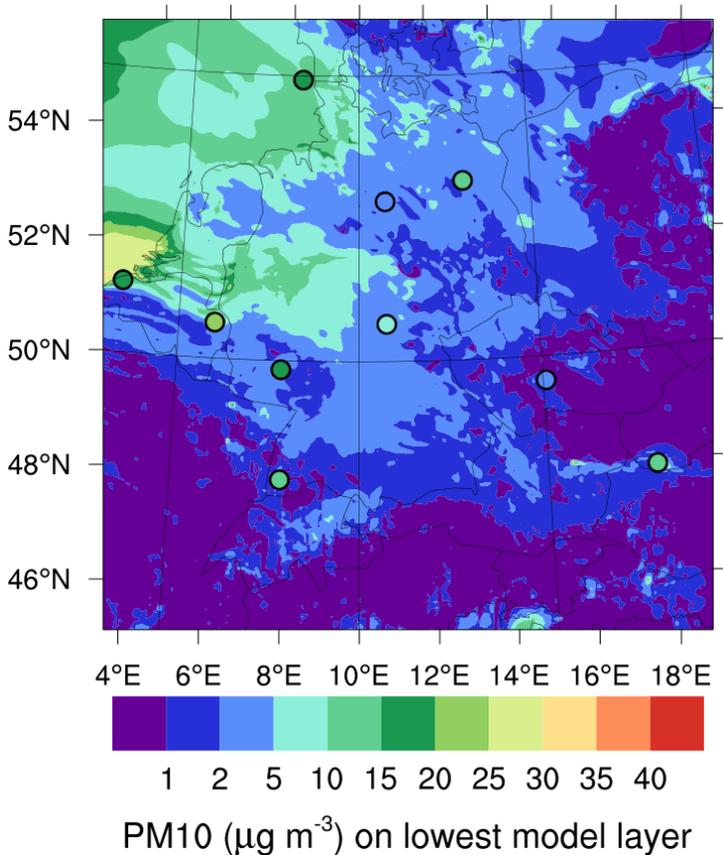
Da im Bereich der Wolkenbasen keine Messungen verfügbar sind wird die simulierte Aerosolverteilung durch einen Vergleich mit bo-

dennahen PM10-Messungen validiert (Gesamtmasse von Partikeln mit einem Durchmesser kleiner als  $10\ \mu\text{m}$ ). Abbildung 4.9 zeigt die räumliche Verteilung der simulierten PM10-Konzentration in der untersten Modellschicht um 15 UTC. Als Kreise sind PM10-Messungen zum selben Zeitpunkt eingezeichnet, die die EMEP-Qualitätskontrolle (European Monitoring and Evaluation Programme) bestanden haben (EEA, 2012). Zu diesem Zeitpunkt erreicht der Niederschlag sein Maximum. Die simulierten PM10-Konzentrationen vor dem Frontdurchgang unterschätzen die Messungen leicht (nicht gezeigt). Die postfrontalen Werte stimmen gut mit den Messungen überein.

## 4.6. Einfluss von Aerosol auf Wolkeneigenschaften

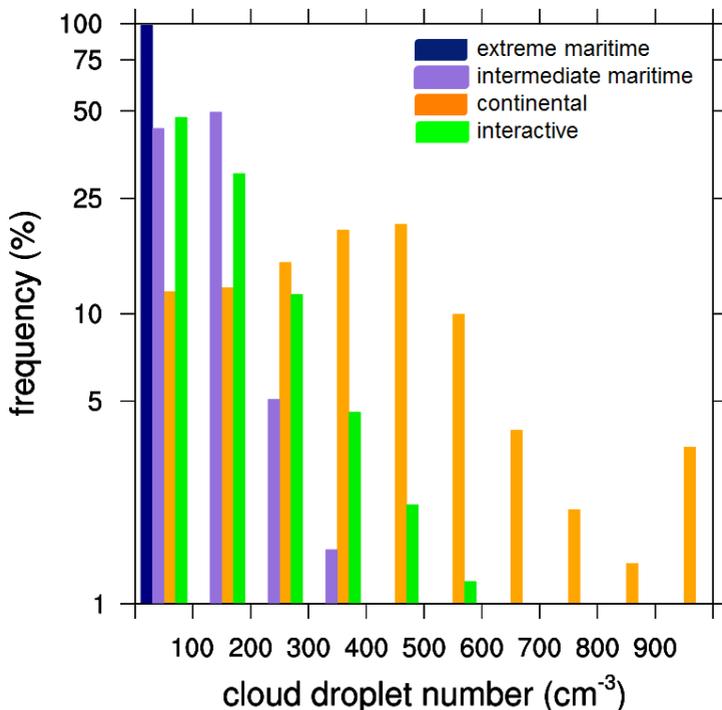
Im Folgenden wird der Einfluss von simuliertem Aerosol (interaktives Szenario) auf Wolkeneigenschaften mit dem Einfluss von räumlich und zeitlich homogen verteiltem Aerosol verglichen. Wie zuvor gezeigt variiert die simulierte Aerosolverteilung im interaktiven Szenario sowohl räumlich als auch zeitlich. Dabei steigt der Anteil, den Seesalz einnimmt, nach der Passage der Front kontinuierlich an.

Abbildung 4.10 zeigt ein Histogramm der mittleren Wolkentropfenanzahlen der verschiedenen Aerosolszenarien zwischen 6 UTC und 21 UTC. Dabei werden nur Gitterpunkte berücksichtigt, in denen Wolkenwasser vorhanden ist und die im Konvektionsgebiet (siehe Abbildung 4.4) liegen. Da die vorgeschriebene Anzahlkonzentration von Aerosolpartikeln im extrem maritimen Szenario bei  $100\ \text{cm}^{-3}$  liegt, überschreiten weniger als 1% der Gitterpunkte Wolkentropfenkonzentrationen von  $100\ \text{cm}^{-3}$ . Analog dazu überschreiten im gemäßigt maritimen Szenario nur wenige Gitterpunkte eine Konzentration von  $400\ \text{cm}^{-3}$ . In diesem Fall liegt das Maximum zwischen  $100\ \text{cm}^{-3}$  und  $200\ \text{cm}^{-3}$ . In der Simulation, die das kontinentale Szenario verwendet, weisen zwischen 3% und 4% der bewölkten Gitterpunkte eine Konzentration höher als  $900\ \text{cm}^{-3}$  auf. Das Maximum liegt bei Konzentrationen zwischen  $400\ \text{cm}^{-3}$  und  $500\ \text{cm}^{-3}$ . Die verschiedenen räumlich und zeitlich homogenen Aerosolszenarien führen zu substantiellen, systematischen Unterschieden in den mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken.



**Abbildung 4.9.:** Simulierte PM10 Konzentrationen um 15 UTC am 25. April 2008. Die Modellergebnisse sind durch die farbigen Schattierungen dargestellt. Messungen von EEA-AIRBASE EMEP Stationen werden durch farbige Kreise dargestellt (EuropeanAIR quality dataBASE, European Monitoring and Evaluation Programme <http://airbase.eionet.europa.eu/>). Abbildung aus Rieger et al. (2014).

Die Aerosolverteilung im interaktiven Szenario weist fundamentale Unterschiede zu den Szenarien mit räumlich und zeitlich homogenen Konzentrationen auf. Dies ist bedingt durch die inhomogene räumliche Verteilung, die variable Größenverteilung und die chemi-



**Abbildung 4.10.:** Histogramm der mittleren Wolkentropfenanzahlen der verschiedenen Aerosolszenarien am 25. April 2008 zwischen 6 UTC und 21 UTC. Dabei werden nur Gitterpunkte berücksichtigt, in denen Wolkenwasser vorhanden ist und die im Konvektionsgebiet liegen. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

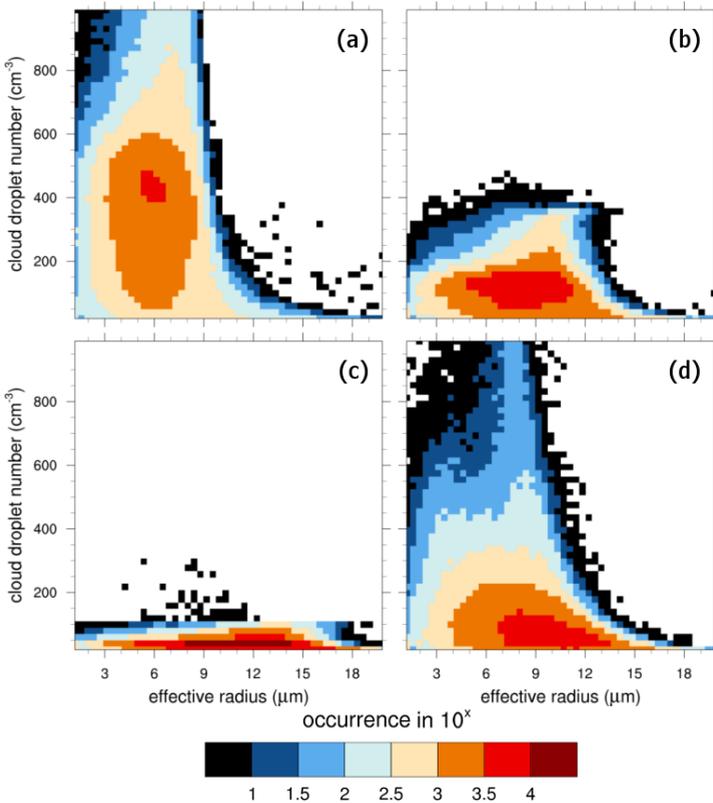
sche Zusammensetzung. In den Wolkentropfenanzahlen äußert sich das in Konzentrationen von bis zu  $600 \text{ cm}^{-3}$ . Dies überschreitet die Anzahlen, die vom gemäßigt maritimen Szenario erreicht werden. Obwohl die Aerosolkonzentrationen im interaktiven Szenario ähnlich hoch wie im kontinentalen Szenario sind, weisen nur sehr wenige Wolken hohe Wolkentropfenkonzentrationen ( $\geq 500 \text{ cm}^{-3}$ ) auf. Die meisten Wolken bestehen aus einer vergleichbaren Anzahl an Wolkentropfen wie die Wolken der maritimen Szenarien. Dies lässt sich damit erklären, dass die räumliche Inhomogenität der Aerosolkonzentrationen einen großen Einfluss auf die Wolkeneigenschaften hat. Zudem ist ein wesentlicher Anteil des Aerosols im

interaktiven Szenario nicht so hygroskopisch wie das Natriumchlorid der räumlich und zeitlich homogenen Szenarien. Daher werden diese Partikel erst bei höheren Übersättigungen aktiviert.

Die unterschiedlichen Aerosolverteilungen beeinflussen nicht nur die Konzentration der Wolkentropfen sondern auch den effektiven Tropfenradius, der als Verhältnis vom dritten zum zweiten Moment der Tropfengrößenverteilung definiert ist. Der effektive Tropfenradius wird vor allem dazu verwendet, die optischen Eigenschaften der Wolken zu bestimmen. Der Einfluss von Aerosol auf den effektiven Radius hängt stark vom Wolkenwassergehalt und daher von den Umgebungsbedingungen beim Entstehen der Wolke ab. Um diesen Einfluss zu charakterisieren, sind in Abbildung 4.11 zweidimensionale Histogramme der Wolkentropfenanzahl und des effektiven Radius abgebildet. Dabei wurden dieselben Mittelungskriterien wie in Abbildung 4.10 verwendet.

Wie zuvor beschrieben sind die Wolkentropfenanzahlen der maritimen Szenarien durch die vorgeschriebenen Aerosolkonzentrationen begrenzt. Dies wird in Abbildung 4.11 deutlich, da z.B. für das extrem maritime Szenario nur wenige Werte über einer Wolkentropfenanzahl von  $100 \text{ cm}^{-3}$  liegen. Im kontinentalen Szenario dominieren effektive Radien unter  $10 \mu\text{m}$ . Im gemäßigt maritimen Szenario werden Radien von bis zu  $14 \mu\text{m}$  erreicht. Allgemein lässt sich sagen, dass sich das Maximum bei umso größeren Werten befindet, je niedriger die vorgeschriebene Aerosolkonzentration ist. Das extrem maritime Szenario erreicht daher auch Werte von bis zu  $20 \mu\text{m}$ . Für die postfrontalen Cumuli, die Gegenstand dieser Studie sind, lässt sich daher sagen, dass die Aerosolkonzentration einen systematischen Einfluss auf die mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken hat.

Die Form des zweidimensionalen Histogramms des interaktiven Szenarios stimmt am besten mit dem des kontinentalen Szenarios überein. Jedoch liegt das Maximum zwischen den Maxima, die vom extrem maritimen und dem gemäßigt maritimen Szenario beschrieben werden. Dies zeigt, dass in der interaktiven Simulation teilweise kontinentale Bedingungen in den Wolken vorliegen, ein Großteil der Wolken jedoch unter maritimen Aerosolbedingungen entsteht.



**Abbildung 4.11.:** Zweidimensionale Histogramme des effektiven Radius und der Wolkentropfenanzahl im (a) kontinentalen, (b) gemäßigt maritimen, (c) extrem maritimen und (d) interaktiven Szenario am 21. April 2008 zwischen 6 UTC und 21 UTC. Dabei werden nur Gitterpunkte berücksichtigt, in denen Wolkenwasser vorhanden ist und die im Konvektionsgebiet liegen. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

## 4.7. Aerosoleinfluss auf den Niederschlag

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt gibt es für die untersuchten postfrontalen Cumuli einen systematischen Einfluss von Aerosolkonzentrationen auf Wolkeneigenschaften. Wenn es um den Einfluss von Aerosol auf Niederschlag geht, zeigen vielen Studien nur einen

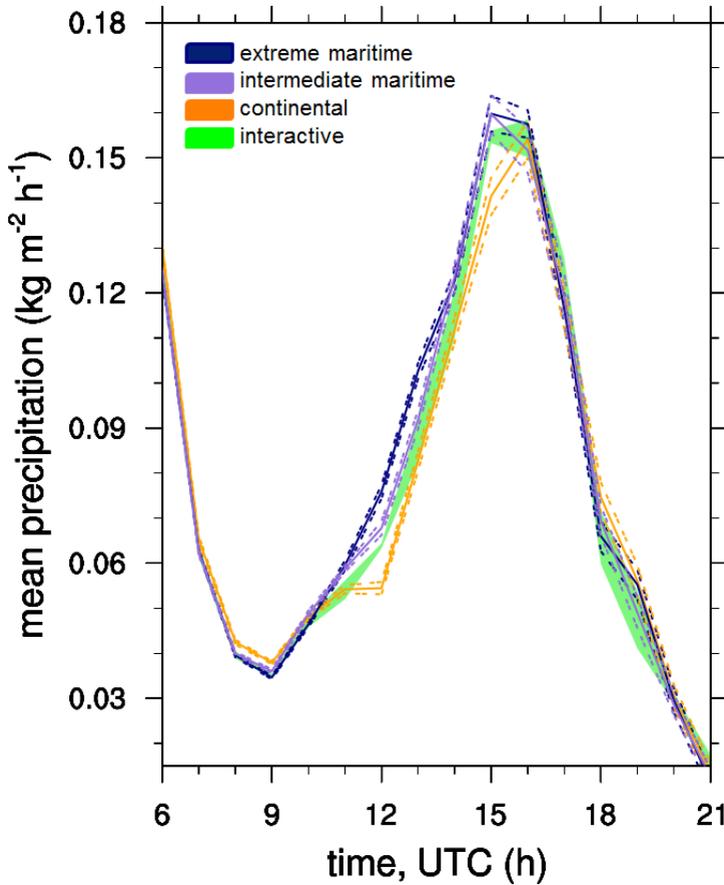
geringen Einfluss des Aerosols bei räumlicher und zeitlicher Mittelung (van den Heever et al., 2011; Bangert et al., 2011; Morrison und Grabowski, 2011; Seifert et al., 2012). Andererseits zeigen Studien, die sich explizit mit Cumuluswolken beschäftigen, auch einen systematischen Einfluss von Aerosol auf den Niederschlag (Jiang et al., 2006, 2009; Xue et al., 2008).

Abbildung 4.12 zeigt den zeitlichen Verlauf der mittleren stündlichen Niederschlagsrate innerhalb des Konvektionsgebiets für die einzelnen Aerosolszenarien. Die Streuung der Kurven wird durch die Ensemblemethode, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, generiert und dient als untere Abschätzung der Unsicherheiten, die durch die Nichtlinearität der beteiligten Prozesse entstehen. Bei einem Vergleich der Ergebnisse lassen sich drei verschiedene Perioden unterscheiden.

Bis 10 UTC sind die mittleren stündlichen Niederschlagsraten der vier Szenarien nahezu identisch, wobei das kontinentale Szenario leicht höhere Werte aufweist. Während dieser Zeit wird der Niederschlag stark durch die Kaltfront beeinflusst. Die höhere Niederschlagsrate im kontinentalen Szenario könnte durch eine leichte Verstärkung der hochreichenden, konvektiven Wolken bedingt sein, wie in früheren Studien bereits thematisiert (z.B. Rosenfeld et al., 2008).

Zwischen 10 UTC und 15 UTC unterscheiden sich die mittleren Niederschlagsraten systematisch zwischen den Szenarien. In diesem Zeitraum entsteht der Niederschlag ausschließlich in den postfrontalen Cumuli. Der Unterschied zwischen dem extrem maritimen und dem kontinentalen Szenario beträgt nahezu konstant  $\approx 0,02 \text{ kg m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ , wobei das extrem maritime Szenario höhere Niederschlagsraten aufweist. Der relative Unterschied beträgt zwischen 4% und 28% mit dem Maximum um 12 UTC. Die mittleren Niederschlagsraten des gemäßigt maritimen Szenarios liegen in etwa mittig zwischen den Werten des extrem maritimen und des kontinentalen Szenarios. Das interaktive Szenario liegt sehr nah an dem gemäßigt maritimen mit systematisch leicht niedrigeren Werten. Im Mittel ist es also etwas kontinentaler geprägt als das gemäßigt maritime Szenario.

Ab 15 UTC nehmen die mittleren Niederschlagsraten der Simulationen wieder vergleichbare Werte an. Aus zwei Gründen lassen sich keine systematischen Effekte erkennen. Einerseits wird die Unsicherheit in den simulierten Niederschlagsraten größer und



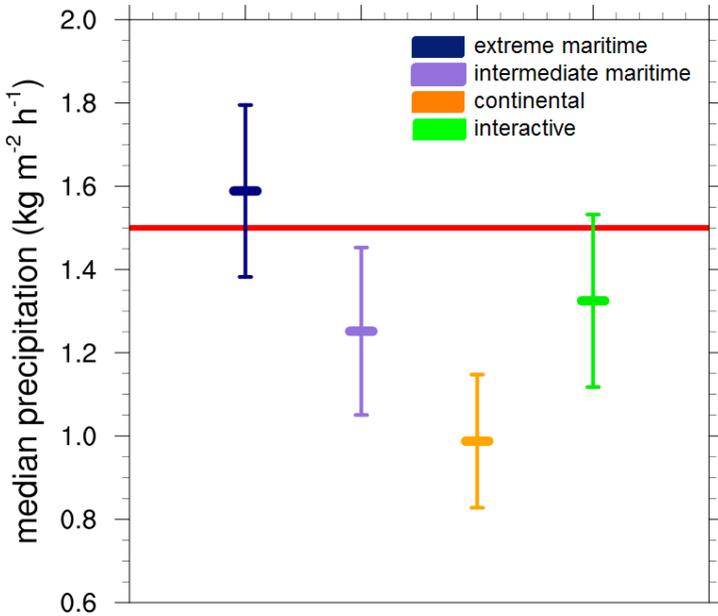
**Abbildung 4.12.:** Mittlere stündliche Niederschlagsrate innerhalb des Konvektionsgebiets am 25. April 2008 der vier Szenarien. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Standardabweichungen, die sich aus dem Ensemble (siehe Abschnitt 4.2.1) ergeben. Da das interaktive Szenario nur drei Ensemblemitglieder beinhaltet, wird die Streuung zwischen Minimum und Maximum durch eine schattierte Fläche dargestellt. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

überschreitet die Unterschiede zwischen den Szenarien. Andererseits lösen sich die Wolken auf und es bilden sich kaum neue Wolken.

Zusammenfassend lässt sich ein systematischer Einfluss von Aerosol auf die Bildung von Niederschlag in postfrontalen Cumuluswolken erkennen. Der mittlere Niederschlag steigt mit abnehmender Aerosolkonzentration an. Ein Entwicklungszyklus, wie hier für die Population von Cumuluswolken beschrieben, bestehend aus einer Wachstumsphase, einer Reifephase zu der das Niederschlagsmaximum auftritt und einer Dissipationsphase, ist auch für einzelne Cumuluswolken typisch. Daher verwenden Witte et al. (2014) eine relative Zeitskala um den Lebenszyklus von Cumuluswolken näher zu charakterisieren und finden keinen Einfluss des Aerosolgehalts auf den Lebenszyklus.

Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt sind die meisten Cumuli Mischphasenwolken und die Bildung von Niederschlag wird durch Graupel dominiert. Aufgrund der Modellkonfiguration werden Änderungen im Niederschlag durch die Änderungen in der Anzahlkonzentration der CCN ausgelöst. Daher kann das Bereifen, also das Einsammeln und Anfrieren von Wolken- und Regentropfen durch Eispartikel, eine entscheidende Rolle spielen, da es die direkte Verbindung zwischen Wolkentropfen und Graupel darstellt. Die Kollisionseffizienz von Wolkentropfen hängt stark vom Durchmesser der Tropfen ab. Der simulierte mittlere Wolkentropfendurchmesser aller Gitterpunkte, die Wolkenwasser enthalten, beträgt im extrem maritimen Szenario  $18,95 \mu\text{m}$ . Im kontinentalen Szenario hingegen beträgt der mittlere Durchmesser  $9,91 \mu\text{m}$ . Im Folgenden wird zunächst die mittlere Kollisionseffizienz von Wolkentropfen  $\bar{E}_c$  an jedem einzelnen Gitterpunkt nach Gleichung 64 und 65 aus Seifert und Beheng (2006a) berechnet. Danach wird das Mittel von  $\bar{E}_c$  aus allen Gitterpunkten, die Wolkenwasser enthalten, berechnet ( $\overline{\bar{E}_c}$ ). Ein Vergleich von kontinentalem und extrem maritimem Szenario zeigt, dass  $\overline{\bar{E}_c}$  im maritimen Fall um mehr als einen Faktor 10 größer ist. Konsequenterweise ist das Wachstum von Graupel in Mischphasenwolken durch Bereifen bei niedrigeren CCN-Konzentrationen deutlich effizienter. Dieser Anstieg in der Graupelmasse in Kombination mit dem daraus resultierenden Anstieg in der Fallgeschwindigkeit führt zu einem Anstieg im Niederschlag, der im extrem maritimen Szenario den Boden erreicht. Dabei ist nicht auszuschließen, dass weitere Prozesse eine Rolle beim Zustandekommen der Unterschiede im Niederschlag spielen.

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, werden alle Simulationen mit Anfangs- und Randdaten angetrieben, die aus der operationellen Vorhersage des DWD stammen. Durch diese Initialisierung, die somit auch die Datenassimilation des DWD beinhaltet, lässt sich der Niederschlag gut mit Messungen vergleichen. Abbildung 4.13 zeigt den Medianwert des Niederschlags an den 52 EOBS-Stationen, die im Konvektionsgebiet liegen, (Klok und Klein Tank, 2009) und die entsprechenden Werte aus den Simulationen. Die Streuung ist ein Maß für die Unsicherheit durch die Nichtlinearität der beteiligten atmosphärischen Prozesse (siehe Abschnitt 4.2.1).



**Abbildung 4.13.:** Median des akkumulierten Niederschlags an 58 EOBS-Stationen (Klok und Klein Tank, 2009) im Konvektionsgebiet. Die rote Linie stellt den Median, der aus den Messungen abgeleitet wird, dar. Die mittlere Linie bei den Simulationsergebnissen gibt den Mittelwert des Ensembles wieder. Die oberen und unteren Linien geben die Standardabweichung an. Das Ensemble ist wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben generiert. Abbildung aus Rieger et al. (2014).

Die Ensembleergebnisse des extrem maritimen und des interaktiven Szenarios decken beide den beobachteten Medianniederschlag innerhalb der Standardabweichung ab. Das kontinentale und das gemäßigt maritime Szenario produzieren zu wenig Niederschlag. An den Messstationen betragen die Standardabweichungen zwischen 13 % und 16 % des Ensemblemittels an Medianniederschlag. Es lässt sich ein klarer systematischer Zusammenhang erkennen. Eine zunehmende Anzahl CCN führt zu weniger Niederschlag. Nach Khain et al. (2008) hängen derartige Zusammenhänge stark von Wolkentyp und Umgebungsbedingungen ab. Studien mit ähnlichen Wolkenregimen wie die postfrontalen Cumuli in dieser Studie kommen zu vergleichbaren Ergebnissen. So finden Xue et al. (2008) für flache Cumuluswolken ebenfalls einen Rückgang des Niederschlags mit erhöhter Aerosolkonzentration. Genauso konnte eine Verringerung des Jahresniederschlags über Kalifornien und Israel von 15 bis 25 % verursacht durch Luftverschmutzung nachgewiesen werden, hauptsächlich durch Änderungen des Niederschlags von flachen, orographischen Wolken im Kaltluftsektor von Zyklonen (Givati und Rosenfeld, 2004). Demgegenüber stehen Studien, die in diversen Wolkenregimen keine systematische Modifikation des Nettoniederschlags durch Aerosol nachweisen konnten. Zum Beispiel finden Noppel et al. (2010) zwar eine Verzögerung des Niederschlags im östlichen Mittelmeergebiet, jedoch keine Änderung im Nettoniederschlag. Igel et al. (2013) zeigen für eine Warmfront, dass unterschiedliche Beiträge mikrophysikalischer Prozesse den Unterschieden in der Aerosolkonzentration entgegenwirken, wodurch sich kein systematischer Einfluss auf den Niederschlag ergibt. Auch für die Bergregionen Israels zeigt sich keine Verhinderung des Niederschlags durch Verschmutzung (Alpert et al., 2008).

## 4.8. Aerosol-Wolken-Strahlungs-Wechselwirkungen

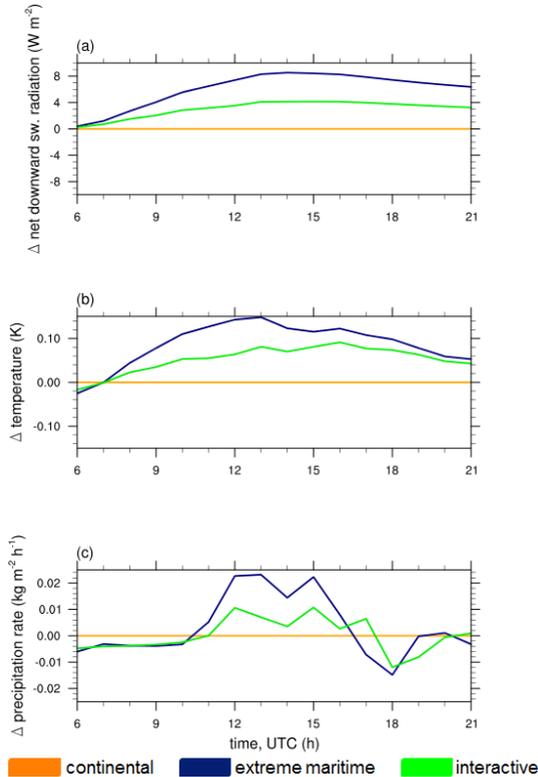
Die zuvor gezeigten Unterschiede in den Wolkentropfenanzahlen und den effektiven Radien zwischen den verschiedenen Szenarien verursachen Unterschiede in der Strahlungsbilanz und haben daher einen Einfluss auf die Schichtung der Atmosphäre. Somit ändern sich die Stabilität und die Bedingungen für die Auslösemechanismen konvektiver Prozesse. Dies hat einen direkten Einfluss auf den

Beginn und die Intensität konvektiver Wolken, was im Folgenden näher untersucht wird.

In Abbildung 4.14 ist der zeitliche Verlauf der Unterschiede (a) im kurzwelligigen Nettostrahlungsfluss am Boden, (b) in der Temperatur der untersten Modellschicht ( $\Delta z \approx 20$  m), (c) in der mittleren Niederschlagsrate, (e) der Höhe der Wolkenobergrenze und (f) in der Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenbasis relativ zum kontinentalen Szenario abgebildet. Die mittlere Wolkenhöhe wird aus der mittleren Höhe der bewölkten Gitterpunkte berechnet, unterhalb denen 95 % des flüssigen und festen atmosphärischen Wassers (Wolkenwasser, Regen, Wolkeneis, Graupel und Schnee) vorhanden ist. Da sich die Auswertung auf Warm- und Mischphasenwolken beschränkt, werden Gitterpunkte mit reinen Eiswolken nicht berücksichtigt. Die mittlere Wolkenobergrenze ist in Abbildung 4.14(d) abgebildet.

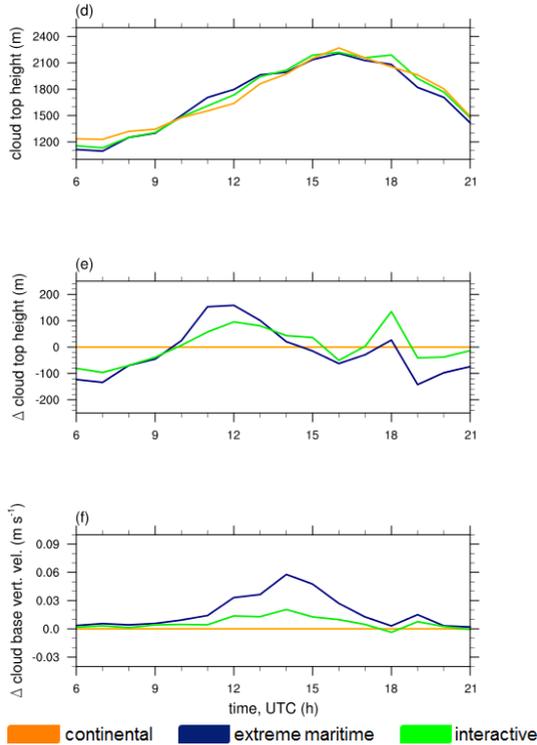
Zu Beginn des Zeitraums, in dem die postfrontalen Cumuli entstehen, ist die mittlere Höhe der Wolkenobergrenze im extrem maritimen Szenario niedriger als im kontinentalen Szenario. Bis 12 UTC wächst diese relativ zum kontinentalen Szenario an, bis zu einem Unterschied von 160 m zwischen den Szenarien. Zieht man die zu Beginn niedrigere Höhe im extrem maritimen Szenario in Betracht, so ergibt sich insgesamt ein Wachstum von 300 m relativ zum kontinentalen Szenario. Dies liegt in der Größenordnung der vertikalen Auflösung des Modells.

Diese Unterschiede in der Entwicklung der Wolken lassen sich darauf zurückführen, dass die Wolkentropfenzahlkonzentrationen im extrem maritimen Szenario zwar niedriger, die Tropfen jedoch größer sind. Durch die niedrigere Anzahl wird weniger kurzwellige Strahlung reflektiert. Im klimatologischen Kontext wird dieser Effekt als der erste indirekte Aerosoleffekt bezeichnet. Daraus ergibt sich, dass der abwärtsgerichtete, kurzwellige Nettostrahlungsfluss am Boden im extrem maritimen Szenario systematisch höher ist als im kontinentalen Szenario. Dadurch ist die bodennahe Temperatur höher. Dies verringert die bodennahe Stabilität, wodurch wiederum eine positive Rückkopplung auf die Intensität der Konvektion folgt. Das deckt sich mit der höheren Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenbasis (Abbildung 4.14(f)). Schließlich ergibt sich daraus eine Erhöhung der mittleren Wolkenobergrenze bis 12 UTC im extrem maritimen Szenario. Nach 12 UTC werden die Unterschiede in der Höhe der Wolkenobergrenze wieder geringer. Nachmittags



**Abbildung 4.14.:** Unterschiede des extrem maritimen und interaktiven Szenarios zum kontinentalen Szenario in (a) abwärtsgerichtetem, kurzwelligem Nettostrahlungsfluss, (b) in der Temperatur der untersten Modellschicht ( $\Delta z \approx 20$  m), (c) in der mittleren Niederschlagsrate, (e) der Höhe der Wolkenobergrenze und (f) in der Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenbasis. (d) zeigt die mittlere Höhe der Wolkenobergrenze. Alle Werte wurden für das Konvektionsgebiet gemittelt. Abbildung aus Rieger et al. (2014) (modifiziert).

(15 UTC) gibt es keine Unterschiede mehr. Eine Erklärung für dieses Verhalten liefern die starken Unterschiede im Niederschlag nach 12 UTC (Abbildung 4.14(c)). Der intensivere Niederschlag im extrem maritimen Szenario wirkt der stärkeren konvektiven



**Abbildung 4.14.:** Fortsetzung von Abbildung 4.14. Abbildung aus Rieger et al. (2014) (modifiziert).

Entwicklung entgegen und kompensiert sie schließlich durch den Verlust von Wolkenwasser und die Abkühlung unterhalb der Wolke durch das Verdunsten von Regentropfen. Dies stellt auch eine mögliche Erklärung für den Rückgang in der bodennahen Temperaturdifferenz nach 13 UTC dar (Abbildung 4.14(b)). Außerdem können Wolkentropfen im kontinentalen Szenario in größere Höhen transportiert werden, da es weniger Niederschlag gibt. Dies sorgt für konvektive Verstärkung, die der stärkeren Entwicklung des extrem maritimen Szenarios entgegenwirkt.

Der zeitliche Verlauf der zuvor diskutierten Variablen zeigt für das interaktive Szenario in Relation zum kontinentalen Szenario ein ähnliches Bild wie das extrem maritime Szenario (Abbildung 4.14).

Die Größenordnung der Unterschiede liegt in den meisten Fällen zwischen den Unterschieden von extrem maritimem zu kontinentalem Szenario.

Zusammenfassend wurde in diesem Abschnitt gezeigt, dass bei postfrontalen Cumuli das Aerosol durch seinen Einfluss auf die mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken sowohl die optischen Eigenschaften, als auch die darauf folgenden Prozesse systematisch verändert. Dadurch werden Prozesse, die in Wechselwirkung mit dem Atmosphärenzustand stehen, in Gang gesetzt, die sich entgegenwirken und den Einfluss individueller Prozesse bei der Wolken- und Niederschlagsbildung abschwächen. Für die Population von Cumuluswolken lässt sich daher keine systematische Änderung der Lebensdauer und des Lebenszyklus feststellen. Dies ist konsistent zu Studien, die für einzelne Cumuluswolken keine Änderung der Lebensdauer durch veränderte Aerosolkonzentrationen zeigen (Jiang et al., 2006; Xue et al., 2008).

## 4.9. Ergänzende Untersuchungen zur parametrisierten flachen Konvektion

Die horizontale Gitterweite, mit der die Simulationen der vorigen Abschnitte durchgeführt worden sind, beträgt 2,8 km und liegt somit in der sogenannten Grauzone der Konvektion. Innerhalb dieser Grauzone wird angenommen, dass hochreichende Konvektion vom Modell explizit aufgelöst wird, flache Konvektion jedoch nur zum Teil. Daher werden die Simulationen, analog zur Konfiguration der numerischen Wettervorhersage, mit einer Parametrisierung für flache Konvektion nach Tiedtke (1989) durchgeführt. Diese Parametrisierung sorgt unter anderem für eine vertikale Verlagerung von Wasserdampf sofern die Auslösebedingungen erfüllt sind.

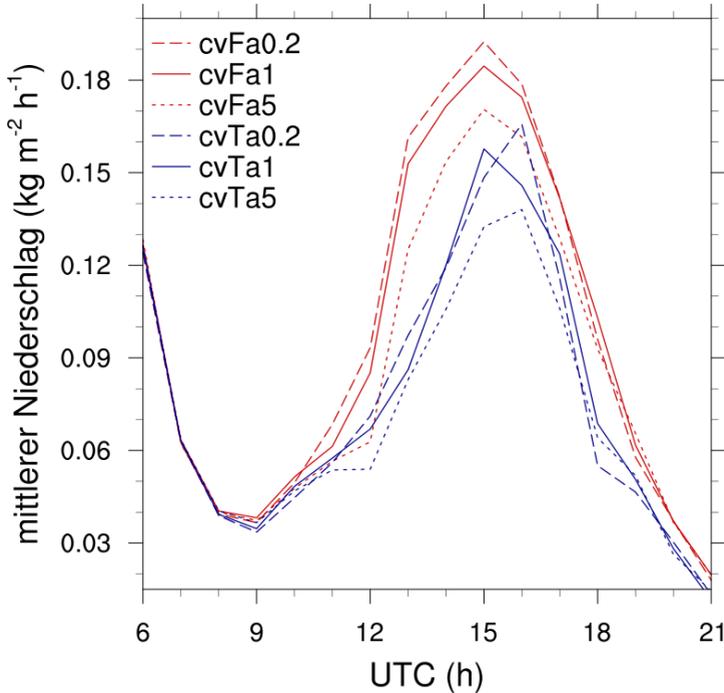
Diese Umverteilung von Wasserdampf hat Auswirkungen auf die Interpretation des Einflusses von Aerosol auf Wolken, da potentielle Effekte unterdrückt werden können (Schad und Vogel, 2016). Um dies für die postfrontalen Cumuli genauer zu untersuchen, werden zusätzliche Simulationen durchgeführt, die in Tabelle 4.2 aufgelistet sind. Dabei wird einerseits die Parametrisierung für flache Konvektion an- und abgeschaltet. Andererseits werden die Aerosolkonzentrationen, die als potentielle Wolkenkondensationskeime in die Aktivierungsroutine eingehen, mittels Faktoren variiert. Das

**Tabelle 4.2.:** Übersicht der Szenarien, die durchgeführt werden, um den Einfluss der Konvektionsparametrisierung auf Aerosoleffekte zu untersuchen. Hierzu wurde die Parametrisierung für flache Konvektion an- und abgeschaltet und die Aerosolkonzentrationen, die der Aktivierungsroutine als Eingabegröße dienen, mit einem Faktor variiert.

Bezeichnung	parametr. Konvektion	Aerosolfaktor
cvTa1	✓	1
cvTa0.2	✓	0,2
cvTa5	✓	5
cvFa1	–	1
cvFa0.2	–	0,2
cvFa5	–	5

Verwenden von Faktoren zur Variation der Aerosolkonzentration bietet den Vorteil, dass sich deren horizontale Verteilung und chemische Zusammensetzung im Vergleich zum Referenzszenario nicht ändern. Somit lassen sich mit realistischen Aerosolverteilungen Rückschlüsse auf Effekte in sauberer oder verschmutzter Umgebung ziehen. Für diese Fallstudie habe ich mich für die Faktoren 0,2 und 5 entschieden, da sie um einen Faktor 25 auseinander liegen, was in etwa der Größenordnung entspricht, die durch das extrem maritime und das kontinentale Szenario nach Segal und Khain (2006) aufgespannt wird.

In Abbildung 4.15 ist der zeitliche Verlauf des mittleren Niederschlags im Konvektionsgebiet am 25. April 2008 zu sehen. Das Setup des Szenarios cvTa1 ist äquivalent zum Setup der Ensemblemitglieder des interaktiven Szenarios (siehe Tabelle 4.1). Das Setup der fünf anderen Simulationen ist in Tabelle 4.2 beschrieben. Der Vergleich des räumlich gemittelten Niederschlags in den Simulationen mit Parametrisierung flacher Konvektion (blaue Linien) mit dem räumlich gemittelten Niederschlag der Simulationen ohne Parametrisierung der flachen Konvektion (rote Linien) zeigt systematische Unterschiede. Wird keine Konvektionsparametrisierung verwendet, ist der Niederschlag bei gleichem Aerosolfaktor über die gesamte Dauer, in denen die postfrontalen Cumuli vorhanden

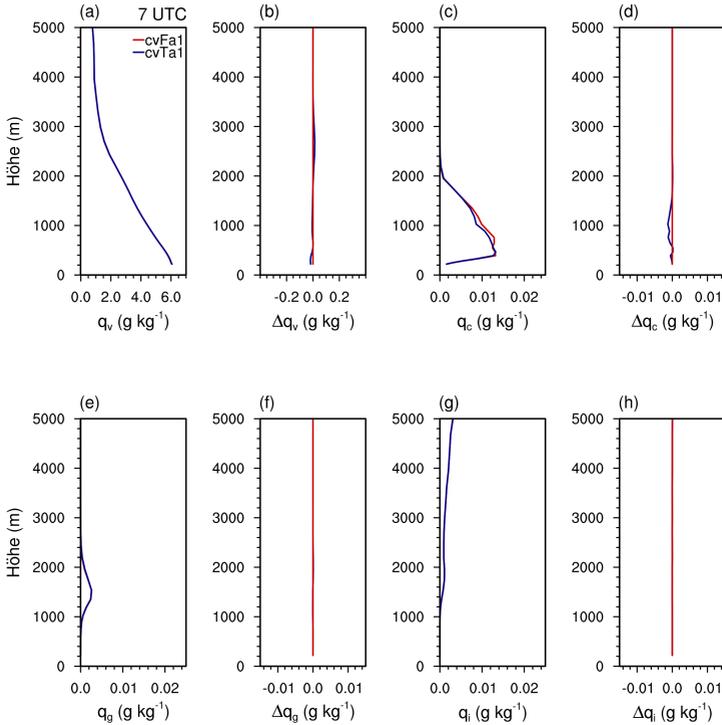


**Abbildung 4.15.:** Mittlerer Niederschlag im Konvektionsgebiet am 25. April 2008 für die Szenarien mit (blau) und ohne (rot) Konvektionsparametrisierung. Eine Übersicht über die Szenarien ist in Tabelle 4.2 zu finden.

sind, höher. Teilweise ergeben sich Unterschiede im stündlichen Niederschlag von über 40 %.

Der Vergleich der Realisierungen mit verschiedenen Aerosolfaktoren zeigt einen systematischen Einfluss von Aerosol auf den zeitlichen Verlauf des Niederschlags, sofern keine Konvektionsparametrisierung verwendet wird. Die Simulation mit dem Faktor 0,2 produziert vom Einsetzen des Niederschlags (ca. 10 UTC) bis zur Dissipation der Wolken (ca. 16 UTC) systematisch mehr Niederschlag als die Simulation mit dem Faktor 1. Entsprechend dazu produziert die Simulation mit dem Faktor 5 systematisch weniger Niederschlag. Dieser eindeutige Unterschied ist, sofern die Konvektionsparametrisierung verwendet wird, nicht zu beobachten. In

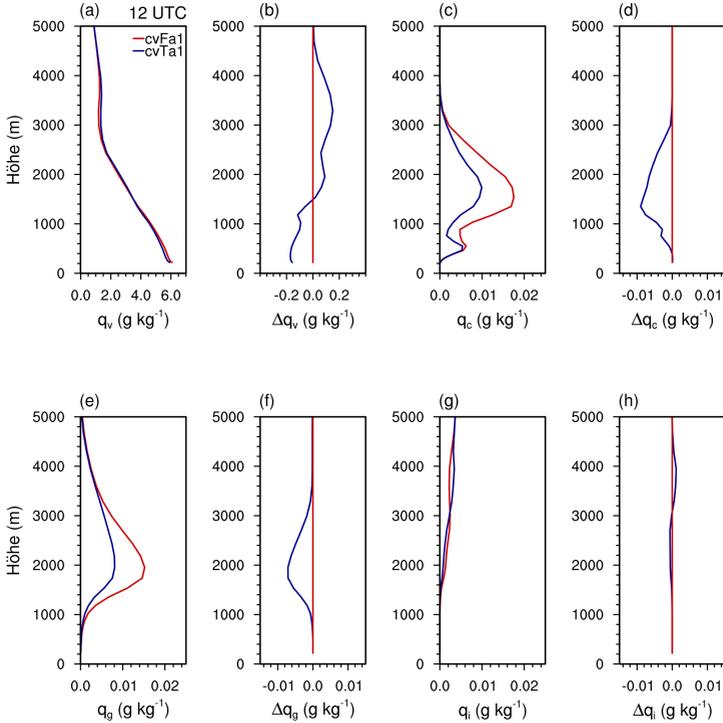
diesem Falle überschneiden sich die Ergebnisse der Simulationen. Die parametrisierte Beschreibung der Konvektion verringert also den Aerosoleffekt.



**Abbildung 4.16.:** Mittlere Vertikalprofile im Konvektionsgebiet am 25. April 2008, 7 UTC, für die Simulation cvTa1 (blau) und cvFa1 (rot) und deren Differenzen zu cvFa1 für: (a-b) Spezifische Feuchte, (c-d) Wolkenwassermischungsverhältnis, (e-f) Graupelmischungsverhältnis und (g-h) Wolkeneismischungsverhältnis.

Um einen genaueren Einblick zu erhalten, was durch das Parametrisieren der flachen Konvektion geschieht, sind in Abbildung 4.16, Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18 mittlere Vertikalprofile der spezifischen Feuchte, des Wolkenwassergehalts, des Graupelgehalts und des Wolkeneisgehalts für die Simulation mit Konvektionsparametrisierung (cvTa1) und ohne Parametrisierung (cvFa1) sowie die Differenz der jeweiligen Profile (cvTa1 - cvFa1) im Konvektionsge-

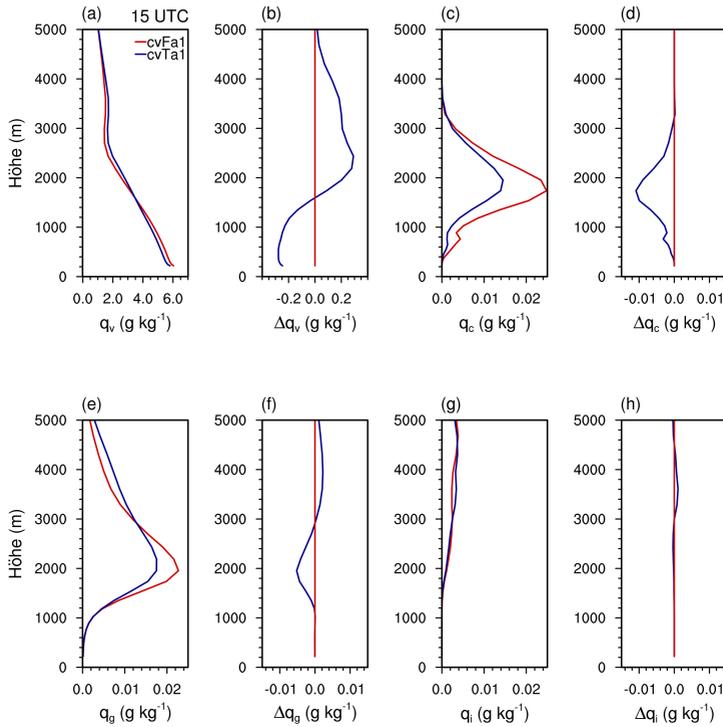
biet zu verschiedenen Zeitpunkten abgebildet. Die Simulationen mit modifiziertem Aerosolgehalt werden hier nicht dargestellt, da der systematische Einfluss der Konvektionsparametrisierung davon nicht beeinflusst wird. Da im Verlauf des nächtlichen Frontdurchgangs die Auslösebedingungen der Konvektionsparametrisierung so gut wie nie erfüllt werden, zeigen sich in den Vertikalprofilen um 7 UTC nur sehr geringe Unterschiede (Abbildung 4.16).



**Abbildung 4.17.:** Wie Abbildung 4.16 für 12 UTC.

Beim Entstehen der postfrontalen Cumuli werden die Bedingungen für Konvektion erfüllt, was dazu führt, dass durch die Parametrisierung Wasserdampf aus der Grenzschicht in die freie Troposphäre verlagert wird. Dies äußert sich um 12 UTC in einer negativen Wasserdampfdifferenz in Höhen unterhalb von 1500 m und einer positiven Differenz darüber (siehe Abbildung 4.17(b)). Dies ist zum Zeitpunkt des maximalen Niederschlags um 15 UTC

(Abbildung 4.18(b)) noch ausgeprägter, mit einer maximalen negativen Differenz in ca. 400 m und einer maximalen positiven Differenz in ca. 2400 m. Dieser durch die Konvektionsparametrisierung vertikal verlagerte Wasserdampf steht in dem Bereich, den er durch die Konvektionsparametrisierung überspringt, nicht zur Wolkenbildung zur Verfügung. Dies ist besonders kritisch bei Cumulusbewölkung, da der Wasserdampf von unterhalb der typischen Höhe des Cumuluskondensationsniveaus in ein Niveau oberhalb der Wolken verlagert wird.



**Abbildung 4.18.:** Wie Abbildung 4.16 für 15 UTC.

Dies zeigt sich in den Vertikalprofilen des Wolkenwassergehalts und des Graupelgehalts. Diese erreichen ihr Maximum für beide Simulationen in einem Höhenbereich von 1500 m bis 2000 m (Abbildung 4.17(c),(e) und Abbildung 4.18(c),(e)). Aus den Differenzen im Wasserdampf zeigt sich, dass das Defizit genau im

Bereich unterhalb des Maximums des Wolkenwassergehalts, also im Bereich der Wolkenbasis liegt und somit bei der Wolkenbildung fehlt. Der Wolkeneisgehalt ist generell vergleichsweise niedrig und spielt daher eine untergeordnete Rolle (Abbildung 4.17(g) und Abbildung 4.18(g)).

Diese verringerte Wolkenbildung bei aktivierter Parametrisierung der flachen Konvektion führt letztendlich zu einem verringerten Niederschlag, wie er in Abbildung 4.15 zu beobachten ist. Da das simulierte Aerosol auf die Konvektionsparametrisierung keinen Einfluss besitzt, wird auch der Einfluss des Aerosols auf die Wolkenbildung und den daraus resultierenden Niederschlag verhindert. Oder anders ausgedrückt, wenn mehr Aerosol, wie in dieser Situation, Niederschlag systematisch unterdrückt, lässt sich dieser Effekt nur abgeschwächt beobachten, wenn der Niederschlag bereits durch die Konvektionsparametrisierung unterdrückt wird. Da eine horizontale Gitterweite von 2,8 km in der sogenannten Grauzone der Konvektion liegt und diese somit nur teilweise aufgelöst wird, wird der Aerosoleffekt durch die Konvektionsparametrisierung in den vorherigen Abschnitten unterschätzt.

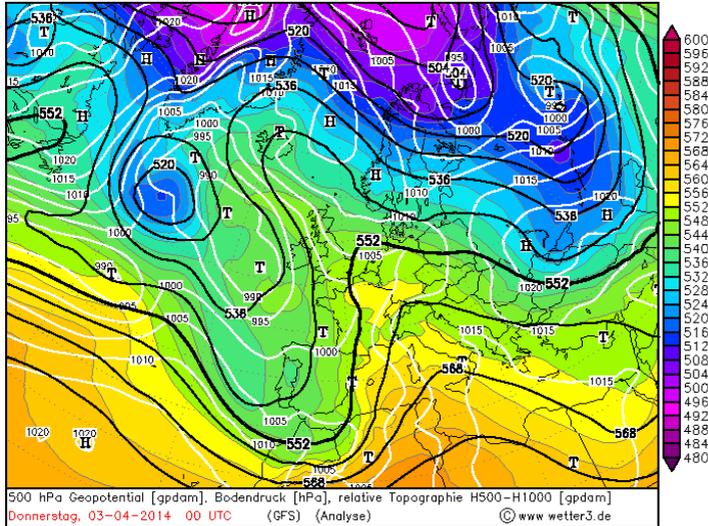
# 5. Fallstudie zum Einfluss von Mineralstaubaerosol auf Cirren über Mitteleuropa

In der folgenden Modellstudie wird der Einfluss von Mineralstaub auf die Bildung von Cirren über Mitteleuropa während eines Saharastaubereignisses untersucht. Aufgrund der räumlichen Distanz zwischen Quell- und Zielgebiet ist es nicht möglich, alle relevanten Prozesse mit einem hochaufgelösten Regionalmodell zu betrachten. Daher wird mit ICON-ART für diese Fallstudie ein anderes Modellsystem als für die Fallstudie in Kapitel 4 verwendet. Ein großer Vorteil von ICON-ART gegenüber vielen anderen Modellsystemen ist die lokale Gitterverfeinerung, die es ermöglicht, interessante Prozesse höher aufzulösen. Dies bringt aber gleichzeitig insofern Probleme mit sich, dass verschiedene Prozesse eine Skalenabhängigkeit aufweisen (Barthlott und Hoose, 2015; Donner et al., 2016).

Durch die Gitterverfeinerung ergibt sich mit ICON-ART die Möglichkeit, die Skalenabhängigkeit der Cirrenbildung während des Saharastaubereignisses über Mitteleuropa am 3. April 2014 zu untersuchen. Ein Ergebnis dieser Arbeit ist eine Methodik mit der die Skalenabhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit für die Cirrenbildung parametrisiert werden kann. Die Verbesserung der Modellergebnisse wird anhand eines Fallbeispiels gezeigt.

## 5.1. Wetterlage

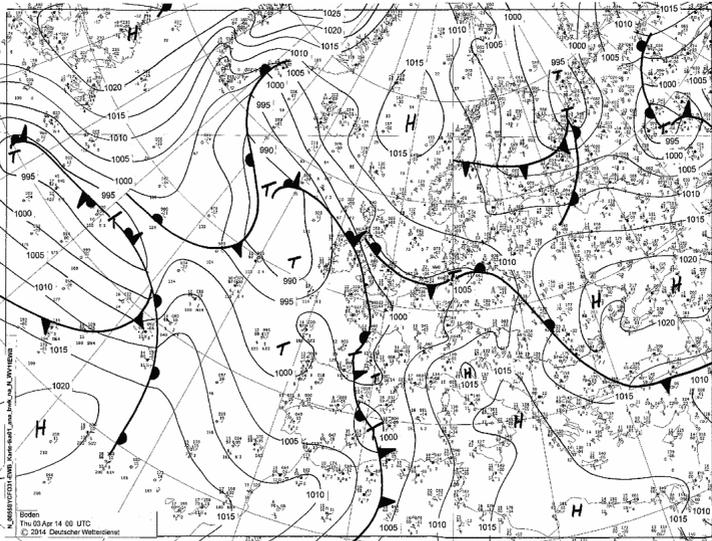
Am 3. April 2014, 0 UTC, erstreckt sich ein ausgedehnter Höhentrog in 500 hPa von seinem Zentrum im Nordatlantik südlich von Grönland über die Biskaya und Portugal bis nach Marokko und Algerien (Abbildung 5.1). Östlich davon erstreckt sich ein Höhenrücken in 500 hPa von Libyen über das westliche Mittelmeer, Frankreich, Deutschland und die Nordsee bis nach Island. Dadurch



**Abbildung 5.1.:** Analyse der Wetterlage am 3. April 2014, 0 UTC. Schwarze Linien: Geopotential (in gpdm) in einer Höhe von 500 hPa; Weiße Linien: Bodendruck (in hPa); Farbige Konturen: Relative Topographie (in gpdm) zwischen 500 hPa und 1000 hPa. Abbildung von Behrendt und Mahlke (2016).

ergibt sich für Mitteleuropa eine südliche Anströmung von Luftmassen, die aus Nordafrika stammen. Diese Anströmung ist bereits an den Vortagen, dem 1. und 2. April, gegeben.

Zuvor liegt ein bodennahes Tiefdruckgebiet am 1. und 2. April 2014 nordwestlich der iberischen Halbinsel. Eine dazugehörige Kaltfront erstreckt sich am 1. April entlang der Westküste der iberischen Halbinsel und nordwestlich der nordafrikanischen Atlantikküste. Im Laufe des 2. Aprils passiert diese Front Marokko und anschließend Algerien. In Abbildung 5.2 ist die Front für den 3. April, 0 UTC, über Algerien zu sehen. Dieser Frontdurchgang brachte hohe Windgeschwindigkeiten mit sich. Dies zeigt sich am 2. April, 12 UTC, in Abbildung 5.3 im Bereich des Westlichen Großen Erg, das als Quellgebiet für Mineralstaub bekannt ist. Dabei erreicht die mittlere Windgeschwindigkeit Werte von über  $35 \text{ kn}$  ( $18 \text{ m s}^{-1}$ ). Die GFS-Analyse (Global Forecast System) liefert Spitzenwerte für Böen von bis zu  $27 \text{ m s}^{-1}$  (nicht gezeigt). Die

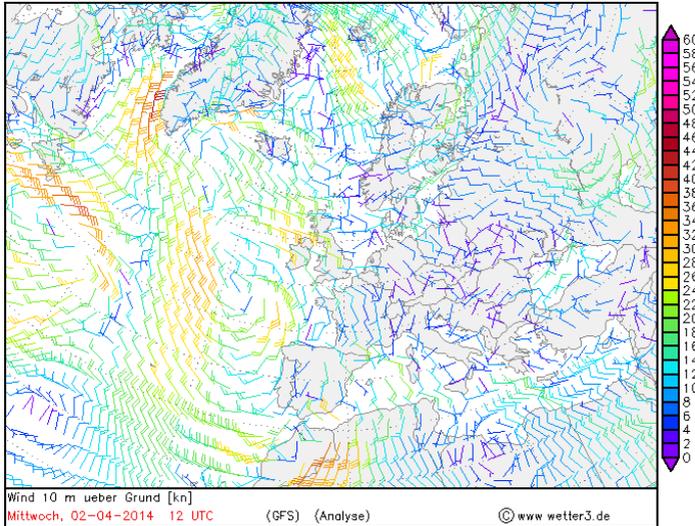


**Abbildung 5.2.:** Bodenanalyse des Deutschen Wetterdienstes für den 3. April 2014, 0 UTC. Abbildung von Behrendt und Mahlke (2016).

Anströmung Mitteleuropas von Nordafrika in Verbindung mit den hohen Windgeschwindigkeiten über dem Westlichen Großen Erg ergibt ideale Bedingungen für die Emission von Mineralstaub in der Sahara und den Transport bis nach Mitteleuropa.

Die bodennahe synoptische Situation wird am 3. April 2014 0 UTC über dem Nordatlantik, der Biskaya, den Balearen, sowie über Großbritannien und Norddeutschland von Tiefdruckgebieten geprägt. Bodennahe Hochdruckgebiete liegen über Lybien bis nach Norditalien. Die Tiefdruckgebiete mit dazugehörigen Fronten dringen im Laufe des 3. Aprils weiter nach Frankreich und Deutschland vor. Die damit verbundene Bewölkung lässt sich im Satellitenbild für den 3. April beobachten (Abbildung 5.4). Frankreich, das westliche Mittelmeer und der Alpenraum liegen unter einem dichten Wolkenschirm, der im Laufe des 3. und 4. Aprils über Deutschland zieht.

Die Bewölkung, die in Abbildung 5.4 zu sehen ist, erschwert es, den Mineralstaub in Mitteleuropa mittels optischer Methoden quantitativ zu erfassen (z.B. durch Messung der Aerosol optischen

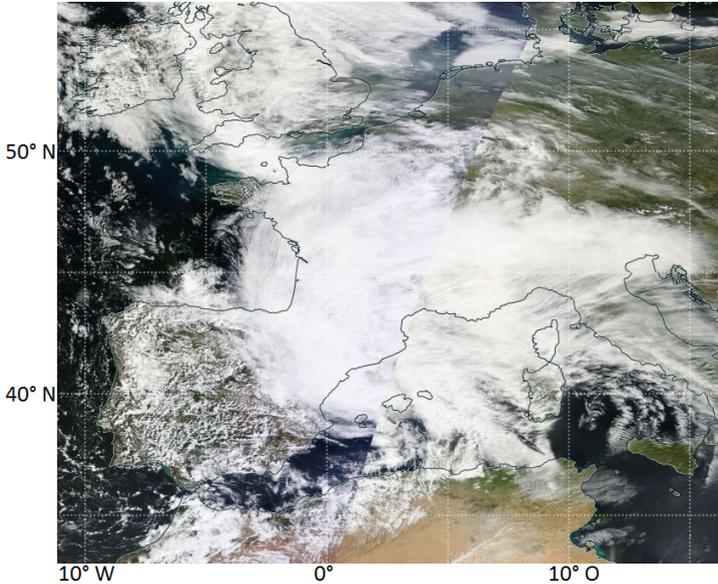


**Abbildung 5.3.:** Windgeschwindigkeiten in Knoten am 2. April 2014, 12 UTC, in 10 m Höhe. Abbildung von Behrendt und Mahlke (2016).

Dicke). Dies ist bei Saharastaubereignissen in Mitteleuropa häufig der Fall, da für Emissionen und den anschließenden Transport nach Mitteleuropa typischerweise ausgedehnte Tiefdruckgebiete sorgen. Gleichzeitig kann der Mineralstaub mittels indirekter oder semi-direkter Effekte Einfluss auf die Wolkeneigenschaften nehmen.

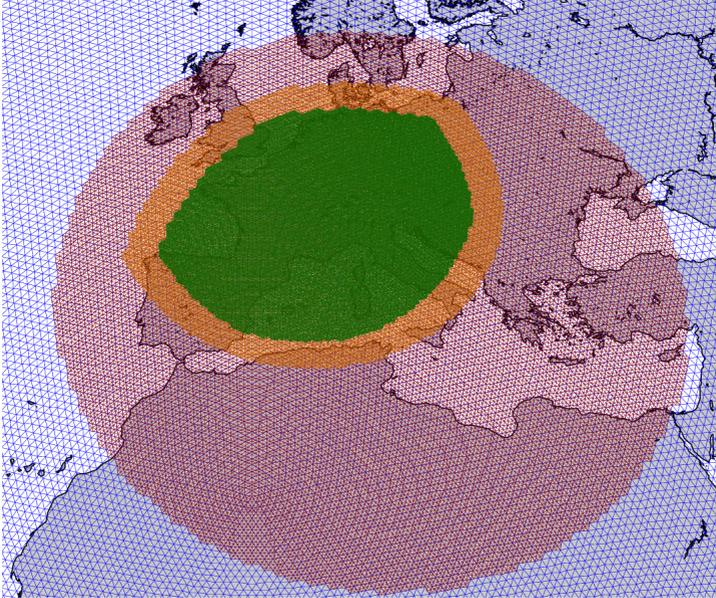
## 5.2. Simulationssetup

Die ICON-ART Simulationen, die für die folgende Studie durchgeführt werden, beinhalten jeweils vier Simulationsgebiete, die in Abbildung 5.5 zu sehen sind und mit unterschiedlichen Modellauflösungen gerechnet werden. Das globale Simulationsgebiet wird auf einem R2B6 Gitter, also mit 40 km effektiver Gitterweite (siehe auch Tabelle 3.1), gerechnet. Dieses liefert die Randwerte für ein R2B7-Nest (20 km effektive Gitterweite) über Europa und Nordafrika mittels Ein-Weg-Kopplung. Dieses Simulationsgebiet schließt das Westliche Große Erg mit ein, wodurch auch die Mineralstaubemissionen mit einer feineren Maschenweite berechnet werden.



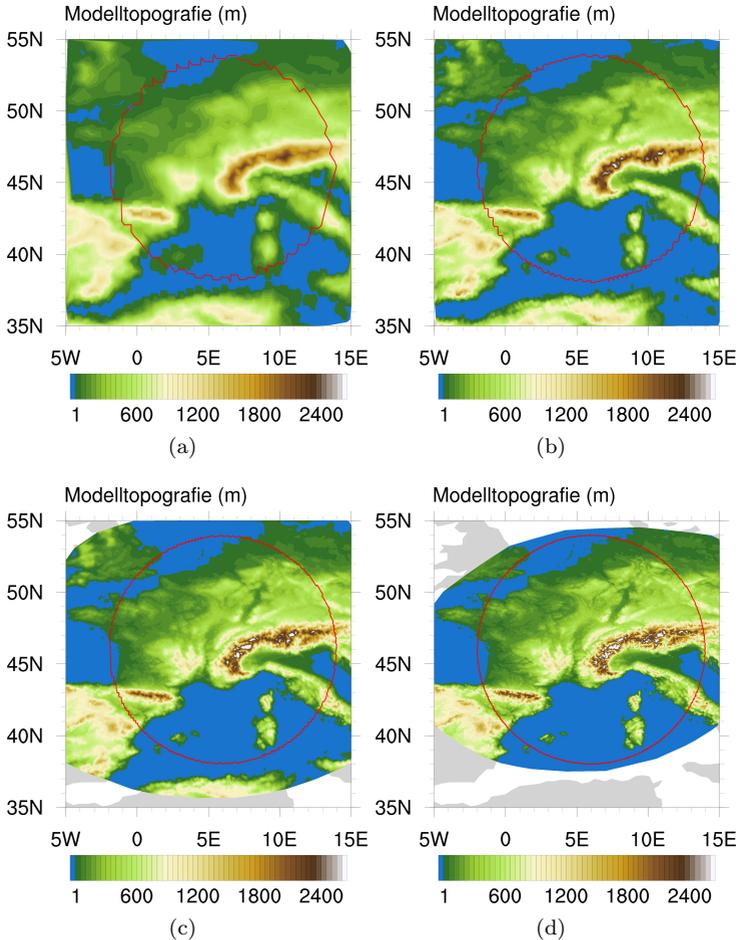
**Abbildung 5.4.:** Satellitenbild (sichtbar, MODIS-Terra) für den 3. April 2014 (NASA Worldview, 2016). Der Bildausschnitt reicht von  $30,5^{\circ}\text{N}$   $11^{\circ}\text{W}$  nach  $56^{\circ}\text{N}$   $16,5^{\circ}\text{O}$ . Die Überflüge fanden gegen 10 UTC (östlicher Teil des Ausschnitts) und 11:35 UTC (westlicher Teil) statt.

Über Europa wird das Gitter zu einem R2B8-Nest (10 km) und einem R2B9-Nest (5 km) weiter verfeinert. Diese werden ebenfalls mittels einer Ein-Weg-Kopplung von dem jeweils nächstgrößeren Simulationsgebiet angetrieben. Die Modelltopografie der einzelnen Simulationsgebiete ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Auf das Analysegebiet, das in rot gekennzeichnet ist, wird später näher eingegangen. Der Integrationszeitschritt für Advektion und physikalische Parametrisierungen (siehe auch Abschnitt 3.5) beträgt für das globale Simulationsgebiet 216 s, der reduzierte Zeitschritt für Dynamik und Sedimentation beträgt 72 s. Mit der effektiven Gitterweite werden die Zeitschritte zu jedem Nest halbiert. Abgesehen davon unterscheiden sich die Einstellungen für die verschiedenen Nests nicht, um die Ergebnisse der Simulationsgebiete möglichst vergleichbar zu machen.



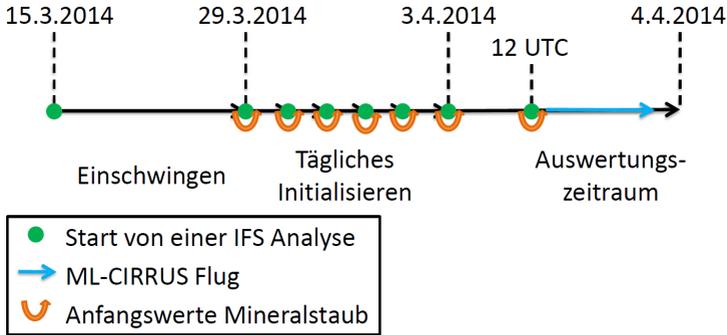
**Abbildung 5.5.:** Simulationssgebiete und Gitterstruktur über Europa und Nordafrika. In blau ist das globale R2B6-Gitter (40 km) zu sehen. Dieses Gitter wird zu R2B7 (20 km, rot), R2B8 (10 km, orange) und R2B9 (5 km, grün) verfeinert.

In der Modellstudie, die im Folgenden durchgeführt wird, liegt der Fokus auf den Eiswolken, die sich über Mitteleuropa bilden. Eine entscheidende Komponente für die Bildung dieser Wolken ist Mineralstaub. Wie in Kapitel 1 beschrieben, haben Mineralstaubpartikel einerseits gute Eigenschaften als Eiskeime und liegen andererseits in ausreichenden Mengen in den entscheidenden Höhen vor (Hoose und Möhler, 2012; Cziczo et al., 2013; Sullivan et al., 2016). Die folgende Modellstudie beschreibt einen Sahara-staubausbruch Anfang April 2014, der medienpräsent war, da er in Kombination mit anthropogenen Partikeln am 3. April in London zu Smog-Warnungen geführt hat (The Guardian, 2014). Die Passage einer Front hat im Westlichen Großen Erg zu hohen Mineralstaubemissionen geführt, die durch eine südliche Anströmung weit nach Europa transportiert werden konnten.



**Abbildung 5.6.:** Modelltopografie in Metern für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km), (c) R2B8 (10 km) und (d) R2B9 (5 km). Der rote Kreis kennzeichnet das Analysegebiet, das sich in einem Radius von  $8^\circ$  um  $46^\circ\text{N } 6^\circ\text{O}$  befindet.

Um die Mineralstaubkonzentrationen dieses Saharastaubausbruchs simulieren zu können, habe ich eine Simulationsreihe aufgesetzt, die in Abbildung 5.7 schematisch dargestellt ist. Die erste Simulation startet am 15. März 2014 von einer Analyse des IFS-



**Abbildung 5.7.:** Schematischer Überblick über die Simulationen, die als Vorbereitung für die Simulationen des Auswertungszeitraums durchgeführt worden sind.

Modells (Integrated Forecasting System) vom ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) mit einer staubfreien Atmosphäre. Die Simulation läuft für zwei Wochen frei mit dem Ziel, Staubhintergrundkonzentrationen zu generieren. Ab dem 29. März, 0 UTC, bis einschließlich 3. April, 0 UTC, wird täglich von der passenden IFS-Analyse initialisiert. Die Anfangswerte für den Mineralstaub stammen aus der entsprechenden vorangehenden Simulation. Das tägliche Initialisieren mit IFS-Analysen und der in den Analysen enthaltenen Datenassimilation führt dazu, dass die meteorologische Situation nahe an Beobachtungen liegt, was den Transport des Mineralstaubs während des Saharastaubaubausbruchs verbessert. Am 3. April um 12 UTC wird nochmals von einer IFS-Analyse gestartet. Die darauf folgenden zwölf Stunden sind der Zeitraum, in dem die Ergebnisse der Simulation ausgewertet werden und enthalten den Zeitraum, in dem Messungen durch die ML-Cirrus Kampagne (Voigt et al., 2016; Schnaiter und Järvinen, 2015) vorhanden sind.

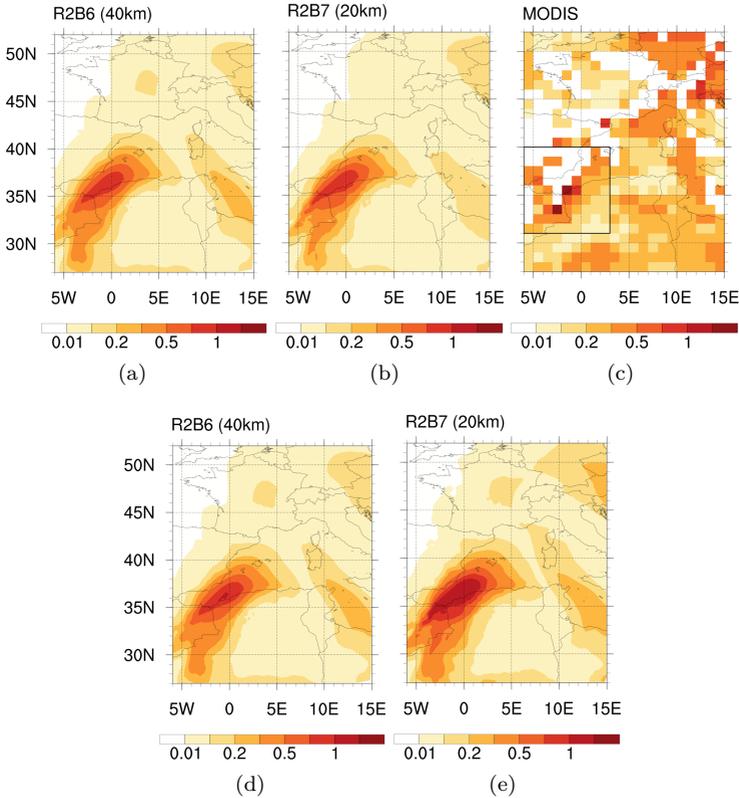
Die Ausgabe der Simulationsergebnisse erfolgt zwischen dem 3. April 2014 12 UTC und dem 4. April 2014 0 UTC für jeden Zeitschritt des globalen Simulationsgebiets, also alle 216 s. Die Mineralstaubemissionen werden wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben behandelt, wobei die Bestimmung des Wertes des Parameters  $C_{white}$  aus Gleichung 3.38 in Abschnitt 5.3 beschrieben wird. Der Fokus dieser Studie liegt auf dem Einfluss von Aerosol und Vertikalge-

schwindigkeit auf Eiswolken. Daher werden für die Simulation zum Analysezeitraum die Parametrisierungen, wie in Abschnitt 3.4.6 beschrieben, verwendet. Die Anzahl der flüssigen Aerosolpartikel, die als Eingabegröße für die Parametrisierung des homogenen Gefrierens benötigt wird, wird auf  $1000 \text{ cm}^{-3}$  gesetzt. Dieser Wert ist ausreichend, damit das Regime nicht durch Aerosol limitiert wird, da dieser Prozess für gewöhnlich von Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur dominiert wird (Köhler und Seifert, 2015; Kärcher und Lohmann, 2002). Als Parametrisierung für die heterogene Nukleation von Wolkeneis wird, sofern nicht anders angegeben, Phillips et al. (2013) verwendet. In den Simulationen, die den Zeitraum bis zum 3. April 12 UTC abdecken, wird der Mineralstaubeinfluss auf den Atmosphärenzustand nicht berücksichtigt.

### 5.3. Kalibrierung der Mineralstaubemissionen

Mit dem Parameter  $C_{white}$  aus Gleichung 3.38 lassen sich Modellergebnisse an Messungen anpassen. Die Mineralstaubemissionsflüsse skalieren linear mit diesem Parameter. Aus Mangel an direkten Messungen in den Höhen, in denen die Mineralstaubfahne nach Europa transportiert wird, wird auf die Aerosol Optische Dicke (AOD) als integrales Maß zurückgegriffen. Dabei bieten Satellitendaten eine deutlich bessere räumliche Abdeckung als Sonnenphotometer, insbesondere in den Quellregionen und über dem Mittelmeer. Optische Messungen über dem europäischen Festland gibt es aufgrund dichter Bewölkung für diese Episode keine. Daher verwende ich Daten von MODIS-Aqua (MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer, King et al., 1992; Parkinson, 2003) um den Parameter  $C_{white}$  festzulegen. Hier gibt es zwei Produkte von MODIS, die in Frage kommen. Einerseits die AOD, die mittels des deep blue Algorithmus bestimmt wird und andererseits die AOD, die durch die dark target Algorithmen ermittelt werden. Der deep blue Algorithmus ist dazu gedacht die AOD über hellen Landoberflächen zu bestimmen. Die dark target Algorithmen hingegen liefern die AOD über Wasser und über dunklen Landoberflächen, also in Regionen mit dichter Vegetation (Levy et al., 2013).

Abbildung 5.8(c) zeigt die zusammengesetzte AOD von deep blue und dark target für den 1. April 2014. Dazu wird an den



**Abbildung 5.8.:** Tagesmittel am 1. April 2014 der AOD für (a) ICON-ART, R2B6 (40 km),  $C_{white} = 0,67$  und (b) ICON-ART, R2B7 (20 km),  $C_{white} = 0,46$ , (c) MODIS (Acker und Leptoukh, 2007), (d) ICON-ART, R2B6 (40 km),  $C_{white} = 0,7$  und (e) ICON-ART, R2B7 (20 km),  $C_{white} = 0,7$ . Der schwarze Kasten in (c) stellt das Gebiet dar, anhand dessen  $C_{white}$  festgelegt wird.

Pixeln, an denen Werte aus beiden Produkten vorliegen, der Mittelwert verwendet. Der Mineralstaub, der in den folgenden Tagen nach Europa transportiert wird, lässt sich an den hohen Werten, die vom Nordosten Marokkos bis hin zu den Balearen zu sehen sind, erkennen. Anhand dieser Werte werden die Modellergebnisse, ausgehend von einem  $C_{white} = 1$ , an die Messungen angepasst.

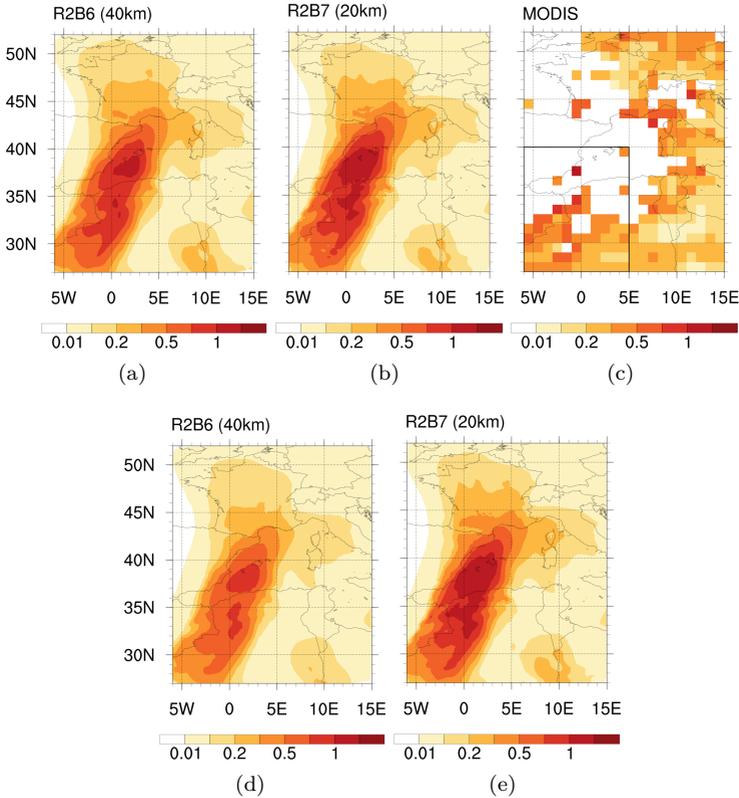
**Tabelle 5.1.:** Werte für  $C_{white}$ , die sich aus dem Vergleich mit MODIS Daten ergeben.

Datum	Simulationsgebiet	$C_{white}$	Abbildung
1. April 2014	R2B6 (40 km)	0,67	5.8(a)
1. April 2014	R2B7 (20 km)	0,46	5.8(b)
2. April 2014	R2B6 (40 km)	0,87	5.9(a)
2. April 2014	R2B7 (20 km)	0,67	5.9(b)

Dazu werden die Werte an Modellgitterpunkten, die innerhalb eines  $1^\circ \times 1^\circ$  Messpixels liegen, gemittelt und der Faktor, um den der Mittelwert von der Messung abweicht, bestimmt. Anschließend wird der Median aus den Faktoren im schwarz umrandeten Gebiet gebildet. Nun wird  $C_{white}$  so angepasst, dass dieser Median 1 ergibt. Die resultierenden Werte für  $C_{white}$  sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die daraus resultierende AOD aus der ICON-ART Simulation ist in Abbildung 5.8(a) für eine effektive Gitterweite von 40 km und in Abbildung 5.8(b) für 20 km dargestellt.

Die simulierte Mineralstaubfahne erstreckt sich vom Nordosten Marokkos bis hin zu den Balearen. Dies deckt sich mit den Positionen der hohen AOD-Werte aus den Messungen. Sowohl die Struktur als auch die Größenordnung der simulierten AOD-Werte in der Fahne reproduzieren nach der Anpassung von  $C_{white}$  die gemessenen Werte zufriedenstellend. Lediglich die Maximalwerte der AOD liegen für beide Modellgebiete im Bereich 0,75 bis 1, während die Messungen zwei Pixel aufweisen, an denen die AOD sogar über 1,5 hinausgeht.

Dasselbe Vorgehen zur Anpassung von  $C_{white}$  lässt sich für den 2. April 2014 durchführen. Die von MODIS-AQUA gemessene AOD ist in Abbildung 5.9(c) dargestellt. Die Werte, die sich durch die Anpassung ergeben, sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Am 2. April ist es über dem westlichen Mittelmeer, vor allem südlich von Frankreich und Spanien, stark bewölkt. Daher liegen nur vereinzelte Messungen entlang der spanischen Südküste und über Menorca vor. Jedoch werden AOD-Werte größer 0,3 im östlichen Teil Marokkos und im Westen Algeriens gemessen. Daher beziehe ich diese Messwerte mit ein. Die von ICON-ART simulierte Mineralstaubfahne (Abbildung 5.9(a) und Abbildung 5.9(b)) erstreckt sich von

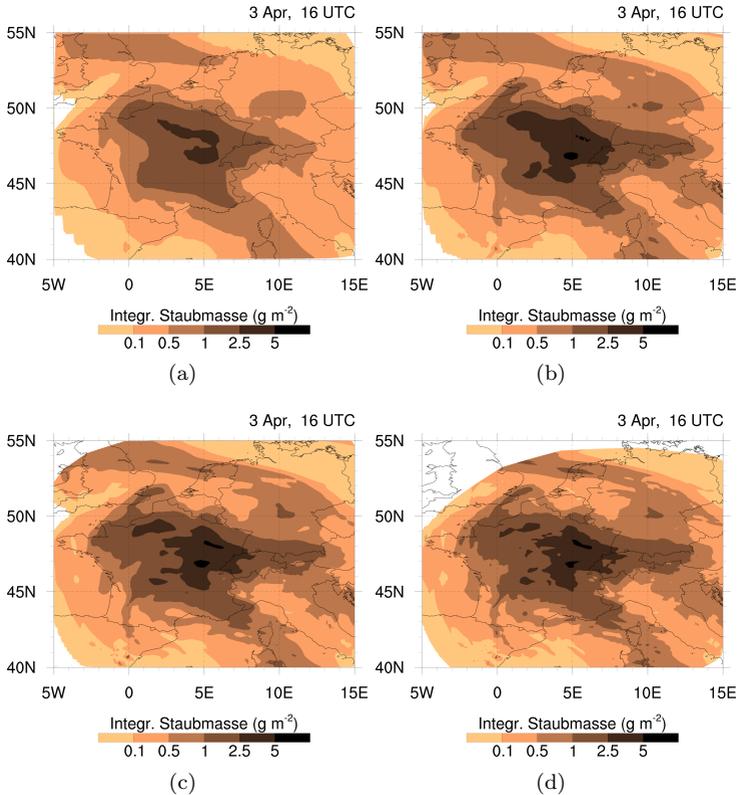


**Abbildung 5.9.:** Tagesmittel am 2. April 2014 der AOD für (a) ICON-ART, R2B6 (40 km),  $C_{white} = 0,87$  und (b) ICON-ART, R2B7 (20 km),  $C_{white} = 0,67$ , (c) MODIS (Acker und Leptoukh, 2007), (d) ICON-ART, R2B6 (40 km),  $C_{white} = 0,7$  und (e) ICON-ART, R2B7 (20 km),  $C_{white} = 0,7$ . Der schwarze Kasten in (c) stellt das Gebiet dar, anhand dessen  $C_{white}$  festgelegt wird.

eben diesen Regionen bis nach Südfrankreich mit AOD-Werten größer 0,3.

Für die folgende Modellstudie wird  $C_{white} = 0,7$  verwendet. Dieser Wert liegt nahe an den Werten, die in Tabelle 5.1 ermittelt worden sind. In Abbildung 5.8(d) und Abbildung 5.8(e) ist die resultierende AOD für den 1. April 2014, in Abbildung 5.9(d) und

Abbildung 5.9(e) für den 2. April 2014 für jeweils beide Simulationsgebiete zu sehen. Es zeigen sich kleine Unterschiede in den Werten der AOD gegenüber den ursprünglich bestimmten Werten aus Tabelle 5.1. Eine gute Übereinstimmung mit den MODIS-Daten ist noch immer gegeben, weshalb der Wert von  $C_{white} = 0,7$  für die Simulationen gewählt wird.



**Abbildung 5.10.:** Vertikal integrierte Staubmasse am 3. April 2014, 16 UTC, für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km), (c) R2B8 (10 km) und (d) R2B9 (5 km).

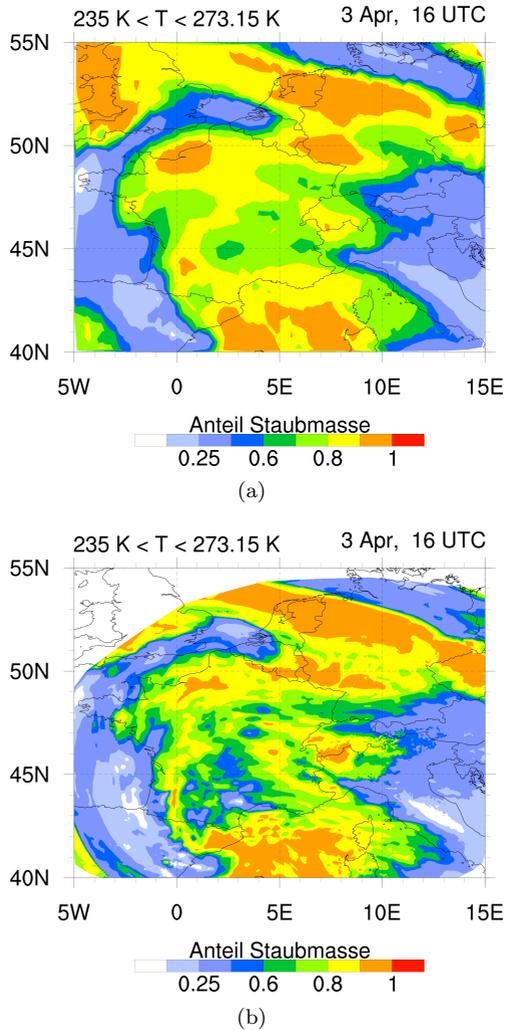
Im Laufe des 3. Aprils 2014 erreicht die Mineralstaubfahne Mitteleuropa. Die simulierte vertikal integrierte Staubmasse für 16 UTC (Abbildung 5.10) zeigt, dass das Maximum des Mine-

ralstaubs für alle Modellauflösungen über Zentralfrankreich liegt mit Werten über  $5 \text{ g m}^{-2}$ . Ausläufer der Fahne mit Werten größer  $0,5 \text{ g m}^{-2}$  erstrecken sich bis nach Österreich, an die deutsch-tschechische Grenze, aber auch über die Niederlande bis zu den britischen Inseln. Am 3. April ist es nicht möglich, die Lage der Fahne und die Werte mit Messungen der AOD zu vergleichen, da, wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist, die Gebiete, über denen die Mineralstaubfahne liegt, von Wolken bedeckt sind. Der Vergleich der Ergebnisse bei verschiedenen Modellauflösungen zeigt, dass die Werte für eine effektive Gittweite von 40 km geringfügig niedriger sind als bei anderen Gitterweiten. Dies liegt daran, dass die Emissionen niedriger sind als bei 20 km, was sich bereits darin geäußert hat, dass die ermittelten  $C_{white}$  Werte für 40 km in Tabelle 5.1 höher sind. Die höheraufgelösten Gebiete mit effektiven Gittweiten von 10 km, und 5 km sehen keine Mineralstaubemissionen in Nordafrika und erhalten den Mineralstaub als Fluss durch den Modellrand vom jeweils größeren Nest. Somit erhalten beide den Mineralstaub letztendlich aus dem R2B7-Nest (20 km), wodurch sich auch die Größenordnung der Werte zwischen diesen drei Modellauflösungen kaum unterscheidet.

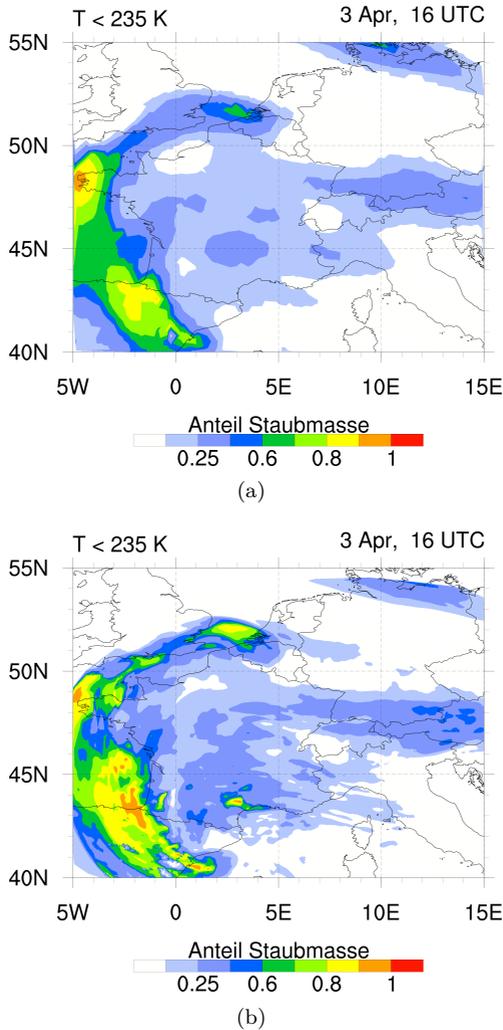
In Abbildung 5.11 ist der Anteil der vertikal integrierten Mineralstaubmasse am Gesamtsäulengehalt für den Temperaturbereich  $235 \text{ K} < T < 273,15 \text{ K}$  und in Abbildung 5.12 für den Temperaturbereich  $T < 235 \text{ K}$  dargestellt. Dies sind die Temperaturbereiche in denen ausschließlich heterogenes Gefrieren stattfindet beziehungsweise in denen homogenes und heterogenes Gefrieren in einem Wettbewerb stehen. Ein Großteil des Staubs liegt in Höhen vor, in denen lediglich heterogene Gefrierprozesse stattfinden. Nur ein geringer Teil des Mineralstaubs liegt in Höhen vor, in denen er in einen Wettbewerb mit homogenem Gefrieren tritt.

## 5.4. Aerosoleinfluss bei der Wolkenbildung

Der Einfluss des Mineralstaubs auf die skalige Wolkenbildung kann je nach Temperaturbereich sehr unterschiedlich sein. Für subskalige Wolkenbildung (z.B. innerhalb einer Parametrisierung für Konvektion) bleibt er für gewöhnlich unberücksichtigt. Im Folgenden wird daher zwischen dem Temperaturbereich, in dem lediglich heterogene Gefrierprozesse stattfinden, also  $235 \text{ K} < T < 273,15 \text{ K}$ ,



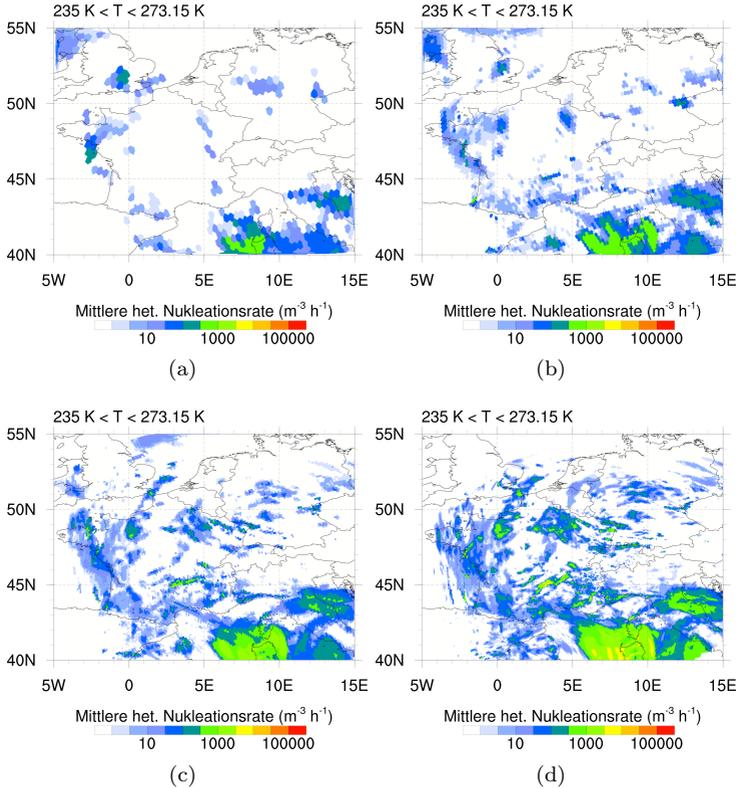
**Abbildung 5.11.:** Anteil der vertikal integrierten Staubmasse im Temperaturbereich  $235\text{ K} < T < 273,15\text{ K}$  am Gesamtsäulengehalt für den 3. April 2014, 16 UTC für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B9 (5 km).



**Abbildung 5.12.:** Anteil der vertikal integrierten Staubmasse im Temperaturbereich  $T < 235$  K am Gesamtsäulengehalt für den 3. April 2014, 16 UTC für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B9 (5 km).

und dem Temperaturbereich, in dem ein Wettbewerb zwischen homogenem und heterogenem Gefrieren stattfindet, also  $T < 235$  K,

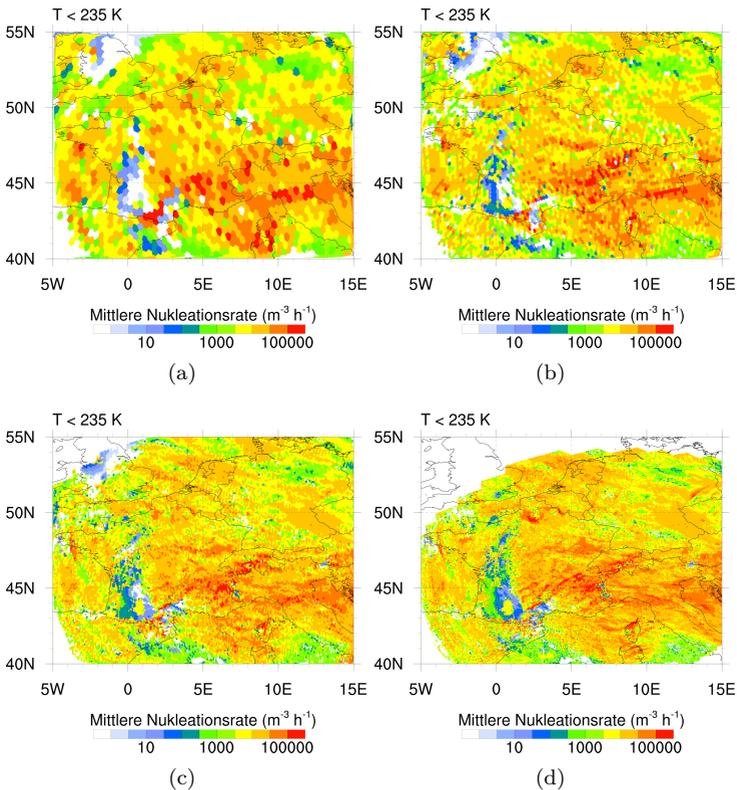
unterschieden. Da die Temperatur in der Troposphäre für gewöhnlich mit der Höhe abnimmt, ist dies zudem eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Höhenbereichen.



**Abbildung 5.13.:** Mittlere heterogene Nukleationsrate vom 3. April 2014, 12 UTC, bis 4. April 2014, 0 UTC, für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km), (c) R2B8 (10 km) und (d) R2B9 (5 km) für den Temperaturbereich  $235 \text{ K} < T < 273,15 \text{ K}$

In Abbildung 5.13 ist die mittlere heterogene Nukleationsrate für den Temperaturbereich, in dem ausschließlich heterogene Gefrierprozesse stattfinden, für die Zeit zwischen dem 3. April, 12 UTC, und dem 4. April, 0 UTC, für die vier verschiedenen Modellauflösungen dargestellt. Die höchsten Werte sind im Mittel-

meerraum über Sardinien, Korsika und westlich davon zu finden. Über Frankreich und Deutschland, wo sich die höchsten Mineralstaubkonzentrationen befinden, findet vergleichsweise wenig heterogene Nukleation statt. Auffällig ist vor allem, dass die Werte mit höherer Modellauflösung ansteigen. Dieser systematische Unterschied lässt sich nicht durch systematische Differenzen in den Mineralstaubkonzentrationen erklären (Abbildung 5.10), was nahelegt, dass die skalige Übersättigung  $s_{grid}$  von der Modellauflösung abhängt.

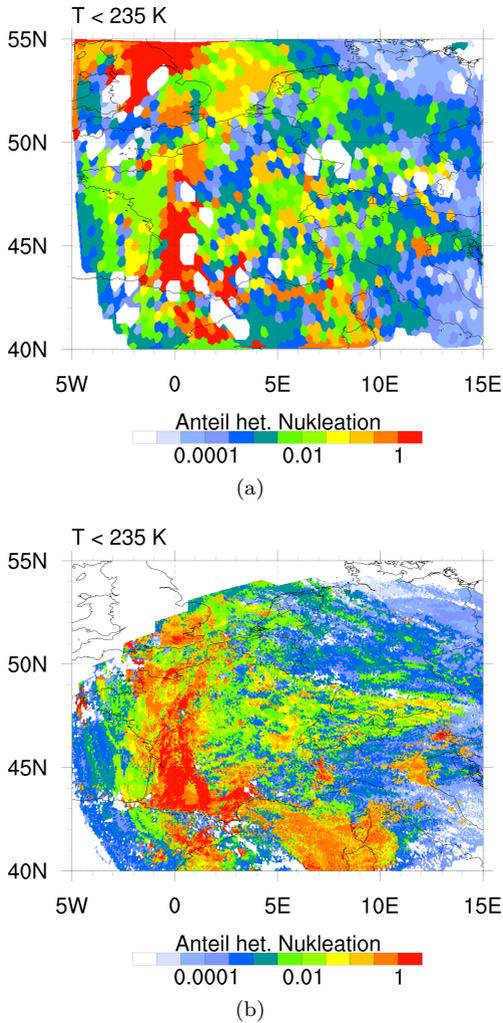


**Abbildung 5.14.:** Mittlere Nukleationsrate vom 3. April 2014, 12 UTC, bis 4. April 2014, 0 UTC, für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km), (c) R2B8 (10 km) und (d) R2B9 (5 km) für den Temperaturbereich  $T < 235 \text{ K}$

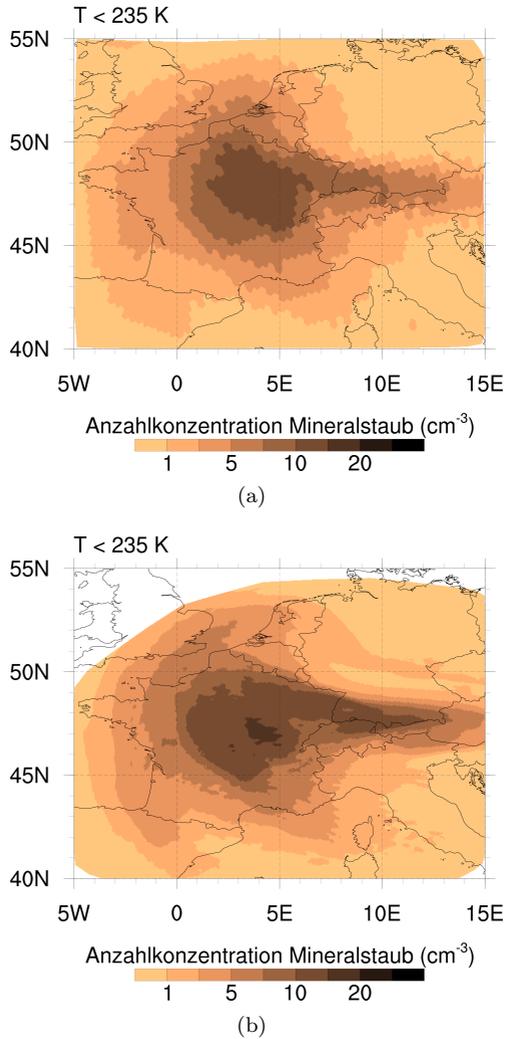
Die mittlere Nukleationsrate (homogen und heterogen) für den Temperaturbereich  $T < 235$  K ist in Abbildung 5.14 für die vier verschiedenen Modellauflösungen im selben Zeitraum wie in Abbildung 5.13 dargestellt. Dabei treten deutlich höhere Werte auf als im rein heterogenen Temperaturbereich, was sich durch die Beteiligung des homogenen Gefrierens erklären lässt. Die Auflösungsabhängigkeit tritt nicht so offensichtlich zu Tage wie im rein heterogenen Temperaturbereich. Ein systematischer Anstieg der Nukleationsrate in Abhängigkeit von der Modellauflösung lässt sich trotzdem erahnen, dieses Verhalten wird später genauer untersucht. Bedenkt man, dass Frankreich und Deutschland nahezu komplett unter einem Schirm aus hohen Wolken liegen (siehe Abbildung 5.4), so springen die niedrigen Werte über dem Westen Frankreichs ins Auge. Auch über Süddeutschland sind die Werte geringer als in der Umgebung. Dies sind Indizien dafür, dass heterogenes Gefrieren hier eine große Rolle spielt.

Um den Anteil des heterogenen Gefrierens genauer zu untersuchen, ist in Abbildung 5.15(a) und Abbildung 5.15(b) das Verhältnis der heterogenen Nukleationsrate zur Gesamtnukleationsrate für eine effektive Gitterweite von 40 km und 5 km dargestellt. Dabei ist wieder der Mittelwert über den Temperaturbereich  $T < 235$  K und den Zeitraum vom 3. April, 12 UTC, bis zum 4. April, 0 UTC, gebildet worden. Rot schattierte Werte bedeuten, dass das homogene Gefrieren komplett durch heterogene Gefrierprozesse unterbunden wird. Trotz kleiner Zahlenwerte stehen orangene und gelbe Werte für einen hohen Anteil des heterogenen Gefrierens, da, sobald homogenes Gefrieren einsetzt, dieses den Zahlenwert der Nukleationsrate dominiert. Dies ist vor allem in den blau schattierten Bereichen zu beobachten, in denen zwar Staub vorhanden ist, aber der Grenzwert, der das homogene Gefrieren unterbindet, nicht überschritten wird. Die Verteilungen der Mineralstaubanzahlkonzentration für den entsprechenden Temperaturbereich sind in Abbildung 5.16(a) und Abbildung 5.16(b) abgebildet.

Der Anteil des heterogenen Gefrierens an der Gesamtnukleation ist besonders über Westfrankreich sehr hoch, genauso wie in der Mittelmeerregion um Sardinien, Korsika und westlich davon, wo ebenfalls die höchsten Werte für den rein heterogenen Temperaturbereich vorliegen. Eine ausgeprägte, keilförmige Struktur mit vergleichsweise hohen Werten um die 0,01 zieht sich von Zentralfrankreich nach Süddeutschland. Der hohe Anteil heterogenen



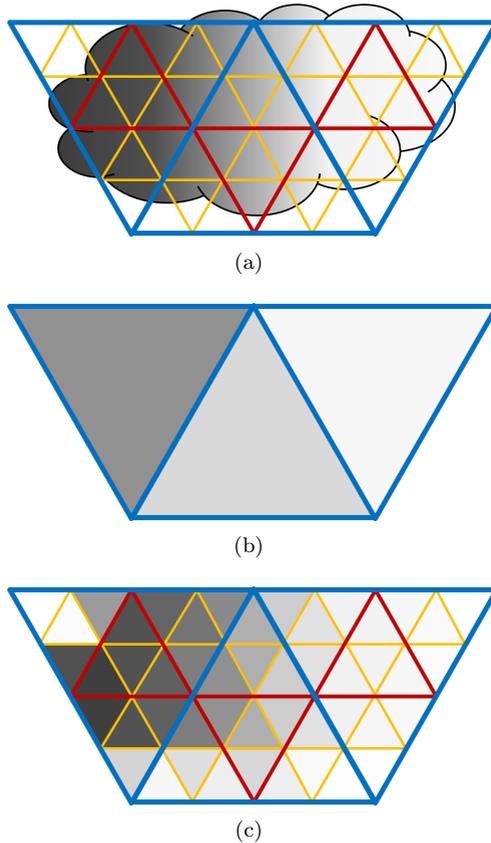
**Abbildung 5.15.:** Mittlerer Anteil heterogenen Gefrierens an der Gesamtnukleationsrate zwischen 3. April 2014, 12 UTC, und 4. April 2014, 0 UTC, für (a) R2B6 (40 km) und (b) R2B9 (5 km) für den Temperaturbereich  $T < 235$  K.



**Abbildung 5.16.:** Mittlere Mineralstaubanzahlkonzentration zwischen 3. April 2014, 12 UTC, und 4. April 2014, 0 UTC, für (a) R2B6 (40 km) und (b) R2B9 (5 km) für den Temperaturbereich  $T < 235 \text{ K}$ .

Gefrierens über dem Westen Frankreichs deckt sich mit dem Gebiet, das niedrige Nukleationsraten aufweist. Somit unterbinden heterogene Gefrierprozesse das homogene Gefrieren über Westfrankreich nahezu vollständig und führen damit zu Cirren mit niedrigen Eispartikelanzahlen. Für die keilförmige Struktur, die sich über Zentralfrankreich und Süddeutschland erstreckt, lässt sich dasselbe beobachten, wenn auch nicht so stark ausgeprägt. Im Gegensatz zu dem Gebiet in Westfrankreich ist diese Struktur jedoch deutlich in der Mineralstaubanzahlkonzentration sichtbar. Hier führt im Mittel die erhöhte Verfügbarkeit von IN durch das Saharastaubereignis zu niedrigeren Eispartikelanzahlen. Über der Mittelmeerregion um Sardinien und Korsika finden sich gleichzeitig hohe Werte der Nukleationsrate sowie ein hoher Anteil heterogenen Gefrierens. Diese hohen heterogenen Nukleationsraten waren bereits in den darunterliegenden Schichten, in denen lediglich heterogene Gefrierprozesse stattfinden, sichtbar (siehe Abbildung 5.13). Insgesamt findet in diesem Gebiet sehr viel heterogenes Gefrieren statt, welches das homogene Gefrieren nahezu unterbindet, gleichzeitig jedoch zu ähnlich hohen mittleren Nukleationsraten führt. Im Gegensatz dazu finden Bangert et al. (2012) für einen Saharastaubausbruch im Mai 2008 keinen signifikanten Einfluss des Mineralstaubs auf Anzahl- und Massenkonzentrationen im Temperaturbereich, in dem homogenes Gefrieren stattfindet. Eine Erklärung dafür liefern Liu et al. (2012), die für dieselbe Kombination von Parametrisierungen (Barahona und Nenes, 2009b; Phillips et al., 2008) zeigen, dass selbst bei IN Konzentrationen von  $201^{-1}$  homogenes Gefrieren eine dominante Rolle spielt. Eine detaillierte Analyse dieser Parametrisierungen in einer Höhe, in der homogenes Gefrieren stattfinden kann, zeigt im Jahresmittel für Europa einen dominanten Beitrag der Vertikalgeschwindigkeit zur Variabilität der Eispartikelanzahlkonzentrationen (Sheyko et al., 2015). In Gebieten, in denen im Jahresmittel viel Mineralstaubpartikel vorhanden sind, können diese über 50 % zur Variabilität beitragen. Der Saharastaubausbruch, der in dieser Arbeit behandelt wird, unterscheidet sich sehr stark von der mittleren jährlichen Bedingungen über Europa, weshalb ein lokal starker Einfluss von Mineralstaub auf die Eispartikelkonzentrationen den Ergebnissen von Sheyko et al. (2015) nicht widerspricht.

## 5.5. Skalenabhängigkeit der Wolkenbildung



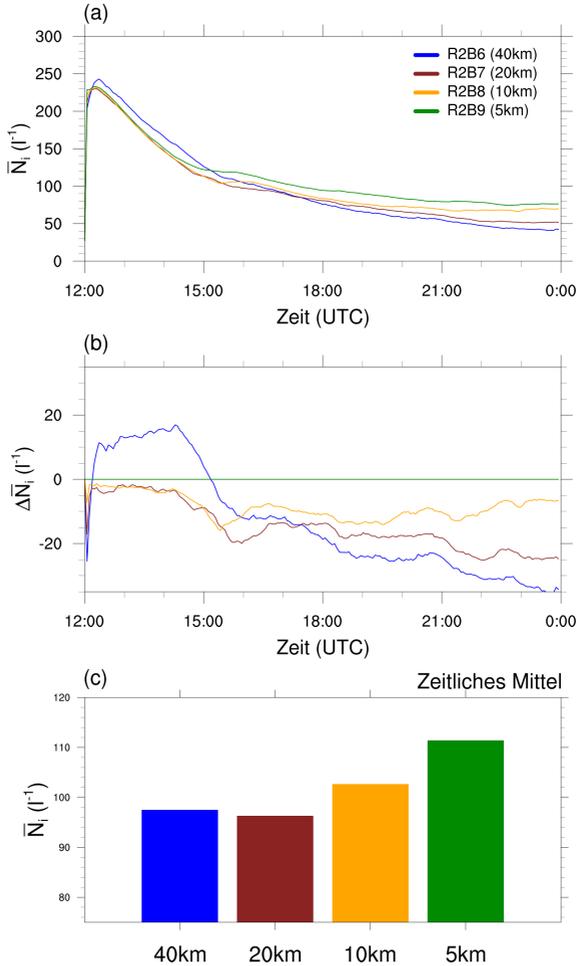
**Abbildung 5.17.:** Schematische Darstellung des Effekts von Mittelung innerhalb von Gitterboxen. Dabei stellt (a) die reale Verteilung einer Größe dar, (b) die diskretisierte Verteilung dieser Größe auf ein grobes Dreiecksgitter und (c) die diskretisierte Verteilung auf ein gegenüber dem groben Gitter durch zwei Bisektionen verfeinertes Dreiecksgitter.

Atmosphärische Größen werden in numerischen Modellsystemen auf Modellgittern diskretisiert. Die resultierenden Zustandsgrößen

im Modell stellen jeweils gewichtete Mittelwerte für einzelne Gitterelemente dar. In Abbildung 5.17(a) ist eine reale Verteilung einer Zustandsgröße schematisch als farblicher Gradient dargestellt. Diese Verteilung wird in Abbildung 5.17(b) auf das blaue, grobe Dreiecksgitter diskretisiert. Dabei muss die Zustandsgröße nicht für das komplette Gitterelement einen Wert, der von Null abweicht, aufweisen. Der Gradient, der in der realen Verteilung vorhanden ist, bleibt auch nach der Diskretisierung vorhanden, jedoch in abgeschwächter Form. Dies liegt an der Mittelung, durch die einerseits Extremwerte verloren gehen und andererseits auch Teile des Gitterelements berücksichtigt werden, in denen der Wert der Zustandsgröße Null beträgt. Wird das Dreiecksgitter nun durch zwei Bisektionen zu dem feinen, orangefarbenen Gitter verfeinert, so sind viele der Strukturen, die in der realen Verteilung der Größe zu sehen sind, auch in der diskretisierten Verteilung zu erkennen (Abbildung 5.17(c)). Der Gradient ist deutlich stärker ausgeprägt. Wie in Abschnitt 1.5 beschrieben, führt das Verwenden von mittleren Größen bei nicht-linearen Prozessen zu systematischen Abweichungen vom exakten Ergebnis, was dann als Skalenabhängigkeit oder Auflösungsabhängigkeit einer Variable bezeichnet wird.

Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Eispartikelanzahlen von der Modellauflösung näher untersucht. Dies geschieht für das Analysegebiet, das als Kreis mit dem Radius  $8^\circ$  um  $46^\circ\text{N } 6^\circ\text{O}$  definiert und in Abbildung 5.6 für die vier Simulationsgebiete in rot dargestellt ist. Des Weiteren beschränkt sich die folgende Analyse auf den Temperaturbereich, in dem homogenes und heterogenes Gefrieren stattfinden können, also  $T < 235 \text{ K}$ . In diesem Temperaturbereich wird die subskalige Varianz der Vertikalgeschwindigkeit, wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, mithilfe der turbulenten kinetischen Energie (TKE) parametrisiert und daraus eine maximale Eisübersättigung, basierend auf einer Parametrisierung, berechnet (Bangert, 2012). Bei höheren Temperaturen hingegen wird die skalige Eisübersättigung verwendet. Diese Parametrisierung der subskaligen Varianz der Vertikalgeschwindigkeit im Temperaturbereich  $T < 235 \text{ K}$  soll im Folgenden verbessert werden.

Die im Analysegebiet räumlich gemittelten Eispartikelanzahlen sind in Abbildung 5.18(a) für die vier verschiedenen Modellauflösungen im Zeitverlauf dargestellt. Die Abweichung zum höchstauflösten Simulationsgebiet mit 5 km effektiver Gitterweite ist in Abbildung 5.18(b) dargestellt. Zunächst liegt die Eispartikelanzahl

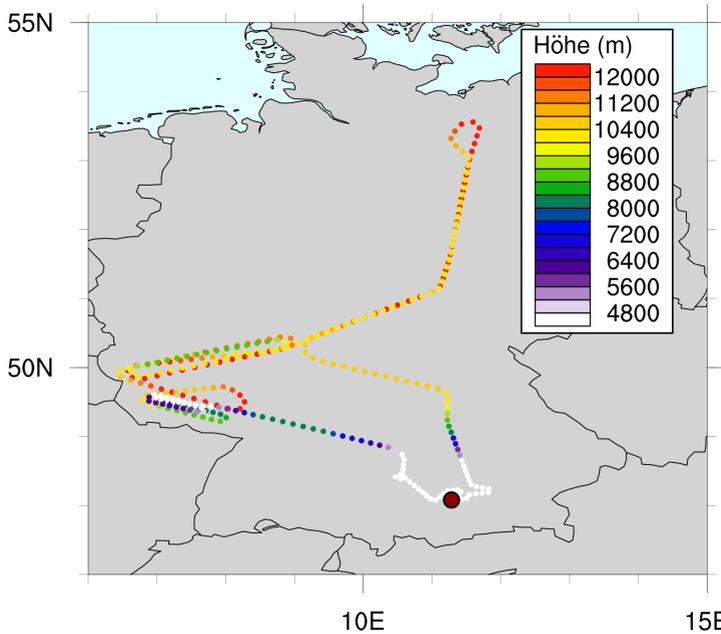


**Abbildung 5.18.:** (a) Zeitlicher Verlauf zwischen dem 3. April, 12 UTC, und dem 4. April, 0 UTC, der räumlich gemittelten Eispartikelanzahlen in Höhenbereichen, in denen homogenes Gefrieren stattfindet ( $T < 235$  K) für vier verschiedene horizontale Gitterweiten. (b) Abweichungen von den Werten von R2B9 (5 km), ansonsten wie oben. (c) Zeitliches Mittel der Eispartikelanzahlen für den Zeitraum von (a).

bei allen Modellauflösungen zwischen  $200$  und  $2501^{-1}$ . Diese baut sich kontinuierlich über den Nachmittag und Abend ab. Die zunächst vergleichsweise hohen Eispartikelanzahlen entstehen durch die Initialisierung. Zwischen  $12$  UTC und  $15$  UTC fällt die Anzahl der Eispartikel stark ab, wobei die Werte bei einer effektiven Gitterweite von  $40$  km systematisch höher sind als die Werte in den drei Nests. Nach  $15$  UTC fallen die Werte bei allen Modellauflösungen deutlich schwächer ab und bleiben gegen Abend nahezu konstant. Dabei dreht sich der zuvor beschriebene Initialisierungseffekt um und es lassen sich systematisch mehr Eispartikel bei einer höheren Auflösung beobachten. In Abbildung 5.18(c) sind die zeitlichen Mittel der in Abbildung 5.18(a) beschriebenen Eispartikelanzahlen dargestellt. Abgesehen von dem etwas höheren Wert bei  $40$  km verglichen mit  $20$  km lässt sich im zeitlichen Mittel eine systematische Zunahme mit höherer Modellauflösung beobachten, wobei der höhere Wert bei  $40$  km durch die Initialisierungsphase verursacht wird. Ein relativer Unterschied von ungefähr  $12\%$  zwischen  $40$  km und  $5$  km ist nicht ungewöhnlich für auflösungsabhängige Effekte in Verbindung mit Wolkenmikrophysiksschemata. So gibt es Studien, die Änderungen in der Niederschlagsintensität von bis zu  $48\%$  (Barthlott und Hoose, 2015) oder Änderungen im Flüssigwassergehalt von Wolken von  $40\%$  (Ma et al., 2015) zeigen. In den folgenden Abschnitten soll nun geklärt werden, woher diese systematischen Unterschiede in den Eispartikelanzahlen kommen und eine Methode entwickelt werden, die diese abschwächt.

## 5.6. Vergleich mit Messwerten

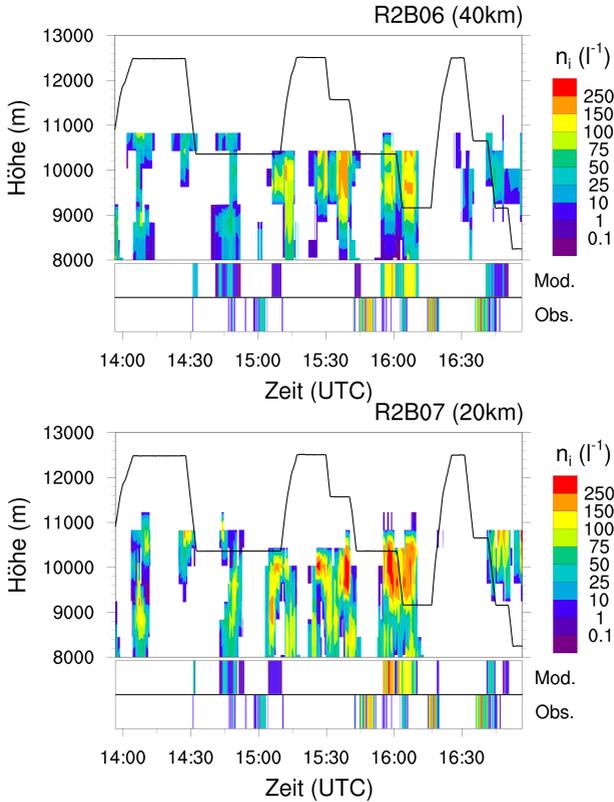
In dem Zeitraum, der mit ICON-ART simuliert wird, fand die ML-Cirrus Messkampagne (Mid Latitude Cirrus) statt. Die Mission 8 fand am Nachmittag des 3. April 2014 statt und hatte eine Dauer von  $5:15$  h (Voigt et al., 2016). Die Flugroute (siehe Abbildung 5.19) geht von Oberpfaffenhofen zunächst in den Westen Mecklenburg-Vorpommerns, dann nach Hessen und Rheinland-Pfalz, wo einige Runden gedreht worden sind und von dort aus wieder zurück nach Oberpfaffenhofen. Für diese Arbeit liegen Daten des Small Ice Detector Mk 3 (SID-3, Schnaiter und Järvinen, 2015; Kaye et al., 2008) vor. Dieses optische Messgerät misst Streumuster von



**Abbildung 5.19.:** Visualisierung der Flugroute und -höhe der ML-Cirrus Mission 8 (Voigt et al., 2016; Schnaiter und Järvinen, 2015). Der Start- und Landepunkt in Oberpfaffenhofen ist in rot markiert.

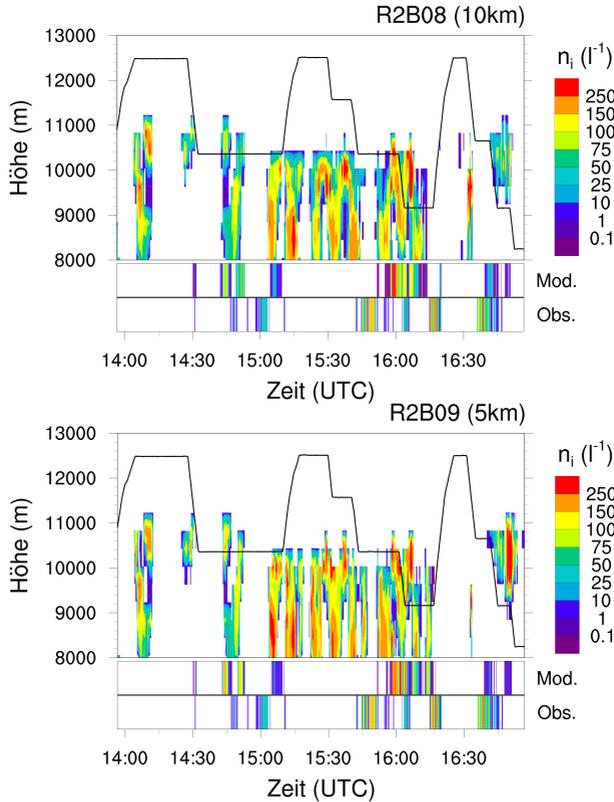
Eispartikeln und liefert damit unter anderem Eispartikelanzahlen und -größenverteilungen.

In Abbildung 5.20 ist der zeitliche Verlauf von Eispartikelanzahlkonzentrationen in Vertikalschnitten entlang der Flugroute von ML-Cirrus Mission 8 für alle Modellauflösungen dargestellt. Unterhalb der Zeitverläufe sind die simulierten (Mod.) und beobachteten (Obs.) Werte dargestellt. Der Vergleich von simulierten und beobachteten Werten ergibt, dass das Modell die räumliche und zeitliche Verteilung der Wolken nicht gut abbildet. Dies ist jedoch nicht zu erwarten und stellt für die weitere Studie dieser Situation kein Problem dar, da vor allem die Größenordnung, in der sich Mess- und Modellwerte bewegen, miteinander verglichen wird. Am simulierten Zeitverlauf lässt sich eine systematische Zunahme der Eispartikelanzahl mit höherer Modellauflösung erkennen. Da dieses Verhalten zudem in den Anzahlen nukleierter Partikel sichtbar ist



**Abbildung 5.20.:** Höhenschnitt im zeitlichen Verlauf der simulierten Eispartikelanzahlkonzentrationen entlang der Flugroute der ML-Cirrus Mission 8. Die Flughöhe ist als schwarze Linie eingezeichnet. Das Ergebnis der ICON-ART-Simulation in Flughöhe ist darunter als Balken dargestellt. Dabei wird das Mittel der drei nächsten vertikalen Schichten verwendet. Darunter sind die Messwerte des SID3-Messgeräts eingezeichnet.

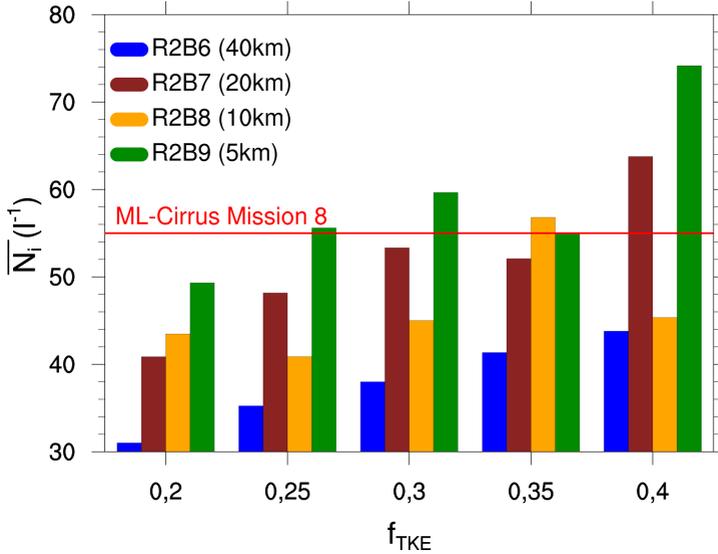
(siehe Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14), ist es naheliegend, dass die Eisnukleation im Modell eine Skalenabhängigkeit aufweist. Die Eisnukleationsparametrisierung, wie sie in ICON-ART verwendet wird, hat die Temperatur, die skalige Eisübersättigung und Aero-soleigenschaften (Anzahl, Zusammensetzung) als Eingabegrößen. Außerdem werden die Vertikalgeschwindigkeit und die TKE zur



**Abbildung 5.20.:** Fortsetzung von Abbildung 5.20.

Berechnung einer maximalen Übersättigung für homogenes Gefrieren benötigt (siehe Abschnitt 3.4.6). Im Folgenden wird der Fokus auf die Vertikalgeschwindigkeit gelegt, da von dieser einerseits bekannt ist, dass sie eine Skalenabhängigkeit aufweist, und sie andererseits die Größe ist, die für adiabatische Abkühlung und somit für Übersättigung sorgt. In diesem Zusammenhang lässt sich eine mögliche Erklärung für höhere Eispartikelanzahlkonzentrationen bei höherer Auflösung aus Kärcher et al. (2014) ableiten. Die Autoren zeigen, dass kurzzeitige Übersättigungsfluktuationen in tropischen Cirren langlebige Übersättigungen hervorrufen und damit weitere Eisnukleation in Gang setzen können. Durch eine höhere Modellauflösung können, da ansonsten subskaligen Fluk-

tuationen der Vertikalgeschwindigkeit explizit aufgelöst werden, derartige Übersättigungsfluktuationen auftreten.



**Abbildung 5.21.:** Vergleich der mittleren Eispartikelanzahlen in Wolken ( $N_i > 0$ ) entlang der Flugroute für ICON-ART Simulationen bei unterschiedlichen Werten für die subskaligen Varianzen der Vertikalgeschwindigkeit  $\sigma = f_{TKE} \cdot \sqrt{TKE}$ . Dabei wurde über die drei nächsten vertikalen Schichten gemittelt. Die rote Linie stellt das entsprechende Mittel des SID3 Messgeräts dar.

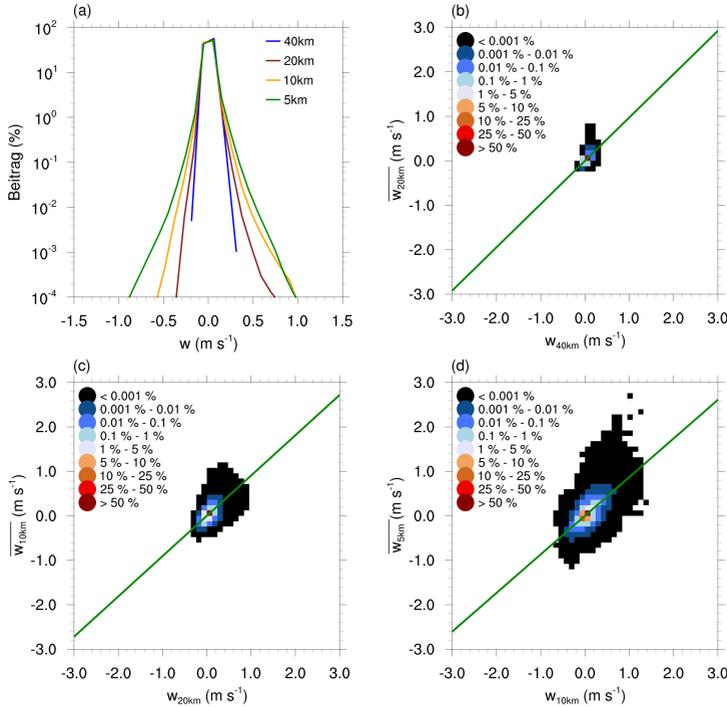
Die Standardabweichung, mit der die subskalige Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit beschrieben wird, wird auf  $\sigma = 0,3 \cdot \sqrt{TKE}$  gesetzt (siehe Abschnitt 3.4.6). Die Eispartikelanzahlen reagieren sehr sensitiv auf eine Variation des Faktors 0,3. In Abbildung 5.21 ist die mittlere Eispartikelanzahl innerhalb von Wolken für alle Modellauflösungen entlang der ML-Cirrus-Flugroute für verschiedene Faktoren dargestellt. In rot ist der mittlere Wert der Messungen eingezeichnet. Es bestätigt sich erneut, dass sich in den meisten Fällen eine systematische Zunahme der Eispartikelanzahlen mit höherer Modellauflösungen ergibt. Die Eispartikelanzahlkonzentrationen bei einem Faktor 0,2 sind für alle Gebiete deutlich zu niedrig. Bei einem Faktor 0,4 sind die Eispartikelanzahlen für 5 km

deutlich zu hoch. Für die Faktoren 0,25, 0,3 und 0,35 ergibt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung bei einer effektiven Gitterweite von 5 km mit den Messungen. Das Simulationsgebiet mit einer effektiven Gitterweite von 5 km wird als Referenz verwendet, da es die höchste horizontale Auflösung hat und somit physikalische Prozesse abbildet, die in den gröber aufgelösten Gebieten nicht abgebildet werden. Daher sind die Simulationen für diese Studie mit dem mittleren Faktor 0,3 durchgeführt worden.

## 5.7. Skalenabhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit

In den vorherigen Kapiteln ist die Vertikalgeschwindigkeit und die Beschreibung ihrer subskaligen Varianz als wichtiger Einflussfaktor für die Unterschiede in Eispartikelanzahlkonzentrationen bei unterschiedlichen horizontalen Auflösungen identifiziert worden. Dies bedeutet, dass in der Vertikalgeschwindigkeit oder der Beschreibung ihrer subskaligen Varianz eine Skalenabhängigkeit vorhanden sein muss. Dies wird in diesem Abschnitt näher beleuchtet.

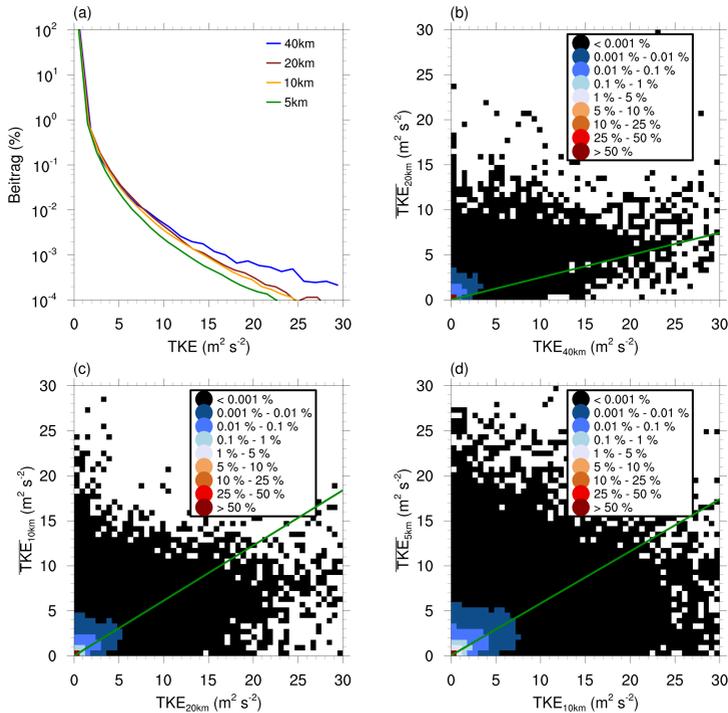
In Abbildung 5.22(a) ist ein Histogramm für die skalige Vertikalgeschwindigkeit im Analysegebiet für die vier verschiedenen Modellauflösungen für  $T < 235$  K dargestellt. Die meisten Werte der Vertikalgeschwindigkeit liegen für alle Modellauflösungen bei betragsmäßig niedrigen Werten zwischen  $-0,1 \text{ m s}^{-1}$  und  $0,1 \text{ m s}^{-1}$ . Der Anteil betragsmäßig höherer Werte nimmt erwartungsgemäß systematisch mit höherer Auflösung zu. Die Besonderheit an der Gitterverfeinerung in ICON-ART ist es, dass einem Gitterelement im gröber aufgelösten Simulationsgebiet vier Gitterelemente im nächstfeineren Simulationsgebiet zugeordnet werden können. Somit kann der Wert einer Variable im groben Simulationsgebiet, der ein Mittel für das Gitterelement darstellt, mit dem Mittel der vier Werte im feinen Simulationsgebiet verglichen werden. In Abbildung 5.22(b)-(d) ist dies für die drei möglichen Kombinationen aus grobem und nächstfeinerem Simulationsgebiet in Form eines zweidimensionalen Histogramms geschehen. In grün sind die linearen Regressionsgeraden eingezeichnet. Die Steigungen der Regressionsgeraden sind alle etwas kleiner als 1, wobei die Steigung mit zunehmender Auflösung abnimmt und die Geraden in guter Näherung den Nullpunkt schneiden. Da die Steigung kleiner als



**Abbildung 5.22.:** (a) Häufigkeitsverteilung von Vertikalgeschwindigkeiten für die vier verschiedenen Auflösungen im Temperaturbereich  $T < 235$  K. (b) Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung für Vertikalgeschwindigkeiten bei R2B6 (40 km) und entsprechende mittlere Vertikalgeschwindigkeiten bei R2B7 (20 km) im Temperaturbereich  $T < 235$  K. Dabei wird das Mittel der vier Gitterelemente, die innerhalb eines Gitterelement im groben Gitter liegen, mit dem Wert aus dem groben Gitterelement verglichen. (c) wie (b), jedoch für R2B7 (20 km) und R2B8 (10 km). (d) wie (b), jedoch für R2B8 (10 km) und R2B9 (5 km).

1 ist, lässt sich feststellen, dass die mittlere Vertikalgeschwindigkeit in einem höher aufgelösten Simulationsgebiet betragsmäßig eher kleiner ist als im grob aufgelösten Modellgebiet. Bei einer Parametrisierung für die Eisknucleation, die linear von der Vertikalgeschwindigkeit abhängt, müsste die Nukleationsrate bei höherer Auflösung niedriger sein. Dies ist für die in ICON-ART verwendete

Parametrisierung nicht der Fall, wodurch die erhöhten Spitzenwerte bei höheren Auflösungen zu insgesamt höheren Nukleationsraten führen können. Da die Unterschiede in den mittleren Vertikalgeschwindigkeiten insgesamt aber recht gering sind, lässt sich nicht davon ausgehen, dass die auflösungsbedingten Unterschiede in der skaligen Vertikalgeschwindigkeit zu den Unterschieden in den Nukleationsraten und Eispartikelanzahlkonzentrationen führen.



**Abbildung 5.23.:** (a) Häufigkeitsverteilung der TKE für die vier verschiedenen Auflösungen im Temperaturbereich  $T < 235$  K. (b) Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung für TKE für R2B6 (40 km) und entsprechende mittlere TKE für R2B7 (20 km) im Temperaturbereich  $T < 235$  K. Dabei wird das Mittel der vier Gitterelemente, die innerhalb eines Gitterelements im groben Gitter liegen, mit dem Wert aus dem groben Gitterelement verglichen. (c) wie (b), jedoch für R2B7 (20 km) und R2B8 (10 km). (d) wie (b), jedoch für R2B8 (10 km) und R2B9 (5 km).

Neben der skaligen Vertikalgeschwindigkeit kann auch die Größe, die zur Beschreibung ihrer subskaligen Varianz herangezogen wird, eine Auflösungsabhängigkeit verursachen. Vor allem für Grenzschichtwolken wird dazu typischerweise ein Anteil der TKE genommen (siehe Abschnitt 1.5), da diese bereits eine Beschreibung der subskaligen kinetischen Energie ist, also einen vertikalen Beitrag enthält. Der entsprechende Faktor wird für diese Arbeit nach dem Vergleich mit Messungen (Abschnitt 5.6) auf 0,3 gesetzt. Das Histogramm der von ICON-ART simulierten TKE für das Analysegebiet in allen Simulationsgebieten im Temperaturbereich  $T < 235$  K ist in Abbildung 5.23(a) dargestellt. Dabei zeigen sich erwartungsgemäß systematisch niedrigere TKE-Werte mit höherer Auflösung. Abbildung 5.23(b)-(d) zeigt die zweidimensionalen Histogramme der TKE bei grober Gitterweite im Vergleich zur mittleren TKE bei der nächstfeineren Maschenweite, entsprechend zu Abbildung 5.22(b)-(d). In grün ist die lineare Regressionsgerade gegeben. Diese hat nun eine Steigung, die deutlich kleiner als 1 ist. Damit lässt sich eine erwartungsgemäß starke Auflösungsabhängigkeit der TKE feststellen.

Die in den vorherigen Kapiteln gezeigten Änderungen in den Eispartikelanzahlkonzentrationen entstehen in der Modellkonfiguration lediglich durch Änderung in der horizontalen Auflösung. Dabei treten systematische Effekte auf, die vergleichbare Größenordnungen wie Änderungen in physikalischen Parametrisierungen annehmen können. Daher ist es das Ziel dieser Arbeit, eine Methodik zu entwickeln, um die Skalenabhängigkeiten der Cirrenbildung zu verringern.

## 5.8. Ansatz für eine skalenabhängige Parametrisierung

Im Folgenden wird eine Parametrisierung für die subskaligen Varianzen der Vertikalgeschwindigkeit entwickelt. Eine derartige Parametrisierung ist, wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, besonders wichtig, um Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen bei verschiedenen horizontalen Gitterweiten zu betrachten. Die mittlere spezifische kinetische Energie der Vertikalbewegung eines Gitterelements  $E_{tot}^k$  in einem Gebiet  $k$  berechnet sich aus der Integration über das Volumen  $V$  des Gitterelements:

$$E_{tot}^k = \frac{1}{V} \int_V E(x, y) dV', \quad (5.1)$$

wobei  $E(x, y)$  die spezifische kinetische Energie der Vertikalbewegung am Ort  $x, y$  innerhalb von  $V$  ist. Für ein Gitterelement im Gebiet  $k$  mit einer bestimmten horizontalen Gitterweite lässt sich  $E_{tot}^k$  in einen skaligen Anteil  $E_{ska}^k$  und einen subskaligen Anteil  $E_{sub}^k$  aufteilen:

$$E_{tot}^k = E_{ska}^k + E_{sub}^k. \quad (5.2)$$

Dabei wird das Gebiet mit einem nicht-kursiven hochgestellten Index (in diesem Fall  $k$ ) gekennzeichnet um Verwechslungen mit (kursiven) Exponenten zu vermeiden. In einem Gebiet  $k + j$ , das durch  $j$  Gitterverfeinerungen aus dem Gebiet  $k$  abgeleitet ist, liegen innerhalb eines Gitterelements in Gebiet  $k$   $n^{k,k+j}$  Gitterelemente. Im Falle von  $j$  Bisektionen, wie sie für ICON typischerweise durchgeführt werden, ergibt sich  $n^{k,k+j} = 4^j$ . Für eine Fläche, die dem Gitterelement aus Gebiet  $k$  entspricht, lässt sich somit die spezifische kinetische Energie im Gebiet  $k + j$  wie folgt beschreiben:

$$E_{tot}^{k+j} = \frac{\sum_{i=1}^{n^{k,k+j}} (E_{ska,i}^{k+j} + E_{sub,i}^{k+j})}{n^{k,k+j}}, \quad (5.3)$$

wobei  $E_{tot}^{k+j}$  die mittlere spezifische kinetische Energie der Vertikalbewegung im Gebiet  $k + j$  beschreibt.  $E_{ska,i}^{k+j}$  beschreibt den skaligen Anteil und  $E_{sub,i}^{k+j}$  den subskaligen Anteil an  $E_{tot}^{k+j}$  in einem einzelnen Gitterelement  $i$ . Dabei entspricht die Fläche, die alle Gitterelemente  $i$  abdecken, der eines Gitterelements im Gebiet  $k$ . Für die Parametrisierung wird das Gebiet mit einer effektiven Gitterweite von 5 km (R2B9) als Referenz verwendet. Dieses besitzt beim gewählten Setup (siehe Abschnitt 5.2) die kleinste Maschenweite. Somit sind einige subskalige Fluktuationen, die in Gebieten mit größeren Maschenweiten nicht aufgelöst werden, in diesem Gebiet bereits aufgelöst. Diese Informationen sollen dazu verwendet werden, die subskalige Varianz in den Gebieten mit größerer Maschenweite zu parametrisieren. Das größte Gitter mit 40 km effektiver Maschenweite wird im Folgenden als  $k = 1$  bezeichnet. Für das feinste Gitter mit 5 km effektiver Maschenweite ergibt sich daher  $k + j = 4$ .

In einem hypothetischen, idealen Modell ergeben sich zwischen der vertikalen Komponente der spezifischen kinetischen Energie im Gebiet  $k$  und im Gebiet  $k + j$  keine Unterschiede:

$$E_{tot}^k = E_{tot}^{k+j} \quad (5.4)$$

$$E_{ska}^k + E_{sub}^k = \frac{\sum_i^{n^{k,k+j}} (E_{ska,i}^{k+j} + E_{sub,i}^{k+j})}{n^{k,k+j}}. \quad (5.5)$$

Dies ist für ein reales Modell jedoch nicht gegeben. Daher ergibt sich ein Residuum  $R_{tot}^{k,k+j}$ , das die Differenz der spezifischen Energie für die Vertikalbewegung beschreibt:

$$E_{tot}^k + R_{tot}^{k,k+j} = E_{tot}^{k+j} \quad (5.6)$$

$$E_{ska}^k + E_{sub}^k + R_{tot}^{k,k+j} = \frac{\sum_i^{n^{k,k+j}} (E_{ska,i}^{k+j} + E_{sub,i}^{k+j})}{n^{k,k+j}} \quad (5.7)$$

Das Ziel ist es, eine skalenabhängige Parametrisierung für subskalige Vertikalbewegungen mit Hilfe dieses Residuums zu entwickeln. Die Gitterverfeinerung von ICON-ART bietet die Möglichkeit, dieses Residuum innerhalb eines konsistenten Modellsystems zu berechnen. Daher wird zunächst nach  $R_{tot}^{k,k+j}$  aufgelöst:

$$R_{tot}^{k,k+j} = \frac{\sum_i^{n^{k,k+j}} (E_{ska,i}^{k+j} + E_{sub,i}^{k+j})}{n^{k,k+j}} - E_{ska}^k - E_{sub}^k \quad (5.8)$$

$$= \frac{\sum_i^{n^{k,k+j}} (E_{ska,i}^{k+j} - E_{ska}^k + E_{sub,i}^{k+j} - E_{sub}^k)}{n^{k,k+j}} \quad (5.9)$$

$$= \frac{\sum_i^{n^{k,k+j}} (E_{ska,i}^{k+j} - E_{ska}^k)}{n^{k,k+j}} + \frac{\sum_i^{n^{k,k+j}} (E_{sub,i}^{k+j} - E_{sub}^k)}{n^{k,k+j}}. \quad (5.10)$$

Die resultierende Gleichung für das Residuum lässt sich als Summe der mittleren Abweichung der skaligen spezifischen Energieanteile und der mittleren Abweichung der subskaligen spezifischen Energieanteile sehen. Damit lässt sich das Residuum in einen skaligen und einen subskaligen Anteil zerlegen:

$$R_{tot}^{k,k+j} = R_{ska}^{k,k+j} + R_{sub}^{k,k+j} \quad (5.11)$$

Eine Parametrisierung von  $R_{tot}^{k,k+j}$  für das Gebiet  $k$  kann nur Größen beinhalten, die im Gebiet  $k$  bekannt sind. Dabei ist eine Vielzahl an Größen denkbar, von denen  $R_{tot}^{k,k+j}$  abhängen kann. Im Folgenden beschränke ich mich auf die Abhängigkeit vom skaligen und subskaligen Anteil der spezifischen Energie der Vertikalbewegung. Somit lassen sich Parametrisierungen für das skalige Residuum  $R_{ska,P}^{k,k+j}$  und das subskalige Residuum  $R_{sub,P}^{k,k+j}$  folgender Form finden:

$$R_{ska,P}^{k,k+j} = R_{ska,P}^{k,k+j}(E_{ska}^k, E_{sub}^k) \quad (5.12)$$

$$R_{sub,P}^{k,k+j} = R_{sub,P}^{k,k+j}(E_{ska}^k, E_{sub}^k). \quad (5.13)$$

Daraus ergibt sich eine Parametrisierung für die spezifische Energie der Vertikalbewegung in Gebiet  $k$   $E_{tot,P}^k$ , die sich aus den parametrisierten Residuen berechnen lässt. Dabei kann wieder zwischen dem skaligen und dem subskaligen Anteil unterschieden werden:

$$E_{tot,P}^k = \underbrace{E_{ska}^k + R_{ska,P}^{k,k+j}(E_{ska}^k, E_{sub}^k)}_{skalig} + \underbrace{E_{sub}^k + R_{sub,P}^{k,k+j}(E_{ska}^k, E_{sub}^k)}_{subskalig}. \quad (5.14)$$

Die Wahl der Größen, aus denen  $E_{ska}^k$  und  $E_{sub}^k$  berechnet werden, ist entscheidend für die Parametrisierung. Der skalige Anteil der spezifischen Energie lässt sich aus der mittleren Vertikalgeschwindigkeit im Gebiet  $k$   $\bar{w}^k$  berechnen. Für den subskaligen Anteil wird ein vielfaches der TKE gewählt. Diese Größe wird, wie in Abschnitt 1.5 beschrieben, typischerweise für die Beschreibung der subskaligen Varianz der Vertikalgeschwindigkeit in Grenzschichtwolken verwendet. Darüber hinaus verwenden Sheyko et al. (2015)  $\sqrt{\frac{2}{3}TKE}$  als Standardabweichung einer bei Null zentrierten Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit zur Berechnung der Eisklektion. Bangert (2012) nutzt die TKE auch für Mischphasen- und Eisklektion, da sie in COSMO-ART in den entsprechenden Höhen verfügbar ist und einen Teil der Varianz beinhaltet. Da diese Größe auch in ICON-ART in den Höhen von Cirren verfügbar ist, werden für diese Arbeit  $E_{ska}^k$  und  $E_{sub}^k$  wie folgt gewählt:

$$E_{ska}^k = (\bar{w}^k)^2 \quad (5.15)$$

$$E_{sub}^k = 0,3^2 \cdot TKE, \quad (5.16)$$

wobei der Faktor 0,3 nach dem Vergleich mit Messdaten in Abschnitt 5.6 gewählt wird. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die bis hierhin vorgestellte Methode nicht von der Wahl der TKE als subskaliger spezifischer Energiekomponente abhängt. Es lassen sich also auch andere Größen verwenden, die im betrachteten Gebiet für die subskalige Varianz der Vertikalgeschwindigkeit sorgen.

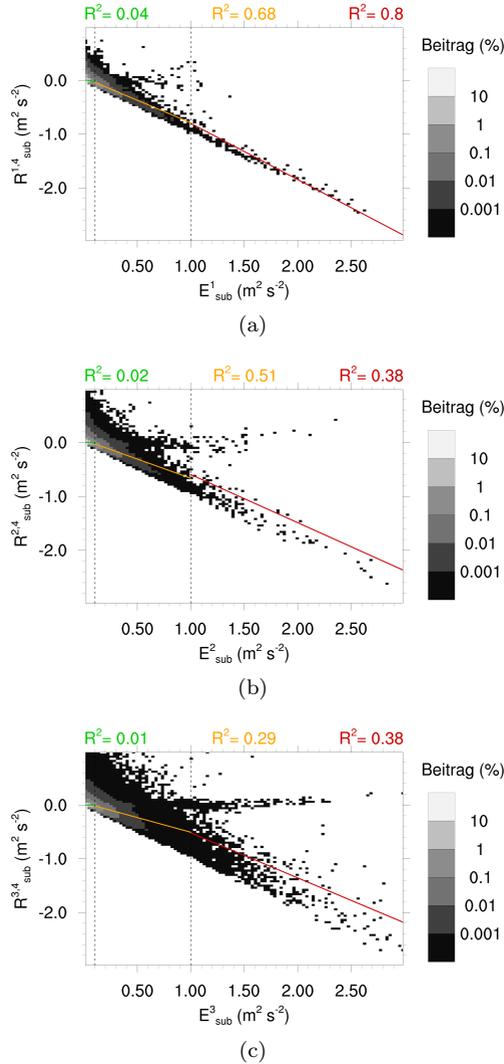
Aus den parametrisierten skaligen und subskaligen Anteilen der spezifischen Energie lassen sich dann die parametrisierte Vertikalgeschwindigkeit  $w_P$  und die parametrisierte Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit  $\sigma_P$  berechnen, aus denen, wie in Abschnitt 3.4.6 beschrieben, eine Normalverteilung gebildet und damit die Eisnukleation berechnet wird.

$$w_P = \sqrt{E_{ska}^k + R_{ska,P}^{k,k+j}(E_{ska}^k, E_{sub}^k)} \quad (5.17)$$

$$\sigma_P = \sqrt{E_{sub}^k + R_{sub,P}^{k,k+j}(E_{ska}^k, E_{sub}^k)} \quad (5.18)$$

Die vier Simulationsgebiete mit identischer Modellkonfiguration (abgesehen von der horizontalen Maschenweite) ermöglichen es, das skalige und subskalige Residuum bezüglich des höchstauflösten Modellgebiets zu berechnen. Diese können dann in Bezug zur skaligen und subskaligen spezifischen Energie bei niedriger Auflösung gesetzt werden. Für das skalige Residuum  $R_{ska}^{k,k+j}$  zeigen sich keine systematischen Abhängigkeiten von skaliger oder subskaliger spezifischer Energie (siehe Anhang B). Daher wird im Folgenden  $R_{ska}^{k,k+j} = 0$  gesetzt.

Es lässt sich außerdem keine Abhängigkeit des subskaligen Residuums  $R_{sub}^{k,k+j}$  von der skaligen spezifischen Energie  $E_{ska}^k$  finden (siehe Anhang B). Eine Abhängigkeit von der subskaligen spezifischen Energie ist jedoch gegeben. Die entsprechenden zweidimensionalen Histogramme sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Es zeigt sich eine systematische Abnahme des subskaligen Residuums zu betragsmäßig höheren Werten mit zunehmender subskaliger spezifischer Energie. Das bedeutet, dass hohe Werte der TKE eine zu



**Abbildung 5.24.:** Abhängigkeit des subskaligen Anteils des mit R2B9 (5 km) berechneten Residuums von der subskaligen spezifischen Energie im Temperaturbereich  $T < 235$  K für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km) und (c) R2B8 (10 km).

**Tabelle 5.2.:** Parameter der linearen Regressionen für die Abhängigkeit des subskaligen Residuums von der subskaligen spezifischen Energie.

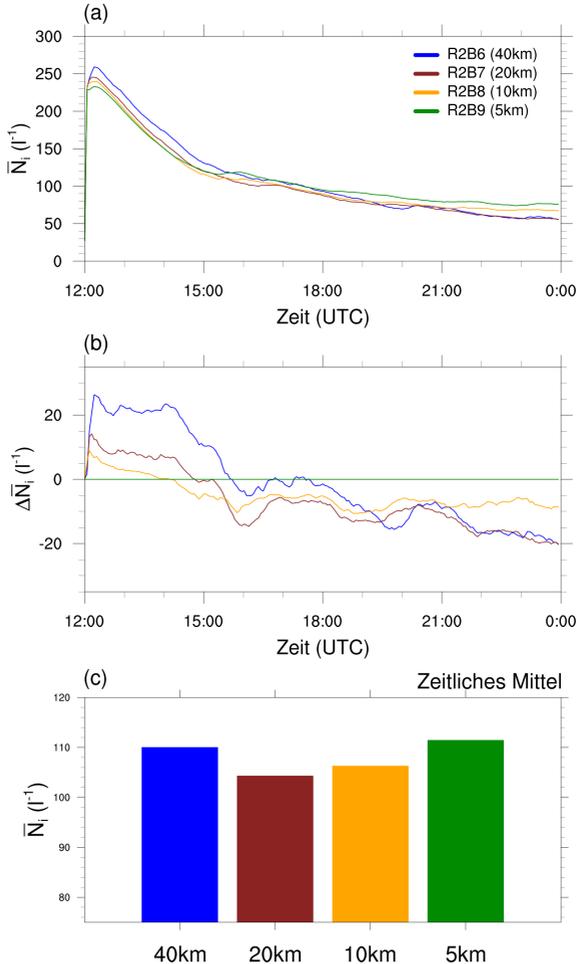
	R2B6 (40 km)	R2B7 (20 km)	R2B8 (10 km)
$m_L$	-0,354535	-0,183113	-0,0858843
$c_L(m^2 s^{-2})$	0,0128321	0,00750638	0,00361507
$m_M$	-0,836937	-0,709893	-0,545441
$c_M(m^2 s^{-2})$	0,0479116	0,0460484	0,0389424
$m_H$	-1,0458	-0,892048	-0,837119
$c_H(m^2 s^{-2})$	0,245963	0,296429	0,318445

große Varianz darstellen. Für die Parametrisierung werden für jede Modellauflösung abschnittsweise definierte lineare Regressionen der Form

$$R_{sub,P}^{k,k+j}(E_{sub}^k) = \begin{cases} m_L \cdot E_{sub}^k + c_L & \text{für: } E_{sub}^k < 0,1 m^2 s^{-2} \\ m_H \cdot E_{sub}^k + c_H & \text{für: } E_{sub}^k > 1 m^2 s^{-2} \\ m_M \cdot E_{sub}^k + c_M & \text{ansonsten.} \end{cases} \quad (5.19)$$

verwendet. Die Parameter, die die Geradensteigung und den Achsenabschnitt definieren, sind in Tabelle 5.2 für die drei Simulationsgebiete zusammengefasst. Die Korrelationskoeffizienten der einzelnen Regressionen sind in Abbildung 5.24 farblich passend zu den Regressionsgeraden dargestellt. Generell ist die Korrelation besser, je niedriger die Auflösung ist. Außerdem wird die Korrelation bei höheren Werten der subskaligen spezifischen Energie besser (rote Geraden). Für niedrige Werte der subskaligen spezifischen Energie (grüne Geraden) ist die Korrelation nicht gut, die Korrektur durch die Parametrisierung liegt dafür sehr nahe an Null. In Anhang C wird eine Prüfung der Güte der Parametrisierung beschrieben. Sowohl die Korrelation beim Erstellen der Parametrisierung als auch die Korrelation der Prüfung der Güte ergeben die besten Werte bei der größten Auflösung. Dies legt nahe, dass die hier gewählte Methodik besser wird, je größer der Unterschied in der Auflösung zwischen den Simulationsgebieten, aus denen die Parametrisierung abgeleitet wird, ist.

Die Ergebnisse für die mittleren Eispartikelanzahlen im Modelllauf, der mit der neuen Parametrisierung für die subskaligen

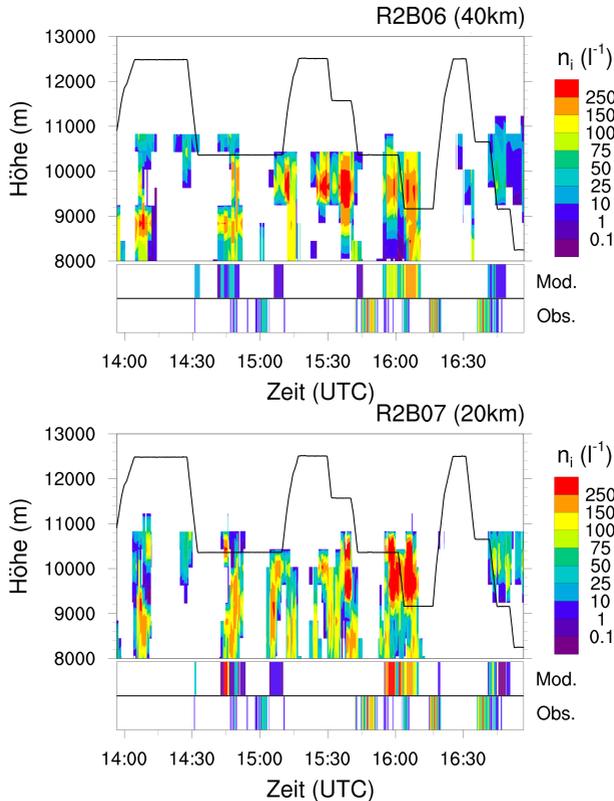


**Abbildung 5.25.:** (a) Zeitlicher Verlauf zwischen dem 3. April, 12 UTC, und dem 4. April, 0 UTC, der räumlich gemittelten Eispartikelanzahlen in Höhenbereichen, in denen homogenes Gefrieren stattfindet ( $T < 235$  K) für vier verschiedene horizontale Gitterweiten in der Simulation mit Parametrisierung. (b) Abweichungen von den Werten von R2B9 (5 km), ansonsten wie oben. (c) Zeitliches Mittel der Eispartikelanzahlen für den Zeitraum von (a).

Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit durchgeführt worden ist, sind in Abbildung 5.25 dargestellt. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit Abbildung 5.18 zeigt, dass die Kurven der verschiedenen Modellauflösungen im zeitlichen Verlauf näher aneinander liegen, was insbesondere an der Differenz in (b) zu sehen ist. Dabei ändert sich an der Struktur des zeitlichen Verlaufs der Differenzen sehr wenig. Der Verlauf der Differenz bei einer effektiven Gitterweite von 40 km von 5 km besitzt in beiden Fällen ein Maximum zwischen 12 und 15 UTC und sinkt danach nahezu kontinuierlich ab, mit einem lokalen Maximum gegen 21 UTC. Die Werte der Differenzen sind jedoch systematisch um ca.  $101^{-1}$  höher. Das bedeutet, dass die Eispartikelanzahlen bei 40 km effektiver Gitterweite um ca.  $101^{-1}$  ansteigen, was sich auch im zeitlichen Mittel erkennen lässt, das von  $981^{-1}$  auf  $1101^{-1}$  ansteigt und damit deutlich näher am mittleren Wert bei 5 km effektiver Gitterweite von ungefähr  $1121^{-1}$  liegt (Abbildung 5.25(c)). Ähnliche Schlüsse können auch für 20 km und 10 km gezogen werden. Der zeitliche Verlauf der Differenzen wird in beiden Fällen auch systematisch zu höheren Werten verschoben, wobei sich der zeitliche Mittelwert durch die Parametrisierung bei 20 km von  $961^{-1}$  auf  $1041^{-1}$  erhöht und bei 10 km von  $1031^{-1}$  auf  $1061^{-1}$ .

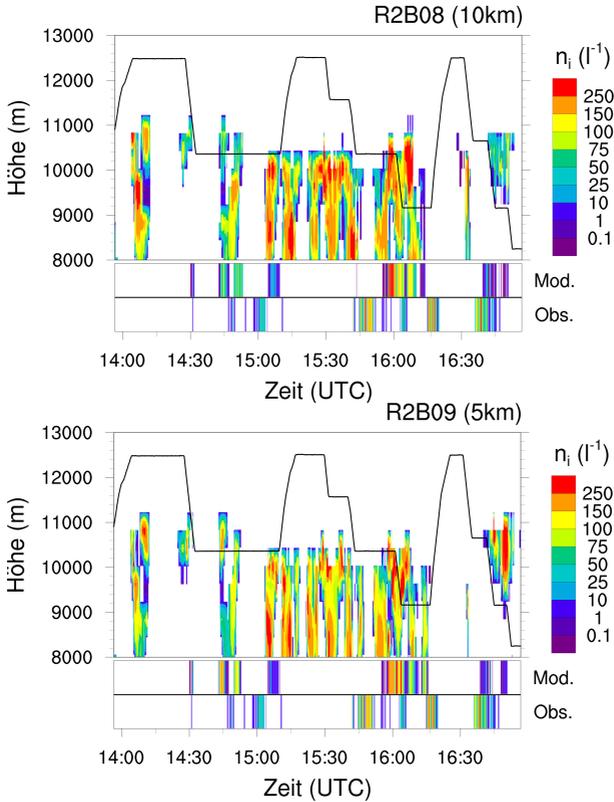
Die Unterschiede in den Eispartikelanzahlen stechen vor allem in den Vertikalschnitten entlang der Flugroute der ML-Cirrus Mission 8 (Abbildung 5.20) hervor. In Abbildung 5.26 sind die entsprechenden Vertikalschnitte für die Simulation mit Parametrisierung der subskaligen Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit zu sehen. Daran, dass im räumlichen und zeitlichen Vorhandensein von Wolken große Unterschiede zwischen Modell und Messung bestehen, ändert sich erwartungsgemäß nichts. Dafür ist die Größenordnung, in der sich die Werte bewegen, mit Parametrisierung deutlich ähnlicher zwischen den vier Modellauflösungen als es ohne Parametrisierung der Fall ist. Eine Skalenabhängigkeit der Eispartikelanzahl ist in Abbildung 5.26 nicht mehr zu erkennen.

Abbildung 5.27 zeigt den Vergleich der mittleren Eispartikelanzahlkonzentrationen entlang der Flugroute von ML-Cirrus Mission 8 für die Simulation ohne und die Simulation mit Parametrisierung. Für effektive Gitterweiten von 40 km und 10 km ergibt sich eine deutliche Verbesserung bei Verwendung der Parametrisierung. So ändert sich die mittlere Eispartikelanzahlkonzentration von  $381^{-1}$  auf  $511^{-1}$  bei 40 km und von  $451^{-1}$  auf  $521^{-1}$  bei 10 km, was



**Abbildung 5.26.:** Höhenschnitt im zeitlichen Verlauf der Eispartikelanzahlkonzentrationen der Simulation mit Parametrisierung entlang der Flugroute bei ML-Cirrus Mission 8 für die verschiedenen Simulationsgebiete. Die Flughöhe ist als schwarze Linie eingezeichnet. Das Ergebnis der Simulation mit Parametrisierung in Flughöhe ist darunter als Balken dargestellt. Dabei wurde das Mittel der drei nächsten vertikalen Schichten verwendet. Darunter sind die Messwerte des SID3-Messgeräts eingezeichnet.

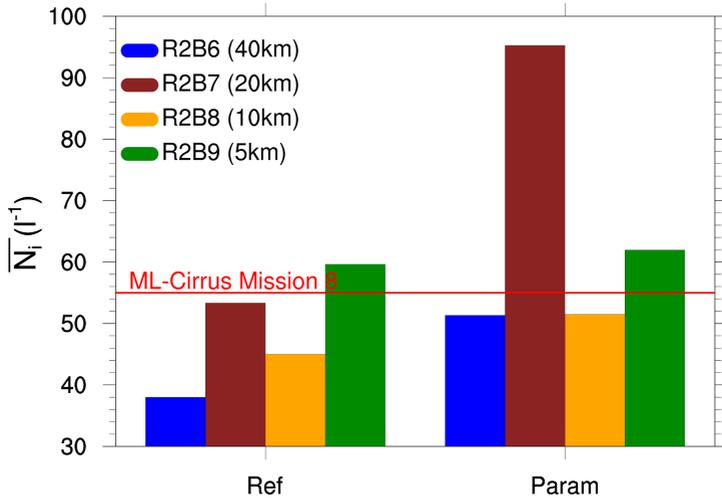
deutlich näher am Messwert von  $551^{-1}$  liegt. Für eine effektive Gitterweite von 20 km ändert sich der Wert unter Verwendung der Parametrisierung von  $531^{-1}$  zu  $951^{-1}$ . Die Ursache lässt sich in Abbildung 5.26 erkennen. Gegen 16 UTC befindet sich das Flugzeug in einer Wolke, die Eispartikelanzahlkonzentrationen über



**Abbildung 5.26.:** Fortsetzung von Abbildung 5.26.

$250\text{l}^{-1}$  aufweist. Diese Werte in Kombination mit der insgesamt vergleichsweise geringen Dauer des Flugs innerhalb von Wolken verursachen die hohe mittlere Eispartikelanzahlkonzentration.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Methodik stellt einen einfachen Ansatz zur Berücksichtigung der Skalenabhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit in der Wolkenbildung dar. Für diese Studie wurde die Methodik exemplarisch auf den Temperaturbereich  $T < 235\text{K}$  für ein Saharastaubeignis über Mitteleuropa angewandt. Damit ist ein Weg aufgezeigt, die Skalenabhängigkeit der Bildung von Cirren im Modell zu berücksichtigen, dessen Allgemeingültigkeit in weiteren Studien überprüft werden muss.



**Abbildung 5.27.:** Vergleich der mittleren Eispartikelanzahlen in Wolken ( $N_i > 0$ ) entlang der Flugroute für ICON-ART Simulationen ohne Parametrisierung der subskaligen Variabilität der Vertikalgeschwindigkeit (Ref) und mit Parametrisierung (Param). Dabei wurde über die drei nächsten vertikalen Schichten gemittelt. Die rote Linie stellt das entsprechende Mittel des SID3 Messgeräts dar.



## 6. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluss von natürlichem Aerosol auf die Wolkenbildung über Mitteleuropa zu quantifizieren. Dafür ist je eine Fallstudie für die beiden am häufigsten vorkommenden primären, natürlichen Aerosoltypen Seesalz und Mineralstaub durchgeführt worden. In der ersten Fallstudie untersuche ich den Einfluss von Seesalzaerosol auf postfrontale Cumulusbewölkung, die sich über Deutschland am 25. April 2008 gebildet hat. Zur Quantifizierung der Unsicherheiten wird eine Ensemblemethode verwendet. In der zweiten Fallstudie befasse ich mich mit dem Einfluss von Mineralstaubaerosol auf die Cirrenbildung während eines Saharastaubereignisses über Mitteleuropa am 3. April 2014. Dabei zeigt sich eine Skalenabhängigkeit der beteiligten Prozesse, weshalb ich eine Methode vorstelle, Auflösungsabhängigkeiten entgegenzuwirken.

Infolge einer Frontpassage am 25. April 2008 bilden sich über Deutschland großräumig kleinskalige Cumuluswolken aus. Das Ziel der Modellstudie, die dazu durchgeführt worden ist, ist es, den Einfluss von Aerosol auf Eigenschaften und Niederschlag dieser Population von Wolken zu untersuchen. Dazu sind Simulationen mit drei räumlich und zeitlich homogenen Aerosolszenarien (extrem maritim, gemäßigt maritim und kontinental) durchgeführt worden. Außerdem ist in einem interaktiven Szenario das gekoppelte Modellsystem COSMO-ART in voller Funktionalität betrieben worden, also mit prognostischen Aerosol- und Spurengaskonzentrationen, die Einfluss auf die Wolkenbildung nehmen. Die nördliche Anströmung, unter der sich die Cumulusbewölkung ausbildet, bringt hohe Seesalzaerosolkonzentrationen mit sich. In Kombination mit anthropogenem Aerosol führt das zu Gesamtaerosolkonzentrationen, die typischerweise in kontinentale Wolken auftreten. Jedoch führt die Präsenz von Seesalzaerosol zu effektiven Wolkenkrotenradien, die typisch für Wolken in einer sauberen Umgebung sind. Zur Quantifizierung der Unsicherheiten, die von nichtlinearen Prozessen in Modellsystemen hervorgerufen werden, sind für die

räumlich und zeitlich homogenen Szenarien Ensembles aus jeweils 23 Modellsimulationen erstellt worden. Für das interaktive Szenario ist ein Ensemble aus drei Simulationen durchgeführt worden. Die Verwendung eines Ensembles in einem gekoppelten Modellsystem zur Trennung von Modellunsicherheiten und Aerosoleffekten auf Wolken und Niederschlag stellt auf der regionalen Skala eine Neuheit dar (Rieger et al., 2014).

Die Eigenschaften der simulierten postfrontalen Cumuluswolken weisen systematische Unterschiede je nach Aerosolanzahlkonzentration auf. Dabei treten die höchsten Wolkentropfenanzahlen im kontinentalen Szenario auf und die niedrigsten im extrem maritimen Szenario. Für das interaktive Szenario zeigen sich unterschiedliche Bedingungen, wobei die räumlich gemittelten Wolkentropfenanzahlkonzentrationen mit der Zeit zwischen den Konzentrationen des extrem maritimen und des kontinentalen Szenarios variieren. Der fundamental abweichende Ansatz des interaktiven Szenarios mit räumlich und zeitlich variablem Aerosol führt zu erheblichen Unterschieden in den mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken. Der stündliche Niederschlag steigt mit geringeren Aerosolanzahlkonzentrationen systematisch an. Der maximale Unterschied zwischen den Szenarien beträgt 28 %, wobei der Unterschied im Aerosol zwischen diesen Szenarien 1700 % beträgt. Ein Vergleich mit Niederschlagsmessungen zeigt die besten Übereinstimmungen für das extrem maritime und das interaktive Szenario. Dabei liegen die Standardabweichungen der Ensembles zwischen 13 % und 16 % des Ensembledittelwerts. Der Einfluss des Aerosols auf die Wolkenbildung und -eigenschaften setzt weitere Rückkopplungsprozesse in Gang. Die Simulationen mit niedrigerer Aerosolanzahlkonzentration zeigen eine höhere kurzwellige Einstrahlung, was zu einem bodennahen Temperaturanstieg führt. Dieser setzt eine stärkere konvektive Entwicklung der Wolke in Gang, wodurch der Niederschlag ansteigt. Im Zusammenspiel mit konvektiver Verstärkung bei hohen Aerosolanzahlkonzentrationen sorgt dies wiederum für einen Rückgang der Unterschiede zwischen den verschiedenen Szenarien.

Der Einfluss von Aerosol auf die Niederschlagsmenge ist abhängig von den Umgebungsbedingungen sowie dem Wolkentyp (Khain et al., 2008). So finden Xue et al. (2008) für flache Cumuluswolken und Givati und Rosenfeld (2004) für den Jahresniederschlag über Kalifornien und Israel einen Rückgang des Niederschlags bei

höherer Aerosolkonzentration. Im Gegensatz dazu zeigt sich in diversen Studien (z.B. Noppel et al., 2010; Alpert et al., 2008; Igel et al., 2013) kein Einfluss des Aerosols auf den Gesamtniederschlag. Durch die Verwendung einer Ensemblemethode konnte in dieser Arbeit ein Aerosoleffekt auf die Niederschlagsmenge von flachen Cumuluswolken nachgewiesen und robust quantifiziert werden. Die Lebensdauer der Population von Cumuluswolken wird dabei nicht durch die Aerosolkonzentration beeinflusst, da mikrophysisikalische Effekte dem entgegenwirken. Stevens und Feingold (2009) bezeichnen dies als ein gepuffertes System. Dieses Ergebnis, dass die Lebensdauer der Population von Cumuli unempfindlich gegenüber der Aerosolkonzentration ist, stimmt mit diversen Studien zu Cumuluswolken überein, die keinen Einfluss von Aerosol auf Lebensdauer (Jiang et al., 2006; Xue et al., 2008) oder Lebenszyklus (Witte et al., 2014) finden.

Zusammenfassend lautet das Ergebnis dieser Modellstudie, dass es einen systematischen Einfluss von Aerosol auf den Niederschlag und die Wolkeneigenschaften postfrontaler Cumulusbewölkung gibt. Dieser Einfluss wird in der Studie durch das Verwenden einer Parametrisierung für die flache Konvektion unterschätzt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Berücksichtigung von prognostischem Aerosol in einem operationellen Wettervorhersagemodell die Vorhersage unter postfrontalen Bedingungen verbessern kann.

ICON-ART, das im Zuge dieser Arbeit um eine Vielzahl von aerosoldynamischen Prozessen und damit verbundenen Wechselwirkungen erweitert worden ist, stellt ein einzigartiges gekoppeltes Modellsystem dar. Es deckt ein großes Spektrum an räumlichen und zeitlichen Skalen ab, was daran zu erkennen ist, dass es als LES-, als Wettervorhersage- und als Klimamodell betrieben werden kann. Durch die Möglichkeit der Ankopplung diverser Erdsystemkomponenten (Aerosol und Spurengase, Ozean sowie Landoberfläche) in Kombination mit der Möglichkeit der lokalen Gitterverfeinerung bildet ICON-ART einen nahtlosen Übergang zwischen verschiedenen Skalen und Prozessen.

Mit diesem neuen, einzigartigen Modellsystem ist eine Studie durchgeführt worden, in der der Einfluss von Mineralstaub während eines Saharastaubereignisses auf die Cirrenbildung über Mitteleuropa näher betrachtet wird. Die Fallstudie findet für den 3. April 2014 statt, an dem der Mineralstaub eines prominenten Sahara-

staubereignisses Mitteleuropa erreicht, das zu diesem Zeitpunkt unter einem dichten Wolkenschirm liegt.

Am Nachmittag des 3. April 2014 sorgt der Mineralstaub teilweise für eine Reduktion der Eisnukleationsrate, indem homogenes Gefrieren unterdrückt wird. Über dem Westen Frankreichs wird das homogene Gefrieren sogar über den kompletten Zeitraum durch heterogene Gefrierenprozesse unterbunden. In Zentralfrankreich und in Süddeutschland ist eine verringerte Eisnukleationsrate durch die Beteiligung des Mineralstaubs am Gefrierprozess sichtbar. Dieses Ergebnis unterscheidet sich vom Ergebnis einer Studie, die für ein Saharastaubereignis im Mai 2008 keinen signifikanten Einfluss des Mineralstaubs auf die Eispartikelanzahlkonzentrationen im Temperaturbereich, in dem homogenes Gefrieren stattfindet, nachweisen konnte (Bangert et al., 2012). Dies lässt sich damit erklären, dass heterogene Gefrierprozesse bei den verwendeten Parametrisierungen (Barahona und Nenes, 2009b; Phillips et al., 2008) erst ab einer vergleichsweise hohen Mineralstaubkonzentration dominant werden (Liu et al., 2012; Sheyko et al., 2015).

Die Simulationsergebnisse für verschiedene Modellauflösungen zeigen eine systematische Skalenabhängigkeit der Eisnukleationsrate und konsequenterweise auch der Eispartikelanzahlkonzentrationen. Eine mögliche Erklärung dafür lässt sich aus den Ergebnissen von Kärcher et al. (2014) ableiten, nämlich dass subskalige Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit zu lokaler Übersättigung und damit zu langlebiger Cirrusbewölkung führen können. Dabei ist die mittlere Eispartikelanzahlkonzentration bei einer effektiven Gitterweite von 40 km um rund 12 % niedriger als in der Simulation mit 5 km. Als Ursache wird die Beschreibung der subskaligen Komponente der Vertikalgeschwindigkeit identifiziert. Daher wird eine Methode vorgestellt, die die Skalenabhängigkeit verringert.

Die Methode zur Verringerung der Skalenabhängigkeit der Cirrenbildung basiert auf einem Vergleich der spezifischen Energie, die für die jeweiligen Modellauflösungen in der Vertikalbewegung steckt. Die konsistente Gitterverfeinerung, die ICON-ART bietet, erlaubt es, ein Residuum dieser spezifischen Energien zwischen zwei Modellauflösungen zu berechnen. Diese berechneten Residuen werden als Korrektur der subskaligen Komponente der Vertikalgeschwindigkeit in den gröber aufgelösten Simulationen verwendet. Die Korrektur weist vor allem für hohe Werte der turbulenten kinetischen Energie und bei einem großen Auflösungsunterschied

der beiden Simulationen, aus denen die Residuen bestimmt werden, eine gute Korrelation auf. Durch das Nutzen der Parametrisierung sinkt die relative Abweichung der mittleren Eispartikelanzahlkonzentrationen bei 40 km zur Simulation mit 5 km von den rund 12 % auf rund 2 %.

ICON-ART bietet das Potential eines nahtlosen, gekoppelten Modellsystems, da es skalenübergreifend anwendbar ist. Dies führt jedoch zu dem zuvor beschriebenen Problem der Skalenabhängigkeit diverser Prozesse. Mit der hier vorgestellten Parametrisierung wird für ein derartiges Modellsystem zum ersten Mal ein Weg aufgezeigt, diese Skalenabhängigkeit in der Cirrenbildung zu verringern. Dies stellt einen Schritt hin zu einem in sich selbst konsistenten, nahtlosen Modellsystem dar.



# A. Struktur des ICON-ART-Aerosolmoduls

Im Zuge dieser Arbeit habe ich eine neue Struktur für das Aerosolmodul in ICON-ART eingeführt, die den Quellcode flexibler, besser lesbar und speichersparender macht. Das Ziel der neuen Struktur des Aerosolmoduls ist, die passenden Felder für jedes Aerosol möglichst dynamisch anzulegen. Dies lässt sich am besten veranschaulichen, indem man zunächst das Gegenteil betrachtet.

Bei einer statischen Implementierung müssen für jede einzelne Aerosolmode alle Felder spezifisch für jede Mode deklariert werden. Durchlaufen diverse Aerosolmoden nun dieselbe Parametrisierung eines Prozesses, ist es nicht möglich diesen Prozess mit einer einfachen Schleife für jede Mode aufzurufen, da die passenden Felder nicht per Index ansteuerbar sind. Dazu wäre eine Vorbereitung der Felder, die von dem Prozess benötigt werden (z.B. Median-durchmesser, Standardabweichung), mit Umspeicherungsvorgängen notwendig. Alternativ kann der Aufruf des Prozesses dupliziert werden und die passenden Felder als Argumente übergeben werden. Diese Methoden führen bei einer zunehmenden Anzahl an Moden zu einer großen Menge an dupliziertem Quellcode. Außerdem ist das Einfügen einer neuen Mode aufwendig und fehleranfällig, da für jede Parametrisierung Quellcode dupliziert und an den richtigen Stellen angepasst werden muss. Ein weiterer Nachteil einer statischen Implementierung besteht darin, dass die Felder aller Moden immer deklariert sind, unabhängig davon, ob sie auch verwendet werden. Dadurch wird mehr Speicher belegt als notwendig wäre.

Bei einer dynamischen Implementierung werden immer nur Felder der Moden angelegt, die bei den gewählten Einstellungen im Modelllauf auch verwendet werden. Um dies zu erreichen wird im Aerosolmodul von ICON-ART eine sogenannte linked list (verkettete Liste) angelegt. Der Ausgangspunkt der verketteten Liste ist ein derived type (Datenverbund) `t_mode_list_intrinsic`, der den Namen der Liste, `name`, die Anzahl der Moden, die in der Liste

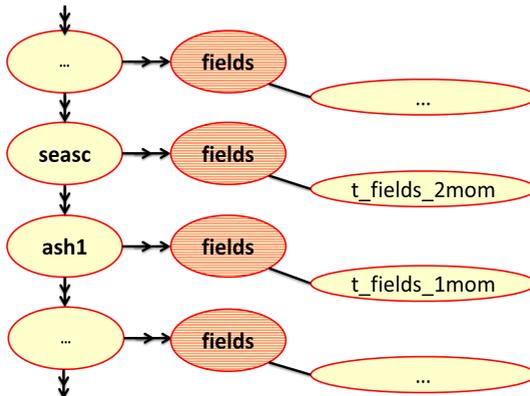
enthalten sind, `nmodes`, und einen pointer (Zeiger) auf die erste Mode, `first_mode`, enthält.

```
TYPE t_mode_list_intrinsic
  CHARACTER(LEN=12)  :: name
  INTEGER            :: nmodes
  TYPE(t_mode), POINTER :: first_mode
END TYPE t_mode_list_intrinsic
```

Die einzelnen Moden selbst bilden Objekte des Datenverbunds `t_mode`. In diesem Datenverbund sind die Felder, `fields`, die zur Mode gehören, gespeichert. Außerdem gibt es einen Zeiger auf die nächste Mode `next_mode`.

```
TYPE t_mode
  CLASS(t_mode_fields), ALLOCATABLE :: fields
  TYPE(t_mode), POINTER           :: next_mode
END TYPE t_mode
```

Die verkettete Liste wird also gebildet, indem zunächst der Zeiger auf die erste Mode mit einer Mode verknüpft wird. Danach wird an diese Mode die nächste Mode angehängen und so weiter. Bei der letzten Mode ist der Zeiger auf die nächste Mode nicht verknüpft, was die Abbruchbedingung von Schleifen über alle Moden darstellt.



**Abbildung A.1.:** Konzept der verketteten Liste für die verschiedenen Moden.

Generell kann Aerosol in ICON-ART durch verschiedene Ansätze beschrieben werden. Seesalzaerosol wird zum Beispiel prognostisch

in spezifischer Anzahl und Massenmischungsverhältnis mit einer Log-Normalverteilung für die Größenverteilung beschrieben (siehe Abschnitt 3.2). Im Gegensatz dazu wird für Vulkanasche lediglich das Massenmischungsverhältnis prognostisch beschrieben und die Größenverteilung durch sechs sogenannte size bins, also fortlaufende Größenklassen, angenähert. Diese verschiedenen Ansätze der Aerosolbeschreibung benötigen unterschiedliche Felder, die gespeichert werden. Um nicht für jeden Ansatz der Aerosolbeschreibung eine eigene verkettete Liste anzulegen, sind die Felder, die im Modenobjekt gespeichert werden, ein sogenanntes polymorphes Objekt. Je nach Aerosoltyp wird dieses Objekt passend angelegt und enthält damit bereits die entsprechenden Felder.

Dieses Konzept ist in Abbildung A.1 nochmals veranschaulicht. Die verkettete Liste von Moden enthält in der Grafik unter anderem die Moden „seasc“ und „ash1“, also die Grobmode von Seesalz und eine Größenklasse für Vulkanasche. Das Seesalz benötigt Felder passend zu den zwei prognostischen Variablen Masse und Anzahl, die Vulkanasche passend zu der prognostischen Variable Masse. Daher wird das polymorphe `fields` im Falle von Seesalz zu `t_fields_2mom` und im Fall der Vulkanasche zu `t_fields_1mom`.

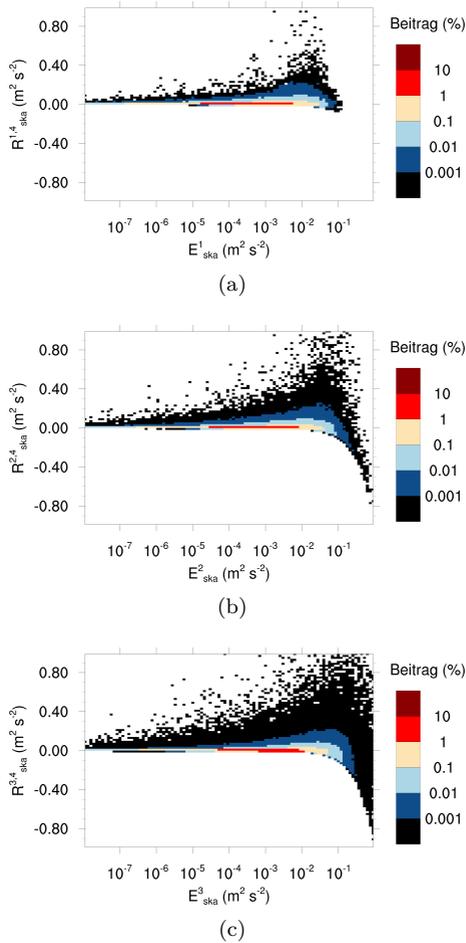


## B. Berechnete Residuen und deren Abhängigkeiten

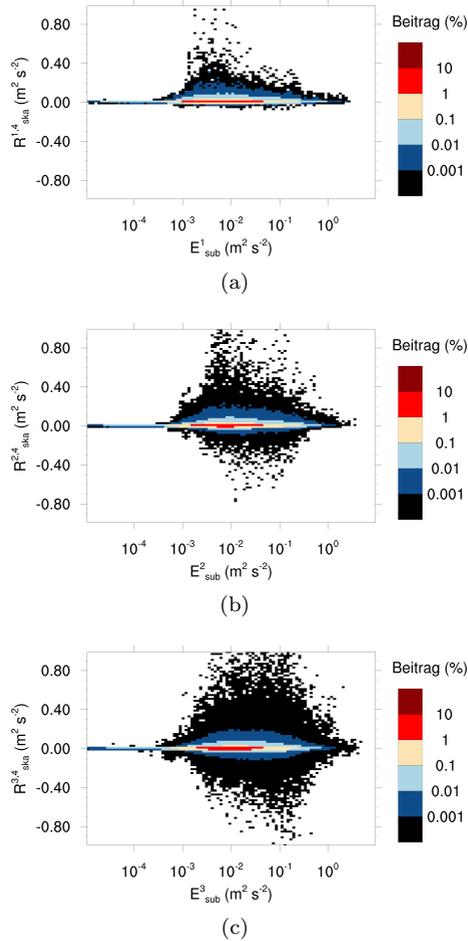
In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Abhängigkeiten von skaligem oder subskaligem Residuum von der skaligen oder subskaligen spezifischen Energie gegeben, für die sich in der ICON-ART Simulation keine systematischen Zusammenhänge finden lassen. Die Beschreibung, wie die Residuen berechnet werden und welche Eingabegrößen für die spezifische Energie verwendet werden, befindet sich in Abschnitt 5.8.

Zunächst wird das skalige Residuum  $R_{ska}^{k,k+j}$  näher betrachtet. Abbildung B.1 zeigt das zweidimensionale Histogramm für das skalige Residuum und die entsprechende skalige spezifische Energie  $E_{ska}^k$  für die drei verschiedenen Gitterweiten (40 km bei  $k = 1$ , 20 km bei  $k = 2$  und 10 km bei  $k = 3$ ). Die scharfe Abgrenzung der Residuumswerte nach unten kommt daher zustande, dass die Summe aus skaligem Residuum und skaliger spezifischer Energie nicht negativ sein kann, da das bedeuten würde, dass die spezifische Energie im 5 km Gebiet negativ wäre (siehe Gleichung 5.6). Die Werte für das skalige Residuum  $R_{ska}^{k,4}$  sind zu großen Teilen sehr nahe an Null. In dem positiven Bereich lässt sich eine zunehmende Streuung mit steigender skaliger spezifischer Energie  $E_{ska}^k$  beobachten. Für negative Werte von  $R_{ska}^{k,4}$  lässt sich das aufgrund der zuvor angesprochenen Einschränkung nicht beobachten. Die Form der zweidimensionalen Häufigkeitsverteilungen ist für alle Gebiete ähnlich, wobei die Streuung der Werte mit zunehmender Auflösung ansteigt. Es lässt sich kein systematischer Zusammenhang erkennen. Daher wird eine Abhängigkeit des skaligen Residuums  $R_{ska,P}^{k,k+j}$  von der skaligen spezifischen Energie  $E_{ska}^k$  für die Beschreibung der subskaligen Varianz der Vertikalgeschwindigkeit ausgeschlossen.

Das zweidimensionale Histogramm des skaligen Residuums und der subskaligen spezifischen Energie ist in Abbildung B.2 dargestellt. Die Werte weisen vor allem für den subskaligen spezifischen



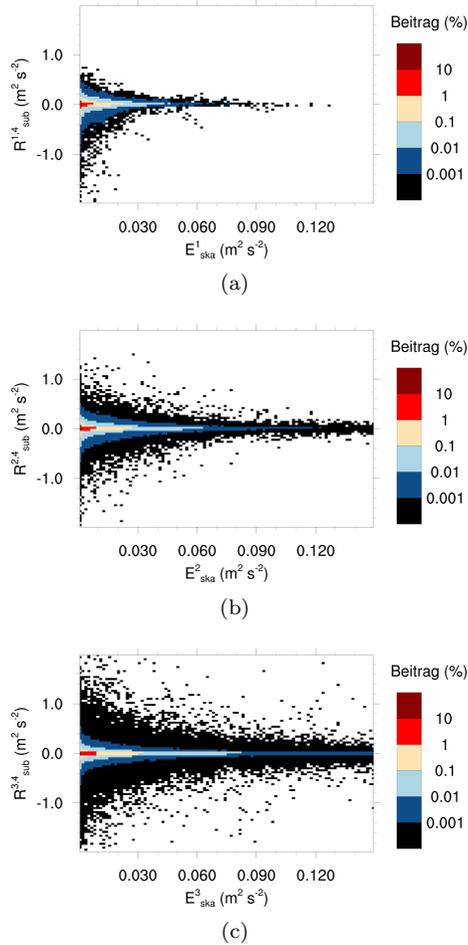
**Abbildung B.1.:** Zweidimensionales Histogramm des skaligen Anteils des mit R2B9 (5 km) berechneten Residuums und der skaligen spezifischen Energie im Temperaturbereich  $T < 235$  K für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km) und (c) R2B8 (10 km).



**Abbildung B.2.:** Zweidimensionales Histogramm des skaligen Anteils des mit R2B9 (5 km) berechneten Residuums und der subskaligen spezifischen Energie im Temperaturbereich  $T < 235$  K für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km) und (c) R2B8 (10 km).

Energiebereich zwischen  $10^{-3}$  und  $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  eine Streuung um  $R_{ska}^{k,4} = 0$  auf, mit einer leichten Tendenz zu positiven Werten. Positive Werte bedeuten, dass die mittlere spezifische Energie im 5 km Gebiet höher ist als in den gröber aufgelösten Gebieten (siehe Gleichung 5.6). Die Streuung wird mit höherer Auflösung ausgeprägter. Aus dieser Streuung der Werte um den Bereich  $R_{ska}^{k,4} = 0$  lassen sich jedoch keine systematischen Zusammenhänge ableiten. Aus den Ergebnissen von Abbildung B.1 und Abbildung B.2 lässt sich für die Parametrisierung der subskaligen Varianz der Vertikalgeschwindigkeit ableiten, dass  $R_{ska}^{k,4} = 0$  gesetzt werden kann.

In Abbildung B.3 ist das zweidimensionale Histogramm des subskaligen Residuums  $R_{sub}^{k,4}$  und der skaligen spezifischen Energie  $E_{ska}^k$  für die drei Simulationsgebiete dargestellt. Die Form der dargestellten Häufigkeitsverteilungen unterscheidet sich nicht signifikant zwischen den drei Simulationsgebieten. Diese konzentrieren sich für alle skaligen spezifischen Energien um Werte von  $R_{sub}^{k,4} = 0$  mit abnehmender Streuung bei zunehmender skaliger spezifischer Energie. Wie bei den Abbildungen für das skalige Residuum nimmt die relative Häufigkeit von höheren Werten für das subskalige Residuum mit steigender Auflösung zu. Da sich kein systematischer Zusammenhang erkennen lässt, wird keine Abhängigkeit des subskaligen Residuums von der skaligen spezifischen Energie in der Parametrisierung für die subskalige Varianz der Vertikalgeschwindigkeit angenommen.



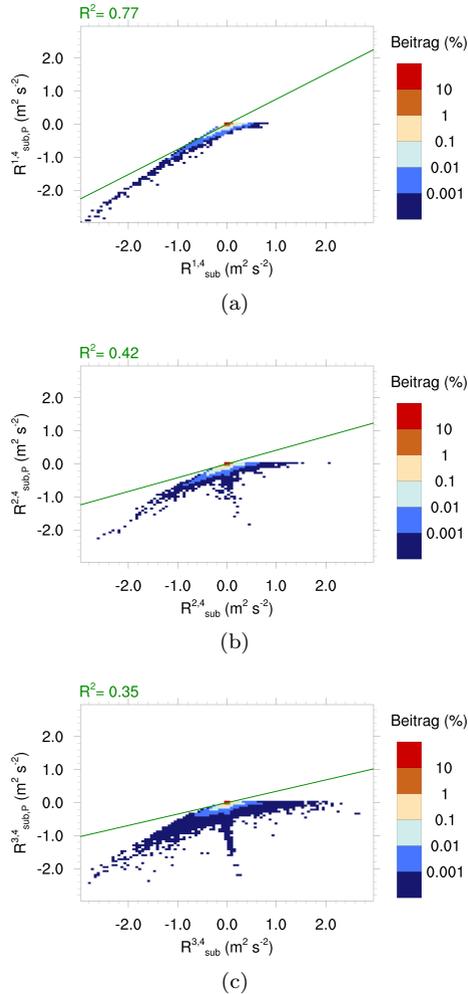
**Abbildung B.3.:** Zweidimensionales Histogramm des subskaligen Anteils des mit dem R2B9 (5 km) berechneten Residuums und der skaligen spezifischen Energie im Temperaturbereich  $T < 235$  K für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km) und (c) R2B8 (10 km).



# C. Verifikation der Parametrisierung für die subskalige Varianz der Vertikalgeschwindigkeit

Zum Ableiten der Parametrisierung für die subskalige Varianz der Vertikalgeschwindigkeit ist in Abschnitt 5.8 nur jeder zweite Zeitschritt aus den Modellergebnissen verwendet worden. Der andere Teil der Modellergebnisse wird nun dazu verwendet, die Vorhersagegüte der Parametrisierung mit den Werten aus Tabelle 5.2 zu überprüfen. Dazu sind in Abbildung C.1 die zweidimensionalen Histogramme der berechneten subskaligen Residuen  $R_{sub}^{k,4}$  und der mit der Parametrisierung vorhergesagten Residuen  $R_{sub,P}^{k,4}$  für alle drei Simulationsgebiete dargestellt. In grüner Farbe ist die lineare Regressionsgerade und der Regressionskoeffizient dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Güte der Korrelation mit zunehmender Auflösung abnimmt. Die Ursache hierfür ist die mit der Auflösung zunehmende Streuung, die auch bei der Ableitung der Parametrisierung sowohl in den Korrelationskoeffizienten als auch der Streuung zu sehen war (siehe Abbildung 5.24). Das zweidimensionale Histogramm zeigt für alle Simulationsgebiete keine Gerade, sondern eine leichte Krümmung. Das führt dazu, dass vor allem hohe und niedrige Werte, die insgesamt vergleichsweise selten vorkommen, für das Residuum von der Parametrisierung unterschätzt werden. Eine auffällige Struktur zeigt sich bei einer effektiven Gitterweite von 10 km bei Werten von  $R_{sub}^{3,4} \approx 0$ . Die Parametrisierung sagt für einen kleinen Teil dieser Werte deutlich zu niedrige Werte voraus. Diese Residuen sind bei vergleichsweise hohen subskaligen spezifischen Energien nahezu gleich Null. Derartige Residuen sind bereits in Abbildung 5.24(c) bei hohem  $E_{sub}^3$  zu sehen. Die hohe subskalige spezifische Energie führt dann beim parametrisierten Residuum zu einem betragsmäßig hohen negativen Wert. Inse-

samt ergibt sich vor allem für die gröbste Auflösung (R2B6, 40 km) ein hoher Korrelationskoeffizient von  $R^2 = 0,77$ . Für R2B7 (20 km) mit  $R^2 = 0,42$  und R2B8 (10 km) mit  $R^2 = 0,35$  ergibt sich eine zufriedenstellende Korrelation.



**Abbildung C.1.:** Zweidimensionales Histogramm der subskaligen Residuen und der durch die Parametrisierung vorhergesagte subskalige Residuen im Temperaturbereich  $T < 235$  K für (a) R2B6 (40 km), (b) R2B7 (20 km) und (c) R2B8 (10 km).



# Literaturverzeichnis

- Acker, J. G. und G. Leptoukh, 2007: Online analysis enhances use of NASA earth science data. *Eos, Trans. AGU*, **88 (2)**, 14–17, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2007E0020003>.
- Ackerman, A. S., O. Toon, D. Stevens, A. Heymsfield, V. Ramanathan, und E. Welton, 2000: Reduction of tropical cloudiness by soot. *Science*, **288 (5468)**, 1042–1047, URL <https://dx.doi.org/10.1126/science.288.5468.1042>.
- Albrecht, B., 1989: Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness. *Science*, **245 (4923)**, 1227–1230, URL <https://dx.doi.org/10.1126/science.245.4923.1227>.
- Alfaro, S. C. und L. Gomes, 2001: Modeling mineral aerosol production by wind erosion: Emission intensities and aerosol size distributions in source areas. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **106 (D16)**, 18 075–18 084, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2000JD900339>.
- Alpert, P., N. Halfon, und Z. Levin, 2008: Does air pollution really suppress precipitation in Israel? *J. Appl. Meteorol. Clim.*, **47 (4)**, 933–943, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2007JAMC1803.1>.
- Archer-Nicholls, S., D. Lowe, D. M. Schultz, und G. McFiggans, 2016: Aerosol–radiation–cloud interactions in a regional coupled model: the effects of convective parameterisation and resolution. *Atmos. Chem. Phys.*, **16 (9)**, 5573–5594, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-16-5573-2016>.
- Arino, O., P. Bicheron, F. Achard, J. Latham, R. Witt, und J.-L. Weber, 2008: The most detailed portrait of Earth. *ESA Bull. Eur. Space*, **136**, 25–31.
- Athanasopoulou, E., H. Vogel, B. Vogel, A. Tsimpidi, S. N. Pandis, C. Knote, und C. Fountoukis, 2012: Modeling the meteorological

and chemical effects of secondary organic aerosols during an EUCAARI campaign. *Atmos. Chem. Phys.*, **13**, 625–645, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-13-625-2013>.

Athanasopoulou, E., et al., 2014: Fire risk, atmospheric chemistry and radiative forcing assessment of wildfires in eastern Mediterranean. *Atmos. Environ.*, **95**, 113–125, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2014.05.077>.

Bagnold, R., 1941: *The physics of blown sand and desert dunes*. London: Methuen.

Baklanov, A., et al., 2014: Online coupled regional meteorology chemistry models in Europe: current status and prospects. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (1), 317–398, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-317-2014>.

Baldauf, M., A. Seifert, J. Förstner, D. Majewski, M. Raschendorfer, und T. Reinhardt, 2011: Operational convective-scale numerical weather prediction with the COSMO model: description and sensitivities. *Mon. Weather Rev.*, **139** (12), 3887–3905, URL <https://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-10-05013.1>.

Bangert, M., 2012: Interaction of Aerosol, Clouds, and Radiation on the Regional Scale. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT).

Bangert, M., C. Kottmeier, B. Vogel, und H. Vogel, 2011: Regional scale effects of the aerosol cloud interaction simulated with an online coupled comprehensive chemistry model. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (9), 4411–4423, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-11-4411-2011>.

Bangert, M., et al., 2012: Saharan dust event impacts on cloud formation and radiation over Western Europe. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (9), 4045–4063, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-4045-2012>.

Barahona, D. und A. Nenes, 2008: Parameterization of cirrus cloud formation in large-scale models: Homogeneous nucleation. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **113** (D11), D11211, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2007JD009355>.

- Barahona, D. und A. Nenes, 2009a: Parameterizing the competition between homogeneous and heterogeneous freezing in cirrus cloud formation—monodisperse ice nuclei. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (2), 369–381, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-9-369-2009>.
- Barahona, D. und A. Nenes, 2009b: Parameterizing the competition between homogeneous and heterogeneous freezing in ice cloud formation—polydisperse ice nuclei. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (16), 5933–5948, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-9-5933-2009>.
- Barahona, D., R. West, P. Stier, S. Romakkaniemi, H. Kokkola, und A. Nenes, 2010: Comprehensively accounting for the effect of giant CCN in cloud activation parameterizations. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (5), 2467–2473, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-10-2467-2010>.
- Barthlott, C. und C. Hoose, 2015: Spatial and temporal variability of clouds and precipitation over Germany: multiscale simulations across the "gray zone". *Atmos. Chem. Phys.*, **15** (21), 12361–12384, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-15-12361-2015>.
- Bartholomé, E. und A. Belward, 2005: GLC2000: a new approach to global land cover mapping from Earth observation data. *Int. J. Remote Sens.*, **26** (9), 1959–1977, URL <https://dx.doi.org/10.1080/01431160412331291297>.
- Bechtold, P., M. Köhler, T. Jung, F. Doblas-Reyes, M. Leutbecher, M. J. Rodwell, F. Vitart, und G. Balsamo, 2008: Advances in simulating atmospheric variability with the ECMWF model: From synoptic to decadal time-scales. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134** (634), 1337–1351, URL <https://dx.doi.org/10.1002/qj.289>.
- Behrendt, R. und H. Mahlke, 2016: wetter3.de Website. URL <http://ww1.wetter3.de/>, aufgerufen am 6.06.2016.
- Binkowski, F. S. und U. Shankar, 1995: The regional particulate matter model: 1. Model description and preliminary results. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **100** (D12), 26191–26209, URL <https://dx.doi.org/10.1029/95JD02093>.

- Boris, J. P. und D. L. Book, 1973: Flux-corrected transport. I. SHASTA, A fluid transport algorithm that works. *J. Comput. Phys.*, **11** (1), 38–69, URL [https://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(73\)90147-2](https://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(73)90147-2).
- Carslaw, K., O. Boucher, D. Spracklen, G. Mann, J. Rae, S. Woodward, und M. Kulmala, 2010: A review of natural aerosol interactions and feedbacks within the Earth system. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (4), 1701–1737, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-10-1701-2010>.
- Carslaw, K., et al., 2013: Large contribution of natural aerosols to uncertainty in indirect forcing. *Nature*, **503** (7474), 67–71, URL <https://dx.doi.org/10.1038/nature12674>.
- Chapman, E. G., W. I. Gustafson Jr., R. C. Easter, J. C. Barnard, S. J. Ghan, M. S. Pekour, und J. D. Fast, 2009: Coupling aerosol-cloud-radiative processes in the WRF-Chem model: Investigating the radiative impact of elevated point sources. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (3), 945–964, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-9-945-2009>.
- Cho, J. Y. und E. Lindborg, 2001: Horizontal velocity structure functions in the upper troposphere and lower stratosphere. 1. Observations. *J. Geophys. Res.*, **106** (10), 10 223–10 232, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2000JD900814>.
- Colella, P. und P. R. Woodward, 1984: The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations. *J. Comput. Phys.*, **54** (1), 174–201, URL [https://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(84\)90143-8](https://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(84)90143-8).
- Cotton, W. R., et al., 2003: RAMS 2001: Current status and future directions. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **82** (1-4), 5–29, URL <https://dx.doi.org/10.1007/s00703-001-0584-9>.
- Cziczo, D. J., et al., 2013: Clarifying the dominant sources and mechanisms of cirrus cloud formation. *Science*, **340** (6138), 1320–1324, URL <https://dx.doi.org/10.1126/science.1234145>.
- Deetz, K., M. Klose, I. Kirchner, und U. Cubasch, 2016: Numerical simulation of a dust event in northeastern Germany with a new dust emission scheme in COSMO-ART. *Atmos. Environ.*,

- 126**, 87–97, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2015.11.045>.
- DeMott, P., D. Cziczo, A. Prenni, D. Murphy, S. Kreidenweis, D. Thomson, R. Borys, und D. Rogers, 2003: Measurements of the concentration and composition of nuclei for cirrus formation. *P. Natl. Acad. Sci. USA*, **100** (25), 14 655–14 660, URL <https://dx.doi.org/10.1073/pnas.2532677100>.
- Dipankar, A., B. Stevens, R. Heinze, C. Moseley, G. Zängl, M. Giorgetta, und S. Brdar, 2015: Large eddy simulation using the general circulation model ICON. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **7** (3), 963–986, URL <https://dx.doi.org/10.1002/2015MS000431>.
- Doms, G. und M. Baldauf, 2015: A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model Part I: Dynamics and Numerics. Tech. rep., Deutscher Wetterdienst.
- Doms, G., et al., 2011: A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model Part II : Physical Parameterization. Tech. rep., Deutscher Wetterdienst.
- Donner, L. J., T. A. O'Brien, D. Rieger, B. Vogel, und W. F. Cooke, 2016: Are Atmospheric Updrafts a Key to Unlocking Climate Forcing and Sensitivity? *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **2016**, 1–13, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-2016-400>.
- EEA, 2012: Tech. rep., European Environment Agency, Copenhagen, [www.eea.europa.eu/data-and-maps/data/airbase-the-european-air-quality-database](http://www.eea.europa.eu/data-and-maps/data/airbase-the-european-air-quality-database).
- Ekman, A., C. Wang, J. Wilson, und J. Ström, 2004: Explicit simulations of aerosol physics in a cloud-resolving model: A sensitivity study based on an observed convective cloud. *Atmos. Chem. Phys.*, **4** (3), 773–791, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-4-773-2004>.
- Ekman, A. M., A. Engström, und A. Söderberg, 2011: Impact of two-way aerosol-cloud interaction and changes in aerosol size distribution on simulated aerosol-induced deep convective cloud sensitivity. *J. Atmos. Sci.*, **68** (4), 685–698, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2010JAS3651.1>.

- Evan, A. T., C. Flamant, S. Fiedler, und O. Doherty, 2014: An analysis of aeolian dust in climate models. *Geophys. Res. Lett.*, **41** (16), 5996–6001, URL <https://dx.doi.org/10.1002/2014GL060545>.
- Eyring, V., S. Bony, G. A. Meehl, C. A. Senior, B. Stevens, R. J. Stouffer, und K. E. Taylor, 2016: Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization. *Geosci. Model Dev.*, **9** (5), 1937–1958, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016>.
- Fan, J., D. Rosenfeld, Y. Yang, C. Zhao, L. R. Leung, und Z. Li, 2015: Substantial contribution of anthropogenic air pollution to catastrophic floods in Southwest China. *Geophys. Res. Lett.*, **42** (14), 6066–6075, URL <https://dx.doi.org/10.1002/2015GL064479>.
- Fécan, F., B. Marticorena, und G. Bergametti, 1998: Parametrization of the increase of the aeolian erosion threshold wind friction velocity due to soil moisture for arid and semi-arid areas. *Adv. Geosci.*, **17** (1), 149–157, URL <https://dx.doi.org/10.1007/s00585-999-0149-7>.
- Flossmann, A. I. und W. Wobrock, 2010: A review of our understanding of the aerosol–cloud interaction from the perspective of a bin resolved cloud scale modelling. *Atmos. Res.*, **97** (4), 478–497, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2010.05.008>.
- Fountoukis, C. und A. Nenes, 2005: Continued development of a cloud droplet formation parameterization for global climate models. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **110** (D11), D11 212, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2004JD005591>.
- Fountoukis, C. und A. Nenes, 2007: ISORROPIA II: a computationally efficient thermodynamic equilibrium model for K<sup>+</sup>–Ca<sup>2+</sup>–Mg<sup>2+</sup>–NH<sub>4</sub><sup>+</sup>–Na<sup>+</sup>–SO<sub>4</sub><sup>2-</sup>–NO<sub>3</sub><sup>-</sup>–Cl<sup>-</sup>–H<sub>2</sub>O aerosols. *Atmos. Chem. Phys.*, **7** (17), 4639–4659, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-7-4639-2007>.
- Ghan, S. J., L. R. Leung, und R. C. Easter, 1997: Prediction of cloud droplet number in a general circulation model. *J. Geo-*

- phys. Res.*, **102 (D18)**, 21–777, URL <https://dx.doi.org/10.1029/97JD01810>.
- Ginoux, P., J. M. Prospero, T. E. Gill, N. C. Hsu, und M. Zhao, 2012: Global-scale attribution of anthropogenic and natural dust sources and their emission rates based on MODIS Deep Blue aerosol products. *Rev. Geophys.*, **50 (3)**, RG3005, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2012RG000388>.
- Givati, A. und D. Rosenfeld, 2004: Quantifying precipitation suppression due to air pollution. *J. Appl. Meteorol.*, **43 (7)**, 1038–1056, URL [https://dx.doi.org/10.1175/1520-0450\(2004\)043<1038:QPSDTA>2.0.CO;2](https://dx.doi.org/10.1175/1520-0450(2004)043<1038:QPSDTA>2.0.CO;2).
- Golaz, J.-C., V. E. Larson, und W. R. Cotton, 2002: A PDF-based model for boundary layer clouds. Part I: Method and model description. *J. Atmos. Sci.*, **59 (24)**, 3540–3551, URL [https://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059<3540:APBMFB>2.0.CO;2](https://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<3540:APBMFB>2.0.CO;2).
- Golaz, J.-C., M. Salzmann, L. J. Donner, L. W. Horowitz, Y. Ming, und M. Zhao, 2011: Sensitivity of the aerosol indirect effect to subgrid variability in the cloud parameterization of the GFDL atmosphere general circulation model AM3. *J. Climate*, **24 (13)**, 3145–3160, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2010JCLI3945.1>.
- Grythe, H., J. Ström, R. Krejci, P. Quinn, und A. Stohl, 2014: A review of sea-spray aerosol source functions using a large global set of sea salt aerosol concentration measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, **14 (3)**, 1277–1297, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-1277-2014>.
- Hoose, C. und O. Möhler, 2012: Heterogeneous ice nucleation on atmospheric aerosols: a review of results from laboratory experiments. *Atmos. Chem. Phys.*, **12 (20)**, 9817–9854, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-9817-2012>.
- Huang, J., B. Lin, P. Minnis, T. Wang, X. Wang, Y. Hu, Y. Yi, und J. K. Ayers, 2006a: Satellite-based assessment of possible dust aerosols semi-direct effect on cloud water path over East Asia. *Geophys. Res. Lett.*, **33 (19)**, L19 802, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2006GL026561>.

- Huang, J., P. Minnis, B. Lin, T. Wang, Y. Yi, Y. Hu, S. Sun-Mack, und K. Ayers, 2006b: Possible influences of Asian dust aerosols on cloud properties and radiative forcing observed from MODIS and CERES. *Geophys. Res. Lett.*, **33** (6), L06 824, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2005GL024724>.
- Igel, A. L., S. C. van den Heever, C. M. Naud, S. M. Saleeby, und D. J. Posselt, 2013: Sensitivity of Warm-Frontal Processes to Cloud-Nucleating Aerosol Concentrations. *J. Atmos. Sci.*, **70** (6), 1768–1783, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-12-0170.1>.
- Im, U., et al., 2015a: Evaluation of operational on-line-coupled regional air quality models over Europe and North America in the context of AQMEII phase 2. Part I: Ozone. *Atmos. Environ.*, **115**, 404–420, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2014.09.042>.
- Im, U., et al., 2015b: Evaluation of operational online-coupled regional air quality models over Europe and North America in the context of AQMEII phase 2. Part II: Particulate matter. *Atmos. Environ.*, **115**, 421–441, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2014.08.072>.
- Jiang, H., G. Feingold, und I. Koren, 2009: Effect of aerosol on trade cumulus cloud morphology. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **114** (D11), D11 209, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2009JD011750>.
- Jiang, H., H. Xue, A. Teller, G. Feingold, und Z. Levin, 2006: Aerosol effects on the lifetime of shallow cumulus. *Geophys. Res. Lett.*, **33** (14), L14 806, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2006GL026024>.
- Jöckel, P., et al., 2006: The atmospheric chemistry general circulation model ECHAM5/MESSy1: consistent simulation of ozone from the surface to the mesosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, **6** (12), 5067–5104, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-6-5067-2006>.
- Jöckel, P., et al., 2010: Development cycle 2 of the Modular Earth Submodel System (MESSy2). *Geosci. Model Dev.*, **3** (2), 717–752, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-3-717-2010>.

- Joos, H., P. Spichtinger, P. Reutter, und F. Fusina, 2014: Influence of heterogeneous freezing on the microphysical and radiative properties of orographic cirrus clouds. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (13), 6835–6852, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-6835-2014>.
- Kärcher, B., A. Dörnbrack, und I. Sölch, 2014: Supersaturation Variability and Cirrus Ice Crystal Size Distributions. *J. Atmos. Sci.*, **71** (8), 2905–2926, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-13-0404.1>.
- Kärcher, B. und U. Lohmann, 2002: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **107** (D2), AAC 4–1–AAC 4–10, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2001JD000470>.
- Kärcher, B. und U. Lohmann, 2003: A parameterization of cirrus cloud formation: Heterogeneous freezing. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108** (D14), 4402, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2002JD003220>.
- Karydis, V., S. Capps, A. Russell, und A. Nenes, 2012: Adjoint sensitivity of global cloud droplet number to aerosol and dynamical parameters. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (19), 9041–9055, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-9041-2012>.
- Kaye, P. H., E. Hirst, R. S. Greenaway, Z. Ulanowski, E. Hesse, P. J. DeMott, C. Saunders, und P. Connolly, 2008: Classifying atmospheric ice crystals by spatial light scattering. *Opt. Lett.*, **33** (13), 1545–1547, URL <https://dx.doi.org/10.1364/OL.33.001545>.
- Khain, A. P., N. BenMoshe, und A. Pokrovsky, 2008: Factors determining the impact of aerosols on surface precipitation from clouds: An attempt at classification. *J. Atmos. Sci.*, **65** (6), 1721–1748, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2007JAS2515.1>.
- Khairoutdinov, M. F. und D. A. Randall, 2001: A cloud resolving model as a cloud parameterization in the NCAR Community Climate System Model: Preliminary results. *Geophys. Res. Lett.*, **28** (18), 3617–3620, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2001GL013552>.

- King, M. D., Y. J. Kaufman, W. P. Menzel, und D. Tanre, 1992: Remote sensing of cloud, aerosol, and water vapor properties from the Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS). *IEEE T. Geosci. Remote*, **30** (1), 2–27, URL <https://dx.doi.org/10.1109/36.124212>.
- Klok, E. J. und A. M. G. Klein Tank, 2009: Updated and extended European dataset of daily climate observations. *Int. J. of Climatol.*, **29** (8), 1182–1191, URL <https://dx.doi.org/10.1002/joc.1779>.
- Knippertz, P. und M. C. Todd, 2012: Mineral dust aerosols over the Sahara: Meteorological controls on emission and transport and implications for modeling. *Rev. Geophys.*, **50** (1), RG1007, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2011RG000362>.
- Knote, C., et al., 2011: Towards an online-coupled chemistry-climate model: evaluation of trace gases and aerosols in COSMO-ART. *Geosci. Model Dev.*, **4** (4), 1077–1102, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-4-1077-2011>.
- Köhler, C. G. und A. Seifert, 2015: Identifying sensitivities for cirrus modelling using a two-moment two-mode bulk microphysics scheme. *Tellus B*, **67**, URL <https://dx.doi.org/10.3402/tellusb.v67.24494>.
- Kok, J., et al., 2014: An improved dust emission model—Part 1: Model description and comparison against measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (23), 13 023–13 041, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-13023-2014>.
- Kok, J. F., 2011: Does the size distribution of mineral dust aerosols depend on the wind speed at emission? *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (19), 10 149–10 156, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-11-10149-2011>.
- Koop, T., B. Luo, A. Tsias, und T. Peter, 2000: Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. *Nature*, **406** (6796), 611–614, URL <https://dx.doi.org/10.1038/35020537>.
- Krämer, M., et al., 2016: A microphysics guide to cirrus clouds – Part 1: Cirrus types. *Atmos. Chem. Phys.*, **16** (5), 3463–3483, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-16-3463-2016>.

- Kraut, I., 2015: Separating the Aerosol Effect in Case of a "Medicane". Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie.
- Kuebbeler, M., U. Lohmann, J. Hendricks, und B. Kärcher, 2014: Dust ice nuclei effects on cirrus clouds. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (6), 3027–3046, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-3027-2014>.
- Kumar, P., I. Sokolik, und A. Nenes, 2009: Parameterization of cloud droplet formation for global and regional models: including adsorption activation from insoluble CCN. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (7), 2517–2532, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-9-2517-2009>.
- Kunz, A., L. L. Pan, P. Konopka, D. E. Kinnison, und S. Tilmes, 2011: Chemical and dynamical discontinuity at the extratropical tropopause based on START08 and WACCM analyses. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **116** (D24), D24302, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2011JD016686>.
- Larson, V. und D. Schanen, 2013: The subgrid importance latin hypercube sampler (SILHS): A multivariate subcolumn generator. *Geosci. Model Dev.*, **6** (5), 1813–1829, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-6-1813-2013>.
- Larson, V. E., R. Wood, P. R. Field, J.-C. Golaz, T. H. Vonder Haar, und W. R. Cotton, 2001: Systematic biases in the microphysics and thermodynamics of numerical models that ignore subgrid-scale variability. *J. Atmos. Sci.*, **58** (9), 1117–1128, URL [https://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(2001\)058<1117:SBITMA>2.0.CO;2](https://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(2001)058<1117:SBITMA>2.0.CO;2).
- Lauritzen, P. H., et al., 2014: A standard test case suite for two-dimensional linear transport on the sphere: results from a collection of state-of-the-art schemes. *Geosci. Model Dev.*, **7** (1), 105–145, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-7-105-2014>.
- Lee, L., K. Carslaw, K. Pringle, und G. Mann, 2012: Mapping the uncertainty in global CCN using emulation. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (20), 9739–9751, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-9739-2012>.

- Lee, L., K. Carslaw, K. Pringle, G. Mann, und D. Spracklen, 2011: Emulation of a complex global aerosol model to quantify sensitivity to uncertain parameters. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (23), 12 253–12 273, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-11-12253-2011>.
- Lee, L., K. Pringle, C. Reddington, G. Mann, P. Stier, D. Spracklen, J. Pierce, und K. Carslaw, 2013: The magnitude and causes of uncertainty in global model simulations of cloud condensation nuclei. *Atmos. Chem. Phys.*, **13** (17), 8879–8914, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-13-8879-2013>.
- Levin, Z. und W. R. Cotton, 2009: *Aerosol Pollution Impact on Precipitation: A Scientific Review*. Springer, Dordrecht, 386 p.
- Levy, R. C., S. Mattoo, L. A. Munchak, L. A. Remer, A. M. Sayer, F. Patadia, und N. C. Hsu, 2013: The Collection 6 MODIS aerosol products over land and ocean. *Atmos. Meas. Tech.*, **6** (11), 2989–3034, URL <https://dx.doi.org/10.5194/amt-6-2989-2013>.
- Liu, X., X. Shi, K. Zhang, E. J. Jensen, A. Gettelman, D. Barahona, A. Nenes, und P. Lawson, 2012: Sensitivity studies of dust ice nuclei effect on cirrus clouds with the community atmosphere model cam5. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (24), 12 061–12 079, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-12061-2012>.
- Lohmann, U. und J. Feichter, 2001: Can the direct and semi-direct aerosol effect compete with the indirect effect on a global scale? *Geophys. Res. Lett.*, **28** (1), 159–161, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2000GL012051>.
- Lohmann, U. und J. Feichter, 2005: Global indirect aerosol effects: a review. *Atmos. Chem. Phys.*, **5** (3), 715–737, URL <https://dx.doi.org/doi:10.5194/acp-5-715-2005>.
- Lohmann, U., J. Feichter, C. C. Chuang, und J. E. Penner, 1999a: Prediction of the number of cloud droplets in the ECHAM GCM. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **104** (D8), 9169–9198, URL <https://dx.doi.org/10.1029/1999JD900046>.
- Lohmann, U., N. McFarlane, L. Levkov, K. Abdella, und F. Albers, 1999b: Comparing different cloud schemes of a single column model by using mesoscale forcing and nudging technique. *J.*

- Climate*, **12** (2), 438–461, URL [https://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1999\)012<0438:CDCSOA>2.0.CO;2](https://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1999)012<0438:CDCSOA>2.0.CO;2).
- Lorenz, E. N., 1969: The predictability of a flow which possesses many scales of motion. *Tellus*, **21** (3), 289–307, URL <https://dx.doi.org/10.1111/j.2153-3490.1969.tb00444.x>.
- Lundgren, K., B. Vogel, H. Vogel, und C. Kottmeier, 2013: Direct radiative effects of sea salt for the Mediterranean region under conditions of low to moderate wind speeds. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **118** (4), 1906–1923, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2012JD018629>.
- Ma, P.-L., et al., 2015: How does increasing horizontal resolution in a global climate model improve the simulation of aerosol-cloud interactions? *Geophys. Res. Lett.*, **42** (12), 5058–5065, URL <https://dx.doi.org/10.1002/2015GL064183>.
- Mahowald, N. M., et al., 2009: Atmospheric Iron Deposition: Global Distribution, Variability, and Human Perturbations\*. *Ann. Rev. Mar. Sci.*, **1**, 245–278, URL <https://dx.doi.org/10.1146/annurev.marine.010908.163727>.
- Mårtensson, E., E. Nilsson, G. de Leeuw, L. Cohen, und H.-C. Hansson, 2003: Laboratory simulations and parameterization of the primary marine aerosol production. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108** (D9), 4297, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2002JD002263>.
- Marticorena, B. und G. Bergametti, 1995: Modeling the atmospheric dust cycle: 1. Design of a soil-derived dust emission scheme. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **100** (D8), 16 415–16 430, URL <https://dx.doi.org/10.1029/95JD00690>.
- Menut, L., et al., 2014: CHIMERE 2013: a model for regional atmospheric composition modelling. *Geosci. Model Dev.*, **6** (4), 981–1028, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-6-981-2013>.
- Miura, H., 2007: An upwind-biased conservative advection scheme for spherical hexagonal-pentagonal grids. *Mon. Weather Rev.*, **135** (12), 4038–4044, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2007MWR2101.1>.

- Monahan, E. C., D. E. Spiel, und K. L. Davidson, 1986: A model of marine aerosol generation via whitecaps and wave disruption. *Oceanic whitecaps*, Springer, 167–174, URL [https://dx.doi.org/10.1007/978-94-009-4668-2\\_16](https://dx.doi.org/10.1007/978-94-009-4668-2_16).
- Morales, R. und A. Nenes, 2010: Characteristic updrafts for computing distribution-averaged cloud droplet number and stratocumulus cloud properties. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **115** (D18), D18 220, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2009JD013233>.
- Morrison, H., 2012: On the robustness of aerosol effects on an idealized supercell storm simulated with a cloud system-resolving model. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (16), 7689–7705, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-7689-2012>.
- Morrison, H. und W. Grabowski, 2011: Cloud-system resolving model simulations of aerosol indirect effects on tropical deep convection and its thermodynamic environment. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (20), 10 503–10 523, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-11-10503-2011>.
- Nachtergaele, F. und N. Batjes, 2012: *Harmonized world soil database*. FAO.
- NASA Worldview, 2016: URL <https://earthdata.nasa.gov/labs/worldview/>, aufgerufen am 6.06.2016.
- Nenes, A. und J. H. Seinfeld, 2003: Parameterization of cloud droplet formation in global climate models. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108** (D14), 4415, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2002JD002911>.
- Noppel, H., A. Pokrovsky, B. Lynn, A. Khain, und K. Beheng, 2010: A spatial shift of precipitation from the sea to the land caused by introducing submicron soluble aerosols: Numerical modeling. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **115** (D18), D18 212, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2009JD012645>.
- Ovadnevaite, J., A. Manders, G. De Leeuw, D. Ceburnis, C. Monahan, A. Partanen, H. Korhonen, und C. O’Dowd, 2014: A sea spray aerosol flux parameterization encapsulating wave state. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (4), 1837–1852, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-1837-2014>.

- Pantillon, F., P. Knippertz, J. H. Marsham, und C. E. Birch, 2015: A parameterization of convective dust storms for models with mass-flux convection schemes. *J. Atmos. Sci.*, **72** (6), 2545–2561, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-14-0341.1>.
- Parkinson, C. L., 2003: Aqua: An Earth-observing satellite mission to examine water and other climate variables. *IEEE T. Geosci. Remote*, **41** (2), 173–183, URL <https://dx.doi.org/10.1109/TGRS.2002.808319>.
- Phillips, V. T., P. J. DeMott, und C. Andronache, 2008: An empirical parameterization of heterogeneous ice nucleation for multiple chemical species of aerosol. *J. Atmos. Sci.*, **65** (9), 2757–2783, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2007JAS2546.1>.
- Phillips, V. T., P. J. Demott, C. Andronache, K. A. Pratt, K. A. Prather, R. Subramanian, und C. Twohy, 2013: Improvements to an empirical parameterization of heterogeneous ice nucleation and its comparison with observations. *J. Atmos. Sci.*, **70** (2), 378 – 409, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-12-080.1>.
- Pozzoli, L., I. Bey, S. Rast, M. G. Schultz, P. Stier, und J. Feichter, 2008a: Trace gas and aerosol interactions in the fully coupled model of aerosol-chemistry-climate ECHAM5-HAMMOZ: 1. Model description and insights from the spring 2001 TRACE-P experiment. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **113** (D7), D07308, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2007JD009007>.
- Pozzoli, L., I. Bey, S. Rast, M. G. Schultz, P. Stier, und J. Feichter, 2008b: Trace gas and aerosol interactions in the fully coupled model of aerosol-chemistry-climate ECHAM5-HAMMOZ: 2. Impact of heterogeneous chemistry on the global aerosol distributions. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **113** (D7), D07309, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2007JD009008>.
- Pruppacher, H. R. und J. D. Klett, 1997: *Microphysics of Clouds and Precipitation*, Vol. Second Edition. Kluwer Academic Publishers.
- Raschendorfer, M., 2001: The new turbulence parameterization of LM. COSMO Newsletter, 1: 89-97, available from <http://www.cosmo-model.org>.

- Raupach, M., 1993: Dry deposition of gases and particles to vegetation. *Clean Air*, **27** (4), 200.
- Rauscher, S. A., T. A. O'Brien, C. Piani, E. Coppola, F. Giorgi, W. D. Collins, and P. M. Lawston, 2016: A multimodel inter-comparison of resolution effects on precipitation: simulations and theory. *Clim. Dynam.*, 1–14, URL <https://dx.doi.org/10.1007/s00382-015-2959-5>.
- Reutter, P., et al., 2009: Aerosol-and updraft-limited regimes of cloud droplet formation: influence of particle number, size and hygroscopicity on the activation of cloud condensation nuclei (CCN). *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (18), 7067–7080, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-9-7067-2009>.
- Rieger, D., M. Bangert, C. Kottmeier, H. Vogel, and B. Vogel, 2014: Impact of aerosol on post-frontal convective clouds over Germany. *Tellus B.*, **66**, URL <https://dx.doi.org/10.3402/tellusb.v66.22528>.
- Rieger, D., et al., 2015: ICON–ART 1.0 – a new online-coupled model system from the global to regional scale. *Geosci. Model Dev.*, **8** (6), 1659–1676, URL <https://dx.doi.org/10.5194/gmd-8-1659-2015>.
- Riemer, N., 2002: Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die Troposphärische Chemie und die Sichtweite. Dissertation, Inst. für Meteorol. und Klimaforsch. der Univ. Karlsruhe (TH).
- Riemer, N., H. Vogel, B. Vogel, and F. Fiedler, 2003: Modeling aerosols on the mesoscale- $\gamma$ : Treatment of soot aerosol and its radiative effects. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108** (D19), 4601, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2003JD003448>.
- Rinke, R., 2008: Parametrisierung des Auswaschens von Aerosolpartikeln durch Niederschlag. Dissertation, Inst. für Meteorol. und Klimaforsch. der Univ. Karlsruhe (TH).
- Roeckner, E., et al., 2006: Sensitivity of simulated climate to horizontal and vertical resolution in the ECHAM5 atmosphere model. *J. Climate*, **19**, 3771–3791, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JCLI3824.1>.

- Rosenfeld, D., U. Lohmann, G. B. Raga, C. D. O'Dowd, M. Kulmala, S. Fuzzi, A. Reissell, und M. O. Andreae, 2008: Flood or drought: How do aerosols affect precipitation? *Science*, **321**, 1309–1313, URL <https://dx.doi.org/10.1126/science.1160606>.
- Rosenfeld, D., Y. Rudich, und R. Lahav, 2001: Desert dust suppressing precipitation: A possible desertification feedback loop. *P. Natl. Acad. Sci. USA*, **98** (11), 5975–5980, URL <https://dx.doi.org/10.1073/pnas.101122798>.
- Saleeby, S. M. und S. C. van den Heever, 2013: Developments in the CSU-RAMS aerosol model: Emissions, nucleation, regeneration, deposition, and radiation. *J. Appl. Meteorol. Clim.*, **52** (12), 2601–2622, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JAMC-D-12-0312.1>.
- Schad, T. und B. Vogel, 2016: Shallow convection scheme and its deficits. COSMO/CLM/ART User Seminar 2016.
- Schnaiter, M. und E. Järvinen, 2015: Persönliche Kommunikation.
- Segal, Y. und A. Khain, 2006: Dependence of droplet concentration on aerosol conditions in different cloud types: Application to droplet concentration parameterization of aerosol conditions. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **111** (D15), D15204, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2005JD006561>.
- Seifert, A. und K. Beheng, 2006a: A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. Part 1: Model description. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **92** (1-2), 45–66, URL <https://dx.doi.org/10.1007/s00703-005-0112-4>.
- Seifert, A. und K. Beheng, 2006b: A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. Part 2: Maritime vs. continental deep convective storms. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **92** (1-2), 67–82, URL <https://dx.doi.org/10.1007/s00703-005-0113-3>.
- Seifert, A., C. Köhler, und K. D. Beheng, 2012: Aerosol-cloud-precipitation effects over Germany as simulated by a convective-scale numerical weather prediction model. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (7), 709–725, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-12-709-2012>.

- Seinfeld, J. H. und S. N. Pandis, 2012: *Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change*. John Wiley & Sons.
- Shao, Y., 2001: A model for mineral dust emission. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **106** (D17), 20 239–20 254, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2001JD900171>.
- Shao, Y., A. H. Fink, und M. Klose, 2010: Numerical simulation of a continental-scale Saharan dust event. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **115** (D13), D13 205, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2009JD012678>.
- Shao, Y. und H. Lu, 2000: A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **105** (D17), 22 437–22 443, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2000JD900304>.
- Shao, Y., M. Raupach, und P. Findlater, 1993: Effect of saltation bombardment on the entrainment of dust by wind. *J. Geophys. Res.*, **98** (D7), 12 719–12 726, URL <https://dx.doi.org/10.1029/93JD00396>.
- Shao, Y., et al., 2011: Dust cycle: An emerging core theme in Earth system science. *Aeolian Research*, **2** (4), 181–204, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.aeolia.2011.02.001>.
- Sharman, R., S. Trier, T. Lane, und J. Doyle, 2012: Sources and dynamics of turbulence in the upper troposphere and lower stratosphere: A review. *Geophys. Res. Lett.*, **39** (12), L12 803, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2012GL051996>.
- Sheyko, B., S. Sullivan, R. Morales, S. Capps, D. Barahona, X. Shi, X. Liu, und A. Nenes, 2015: Quantifying sensitivities of ice crystal number and sources of ice crystal number variability in CAM 5.1 using the adjoint of a physically based cirrus formation parameterization. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **120** (7), 2834–2854, URL <https://dx.doi.org/10.1002/2014JD022457>.
- Skamarock, W. C., 2006: Positive-Definite and Monotonic Limiters for Unrestricted-Time-Step Transport Schemes. *Mon. Weather Rev.*, **134**, 2241–2250, URL <https://dx.doi.org/10.1175/MWR3170.1>.

- Slater, B., A. Michaelides, C. G. Salzmann, und U. Lohmann, 2015: A blue-sky approach to understanding cloud formation. *B. Am. Meteorol. Soc.*, URL <https://dx.doi.org/10.1175/BAMS-D-15-00131.1>.
- Smith, A. K., R. R. Garcia, D. R. Marsh, und J. H. Richter, 2011: WACCM simulations of the mean circulation and trace species transport in the winter mesosphere. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **116** (D20), D20115, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2011JD016083>.
- Smith, M., P. Park, und I. Consterdine, 1993: Marine aerosol concentrations and estimated fluxes over the sea. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119** (512), 809–824, URL <https://dx.doi.org/10.1002/qj.49711951211>.
- Spada, M., O. Jorba, C. Pérez García-Pando, Z. Janjic, und J. Baldasano, 2013: Modeling and evaluation of the global sea-salt aerosol distribution: sensitivity to size-resolved and sea-surface temperature dependent emission schemes. *Atmos. Chem. Phys.*, **13** (23), 11735–11755, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-13-11735-2013>.
- Spichtinger, P., K. Gierens, und A. Dörnbrack, 2005a: Formation of ice supersaturation by mesoscale gravity waves. *Atmos. Chem. Phys.*, **5** (5), 1243–1255, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-5-1243-2005>.
- Spichtinger, P., K. Gierens, und H. Wernli, 2005b: A case study on the formation and evolution of ice supersaturation in the vicinity of a warm conveyor belt’s outflow region. *Atmos. Chem. Phys.*, **5** (4), 973–987, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-5-973-2005>.
- Steinbrecher, R., et al., 2009: Intra- and inter-annual variability of VOC emissions from natural and semi-natural vegetation in Europe and neighbouring countries. *Atmos. Environ.*, **43** (7), 1380–1391, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.09.072>.
- Stevens, B. und G. Feingold, 2009: Untangling aerosol effects on clouds and precipitation in a buffered system. *Nature*, **461**, 607–613, URL <https://dx.doi.org/10.1038/nature08281>.

- Stocker, T. F., 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.
- Sullivan, S. C., R. Morales Betancourt, D. Barahona, und A. Nenes, 2016: Understanding cirrus ice crystal number variability for different heterogeneous ice nucleation spectra. *Atmos. Chem. Phys.*, **16** (4), 2611–2629, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-16-2611-2016>.
- Tanaka, T. Y. und M. Chiba, 2006: A numerical study of the contributions of dust source regions to the global dust budget. *Global Planet. Change*, **52** (1), 88–104, URL <https://dx.doi.org/10.1016/j.gloplacha.2006.02.002>.
- Tao, W.-K., J.-P. Chen, Z. Li, C. Wang, und C. Zhang, 2012: Impact of aerosols on convective clouds and precipitation. *Rev. Geophys.*, **50** (2), RG2001, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2011RG000369>.
- Tegen, I., M. Werner, S. Harrison, und K. Kohfeld, 2004: Relative importance of climate and land use in determining present and future global soil dust emission. *Geophys. Res. Lett.*, **31** (5), L05105, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2003GL019216>.
- The Guardian, 2014: Sahara dust smog: record pollution levels hit London and south England. URL <https://www.theguardian.com/uk-news/2014/apr/03/record-pollution-levels-likely-to-stay>, aufgerufen am 7.06.2016.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Weather Rev.*, **117** (8), 1779–1800, URL [https://dx.doi.org/10.1175/1520-0493\(1989\)117<1779:ACMFSF>2.0.CO;2](https://dx.doi.org/10.1175/1520-0493(1989)117<1779:ACMFSF>2.0.CO;2).
- Tonttila, J., P. Räisänen, und H. Järvinen, 2013: Monte Carlo-based subgrid parameterization of vertical velocity and stratiform cloud microphysics in ECHAM5. 5-HAM2. *Atmos. Chem. Phys.*, **13** (15), 7551–7565, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-13-7551-2013>.

- Twomey, S., 1974: Pollution and the planetary albedo. *Atmos. Environ.*, **8** (12), 1251–1256, URL [https://dx.doi.org/10.1016/0004-6981\(74\)90004-3](https://dx.doi.org/10.1016/0004-6981(74)90004-3).
- van den Heever, S. C. und W. R. Cotton, 2007: Urban aerosol impacts on downwind convective storms. *J. Appl. Meteorol. Clim.*, **46** (6), 828–850, URL <https://dx.doi.org/10.1175/JAM2492.1>.
- van den Heever, S. C., G. L. Stephens, und N. B. Wood, 2011: Aerosol indirect effects on tropical convection characteristics under conditions of radiative-convective equilibrium. *J. Atmos. Sci.*, **68** (4), 699–718, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2010JAS3603.1>.
- van der Gon, D. H., A. Visschedijk, H. van der Brugh, und R. Dröge, 2010: A high resolution European emission data base for the year 2005, A contribution to UBA- Projekt PAREST: Particle Reduction Strategies. Tech. rep. TNO-report TNO-034-UT-2010-01895 RPTML.
- Vogel, B., C. Hoose, H. Vogel, und C. Kottmeier, 2006: A model of dust transport applied to the Dead Sea Area. *Meteorol. Z.*, **15**, 611–624, URL <https://dx.doi.org/10.1127/0941-2948/2006/0168>.
- Vogel, B., H. Vogel, D. Bäumer, M. Bangert, K. Lundgren, R. Rinke, und T. Stanelle, 2009: The comprehensive model system COSMO-ART–Radiative impact of aerosol on the state of the atmosphere on the regional scale. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (22), 8661–8680, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-9-8661-2009>.
- Voigt, C., et al., 2016: ML-CIRRUS-The airborne experiment on natural cirrus and contrail cirrus with the high-altitude long-range research aircraft HALO. *B. Am. Meteorol. Soc.*, URL <https://dx.doi.org/10.1175/BAMS-D-15-00213.1>.
- Wagner, R. und O. Möhler, 2013: Heterogeneous ice nucleation ability of crystalline sodium chloride dihydrate particles. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **118** (10), 4610–4622, URL <https://dx.doi.org/10.1002/jgrd.50325>.

- Walter, C., S. R. Freitas, C. Kottmeier, I. Kraut, D. Rieger, H. Vogel, und B. Vogel, 2016: The importance of plume rise on the concentrations and atmospheric impacts of biomass burning aerosol. *Atmos. Chem. Phys.*, **16** (14), 9201–9219, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-16-9201-2016>.
- Wang, H., T. Auligné, und H. Morrison, 2012: Impact of microphysics scheme complexity on the propagation of initial perturbations. *Mon. Weather Rev.*, **140** (7), 2287–2296, URL <https://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-12-00005.1>.
- Weigum, N., N. Schutgens, und P. Stier, 2016: Effect of aerosol sub-grid variability on aerosol optical depth and cloud condensation nuclei: Implications for global aerosol modeling. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **2016**, 1–36, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-2016-360>.
- West, R., P. Stier, A. Jones, C. Johnson, G. Mann, N. Bellouin, D. Partridge, und Z. Kipling, 2014: The importance of vertical velocity variability for estimates of the indirect aerosol effects. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (12), 6369–6393, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-6369-2014>.
- Weusthoff, T. und T. Hauf, 2008a: The life cycle of convective-shower cells under post-frontal conditions. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134** (633, B), 841–857, URL <https://dx.doi.org/10.1002/qj.260>.
- Weusthoff, T. und T. Hauf, 2008b: Basic characteristics of post-frontal shower precipitation rates. *Meteorol. Z.*, **17** (6), 793–805, URL <https://dx.doi.org/10.1127/0941-2948/2008/0335>.
- White, B. R., 1979: Soil transport by winds on Mars. *J. Geophys. Res.-Sol. Ea.*, **84** (B9), 4643–4651, URL <https://dx.doi.org/10.1029/JB084iB09p04643>.
- Witte, M. K., P. Y. Chuang, und G. Feingold, 2014: On clocks and clouds. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (13), 6729–6738, URL <https://dx.doi.org/10.5194/acp-14-6729-2014>.
- Wood, R., 2012: Stratocumulus clouds. *Mon. Weather Rev.*, **140** (8), 2373–2423, URL <https://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-11-00121.1>.

- Xue, H., G. Feingold, und B. Stevens, 2008: Aerosol effects on clouds, precipitation, and the organization of shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **65** (2), 392–406, URL <https://dx.doi.org/10.1175/2007JAS2428.1>.
- Zalesak, S. T., 1979: Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids. *J. Comput. Phys.*, **31** (3), 335–362, URL [https://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(79\)90051-2](https://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(79)90051-2).
- Zängl, G., 2007: To what extent does increased model resolution improve simulated precipitation fields? A case study of two north-Alpine heavy-rainfall events. *Meteorol. Z.*, **16** (5), 571–580, URL <https://dx.doi.org/10.1127/0941-2948/2007/0237>.
- Zängl, G., D. Reinert, P. Rípodas, und M. Baldauf, 2015: The ICON (ICOsahedral Non-hydrostatic) modelling framework of DWD and MPI-M: Description of the non-hydrostatic dynamical core. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141** (687), 563–579, URL <https://dx.doi.org/10.1002/qj.2378>.
- Zender, C. S., H. Bian, und D. Newman, 2003: Mineral Dust Entrainment and Deposition (DEAD) model: Description and 1990s dust climatology. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108** (D14), 4416, URL <https://dx.doi.org/10.1029/2002JD002775>.



# Symbolverzeichnis

$\bar{E}_c$	Mittlere Kollisionseffizienz von Wolkentropfen
$\beta_{kin}$	Parameter mit dem die kinetische Energie des Saltationsflusses berechnet wird.
$\eta$	Bodenwassergehalt in %
$\eta'$	Minimaler Bodenwassergehalt in %
$\gamma_n$	Parameter
$\gamma_{disp}$	Kennzahl des Dispersionszustands
$\lambda_{air}$	Mittlere freie Weglänge der Luft
$\lambda_{z0}$	Hilfsvariable in der Funktion für $f_{z0}$
$M_k^n$	$n$ -ter Moment des Hydrometeors $k$
$\nu_{air}$	Kinematische Viskosität der Luft
$\overline{E}_c$	Räumlich und zeitlich gemittelte mittlere Kollisionseffizienz von Wolkentropfen
$\overline{\Delta x}$	Effektive Gitterweite
$\overline{A_{cell}}$	Mittlere Gitterzellenfläche
$\Pi$	Exnerfunktion
$\Psi$	(Massen-)spezifische Variable
$\Psi''$	Abweichung vom baryzentrischen Mittel einer spezifische Variable
$\Psi_a$	Wert von $\Psi$ in der untersten Modellschicht
$\Psi_0$	(Massen-)spezifische Anzahl

$\psi_0(d_p)$	(Massen-)spezifische Anzahl mit Durchmesser $d_p$
$\Psi_3$	Massenmischungsverhältnis
$\psi_3(d_p)$	Massenmischungsverhältnis mit Durchmesser $d_p$
$\Psi_s$	Wert von $\Psi$ am Boden
$\rho$	Luftdichte
$\rho_p$	Dichte der Aerosolpartikel
$\rho_w$	Dichte von Wasser
$\rho_{soil}$	Dichte des Bodens
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma_w$	Oberflächenspannung von Wasser
$\sigma_P$	Parametrisierte Standardabweichung
ADV	Änderungsrate durch Advektion
CON	Änderungsrate durch subgridskaligen konvektiven Transport
DIF	Änderungsrate durch turbulente Diffusion
SED	Änderungsrate durch Sedimentation
$\theta_v$	Virtuelle potentielle Temperatur
$\vec{v}_H$	Horizontale Windkomponente
$\widehat{Q}$	Diabatische Wärmequellterme
$\zeta$	Vertikalkomponente der Wirbelstärke
$A$	Fläche
$A_K$	Parameter in der Köhlergleichung
$A_n$	Parameter
$A_{cell}$	Gitterzellenfläche
$B_K$	Parameter in der Köhlergleichung

$C_h^d$	Transportkoeffizient für Wärme
$c_p$	spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck
$c_v$	spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Volumen
$c_H$	Achsenabschnitt eines Teils der linearen Regression
$c_L$	Achsenabschnitt eines Teils der linearen Regression
$c_M$	Achsenabschnitt eines Teils der linearen Regression
$C_{white}$	Parameter, um Mineralstaubemissionen an Messungen anzupassen
$d_c$	Kritischer Durchmesser
$d_D$	Wolkentropfendurchmesser
$d_p$	Durchmesser von Aerosolpartikeln
$d_0$	Mediandurchmesser der Anzahlverteilung
$d_3$	Mediandurchmesser der Massenverteilung
$d_{ps,min}$	Bodenpartikeldurchmesser bei $u_{*t,min}$
$d_{ps}$	Durchmesser der Bodenpartikel
$e_i^0$	Sättigungsdampfdruck über Eis
$e_w^0$	Sättigungsdampfdruck über Flüssigwasser
$E_{tot,P}^k$	Parametrisierte spezifische Energie im Gebiet k
$e_i$	Wasserdampfdruck über Eis
$e_l$	Bindungsenergie der Partikel der Mode $l$
$e_w$	Wasserdampfdruck über Flüssigwasser
$E_0$	Emissionrate der Anzahlverteilung
$E_3$	Emissionrate der Massenverteilung
$E_{kin,H}$	Horizontalkomponente der kinetischen Energie

$E_{ska,i}^{k+j}$	Skaliger Anteil von $E^{k+j}$
$E_{ska}^k$	Skaliger Anteil von $E^k$
$E_{sub,i}^{k+j}$	Subskaliger Anteil von $E^{k+j}$
$E_{sub}^k$	Subskaliger Anteil von $E^k$
$E_{tot}^k$	Spezifische kinetische Energie der Vertikalbewegung im Gebiet $k$
$E_{tot}^{k+j}$	Spezifische kinetische Energie der Vertikalbewegung im Gebiet $k + j$
$f$	Coriolisparameter
$F(v_n)$	Quellterme für horizontalen Impuls
$f_\eta$	Korrekturterm für Bodenfeuchte
$f_{bt,i}$	Anteil eines Bodentyps $i$ an einem Gitterelement
$F_h$	Horizontaler Saltationsfluss
$f_{LU,i}$	Anteil der Landnutzungsklasse $i$ an einem Gitterelement
$F_{th}$	Totaler horizontaler Saltationsfluss
$f_{z0}$	Korrekturterm für Rauigkeitselemente
$g$	Schwerebeschleunigung
$J$	Nukleationsrate
$K_h$	Turbulenter Diffusionskoeffizient
$k_{grid}$	Gitterspezifikation: Anzahl Bisektionen
$l$	Index für Aerosolmoden
$l_{iv}$	Sublimationsenthalpie
$M$	Massenkonzentration
$M_a$	Molare Masse Luft
$m_s$	Partikelgrößenverteilung bezüglich Masse (Boden)

$M_w$	Molare Masse Wasser
$m_H$	Steigung eines Teils der linearen Regression
$m_L$	Steigung eines Teils der linearen Regression
$m_M$	Steigung eines Teils der linearen Regression
$N$	Anzahlkonzentration
$n^{k,k+j}$	Faktor zwischen der Gitterpunktanzahl in $k$ und $k + j$
$N_c$	Anzahlkonzentration von Wolkentropfen
$N_c^*$	Anzahl nukleierter Wolkentropfen
$N_i$	Anzahlkonzentration Wolkeneispartikel
$n_s$	Partikelgrößenverteilung bezüglich Anzahl (Boden)
$n_{cell}$	Anzahl Gitterzellen
$n_{grid}$	Gitterspezifikation: Anzahl root divisions
$N_{het}$	Anzahl heterogen nukleierter Eispartikel
$N_{lim}$	Anzahl IN, die homogenes Gefrieren unterdrücken
$n_{s,f}$	Partikelgrößenverteilung voll dispergierten Bodens
$n_{s,m}$	Partikelgrößenverteilung minimal dispergierten Bodens
$n_{sol}$	Stoffmenge gelöster Stoff
$p_{clay}$	Tongehalt in %
$p_l$	Anteil der kinetischen Energie, der aufgewandt wird um Partikel der Mode $l$ freizusetzen
$p_{00}$	Referenzdruck
$p_{PC}$	Pflanzenbedeckungsgrad in %
$PDF$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
$q_i$	Wolkeneismassenmischungsverhältnis
$R$	Allgemeine Gaskonstante

$r_a$	Aerodynamischer Widerstand
$R_d$	Gaskonstante trockener Luft
$r_e$	Mittlerer Erdradius
$r_{d,0}$	Grenzschichtwiderstand der Anzahlverteilung
$r_{d,3}$	Grenzschichtwiderstand des Massenverteilung
$R_{ska,P}^{k,k+j}$	Parametrisierter Residuum (skaliger Anteil)
$R_{ska}^{k,k+j}$	Skaliger Anteil von $R^{k,k+j}$
$R_{sub,P}^{k,k+j}$	Parametrisierter Residuum (subskaliger Anteil)
$R_{sub}^{k,k+j}$	Subskaliger Anteil von $R^{k,k+j}$
$R_{tot}^{k,k+j}$	Residuum der spezifischen Energie
$RN$	Zufallszahl
$s$	Index für Bodenmoden
$s_c$	Kritische Übersättigung
$S_i$	Sättigung über Eis
$s_i$	Übersättigung über Eis
$S_k^n$	Mikrophysikalische Quellen und Senken
$S_w$	Sättigung über Flüssigwasser
$s_w$	Übersättigung über Flüssigwasser
$S_{cell}$	Gitterzellenoberfläche (Ränder im 2-Dimensionalen)
$s_{eq}$	Gleichgewichtsübersättigung
$s_{grid}$	Skalige Übersättigung
$s_{hom}$	Kritische Übersättigung bei homogenem Gefrieren
$s_{max}$	Maximale Übersättigung
$T$	Temperatur

$t$	Zeit
$TKE$	Turbulente kinetische Energie
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{*t,min}$	Minimale Grenzschubspannungsgeschwindigkeit
$u_{*ts,min}$	Minimale Grenzschubspannungsgeschwindigkeit (unkorrigiert)
$u_{*ts}$	Grenzschubspannungsgeschwindigkeit (unkorrigiert)
$u_{*t}$	Grenzschubspannungsgeschwindigkeit
$V$	Volumen
$v$	Windgeschwindigkeit
$v_n$	Normalkomponente der horizontalen Windgeschwindigkeit
$v_t$	Tangentialkomponente der horizontalen Windgeschwindigkeit
$v_{dep,0}$	Depositionsgeschwindigkeit der Anzahlverteilung
$v_{dep,3}$	Depositionsgeschwindigkeit der Masseverteilung
$v_{sed,0}$	Sedimentationsgeschwindigkeit der Anzahlverteilung
$v_{sed,3}$	Sedimentationsgeschwindigkeit der Massenverteilung
$v_{sed}$	Sedimentationsgeschwindigkeit
$w$	Vertikale Windkomponente
$w^*$	Charakteristischer Wert der Vertikalgeschwindigkeit
$W_0$	Auswaschrates der Anzahlverteilung
$W_3$	Auswaschrates der Massenverteilung
$w_P$	Parametrisierte Vertikelgeschwindigkeit
$x$	Kartesische Koordinate
$y$	Kartesische Koordinate

$z$	Höhe
$z_0$	Rauigkeitslänge
$z_R$	Referenzhöhe

# Danksagungen

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben. Meinem Referenten, Herrn Professor Christoph Kottmeier, danke ich dafür, mich als Doktoranden angenommen und mir damit eine Dissertation ermöglicht zu haben. Nicht zuletzt danke ich Ihnen für die vielen konstruktiven Diskussionen zu Inhalt und Kontext der Arbeit. Bei Frau Professor Corinna Hoose bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferats und die vielfältigen fachlichen Diskussionen, Vorschläge und Hinweise.

Mein außerordentlicher Dank gebührt Dr. Bernhard Vogel für die umfassende Unterstützung, mit der er mich auf meinem Weg zur Dissertation begleitet hat. Ich danke dir, Bernhard, neben den fachlichen Diskussionen, aus denen ich jedes Mal mit einer Menge neuer Ideen herauskam, auch für deine stetige Förderung meiner Interessen, wodurch ich zu den Menschen gehöre, die sich jeden Tag auf ihre Arbeit freuen können.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Isabel Kraut für die lange Zeit, in der wir ein Büro geteilt haben, danken. Ich kann dir, Isabel, gerne zurückgeben, dass es großartig ist, mit der Kollegin im Büro befreundet zu sein. Ein großer Dank gebührt Carolin Walter für die auch weiterhin angenehme Atmosphäre im Büro. Ich danke dir außerdem für deine unzähligen Korrekturvorschläge zur kompletten Arbeit und für all die Kleinigkeiten, die du übernommen hast, damit ich mich in den letzten Monaten ausschließlich auf die Dissertation konzentrieren konnte.

Ich möchte mich bei Dr. Heike Vogel für die kontinuierliche Unterstützung, die ich über die Jahre erhalten habe, bedanken. Insbesondere möchte ich dir, Heike, dafür danken, dass du dir immer Zeit für Probleme und Fragen nimmst. Allen anderen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe, Dr. Max Bangert, Konrad Deetz, Philipp Gasch, Simon Gruber, Rowell Hagemann, Dr. Kristina Lundgren und Tobias Schad, möchte

ich ebenfalls für die vielen Diskussionen und die Unterstützung danken.

Ich möchte mich bei allen Entwicklern von ICON und der Erweiterung ART bedanken. Ein besonderer Dank geht dabei an Jennifer Schröter und Jochen Förstner für die immer angenehme Kooperation bei der Entwicklung von ART. Des Weiteren möchte ich mich bei Dr. Daniel Reinert und Dr. Florian Prill für die vielfältigen Hilfestellungen bei der Arbeit mit ICON bedanken.

Ein weiterer Dank gebührt Dr. Martin Schnaiter und Dr. Emma Järvinen für das Bereitstellen der Ergebnisse des SID3 Messgeräts der ML-Cirrus Kampagne.

Analyses and visualizations used in this study were produced with the Giovanni online data system, developed and maintained by the NASA GES DISC. I also acknowledge the MODIS mission scientists and associated NASA personnel for the production of the data used in this research effort. I acknowledge the use of Rapid Response imagery from the Land Atmosphere Near-real time Capability for EOS (LANCE) system operated by the NASA/GSFC/Earth Science Data and Information System (ESDIS) with funding provided by NASA/HQ.

Zu guter Letzt geht mein Dank an meine Eltern Heike und Erhard und meine Frau Cornelia, da ihr mich auf meinem Weg immer unterstützt habt.