

CAROLIN WALTER

**Simulationen der Ausbreitung
von Vulkanasche unter expliziter
Berücksichtigung der optischen
Eigenschaften der Aschepartikel**

Carolin Walter

**Simulationen der Ausbreitung von Vulkanasche
unter expliziter Berücksichtigung der optischen
Eigenschaften der Aschepartikel**

**Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und
Klimaforschung des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
Band 80**

Herausgeber: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

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

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

Simulationen der Ausbreitung von Vulkanasche unter expliziter Berücksichtigung der optischen Eigenschaften der Aschepartikel

von
Carolin Walter

Karlsruher Institut für Technologie
Institut für Meteorologie und Klimaforschung

Simulationen der Ausbreitung von Vulkanasche unter expliziter
Berücksichtigung der optischen Eigenschaften der Aschepartikel

Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der
Naturwissenschaften von der KIT-Fakultät für Physik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) genehmigte Dissertation

von Dipl.-Met. Carolin Walter

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 2018

Referent: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Korreferent: Prof. Dr. C. Hoose

Impressum



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

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

www.ksp.kit.edu



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



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

Print on Demand 2019 – Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

ISSN 0179-5619

ISBN 978-3-7315-0939-4

DOI 10.5445/KSP/1000095717

**Simulationen der Ausbreitung von
Vulkanasche unter expliziter
Berücksichtigung der optischen
Eigenschaften der Aschepartikel**

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. Carolin Walter
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 2018
Referent: Prof. Dr. Ch. Kottmeier
Korreferent: Prof. Dr. C. Hoose

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Einfluss von Vulkanascheaerosol auf die atmosphärischen Prozesse der synoptischen Skala untersucht und ein Lidar-Vorwärtsoperator entwickelt, der dieselbe Größe liefert wie Lidar-basierte Messungen.

Die Modellsimulationen beziehen sich auf den isländischen Vulkan Eyjafjallajökull, der ab dem 14. April 2010 große Mengen Asche emittierte. In einem ersten Schritt wird das Modellsystem ICON-ART um die Beschreibung des Vulkanascheaerosols durch drei Lognormal-Verteilungen erweitert. Anschließend werden die Aerosol-Strahlungswechselwirkungen implementiert. Zur Bestimmung des Brechungsindex von Vulkanasche wird eine Literaturstudie durchgeführt. Zunächst werden, unter Annahme von sphärischen Partikeln, die optischen Eigenschaften durch Mie-Rechnungen bestimmt. Somit können die Effekte der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen betrachtet werden. Unter Berücksichtigung der Quellstärke vergangener Ausbrüche kann der Einfluss auf die Fahnendynamik quantifiziert werden. Die Simulationen zeigen einen Temperatureffekt von ± 4 K, wodurch eine Sekundärzirkulation im Bereich der Aschefahne ausgelöst wird. Diese bewirkt, dass der Massenschwerpunkt der Ascheschicht unter Berücksichtigung der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen etwa 800 m höher liegt.

Um die Vulkanaschesimulationen anhand von Lidar-gestützten Ceilometermessungen validieren zu können, wird ICON-ART um einen Lidar-Vorwärtsoperator erweitert. Dies ist notwendig, da Ceilometer die abgeschwächte Rückstreuung messen, welche sich aus der Partikelrückstreuung und der Extinktion entlang des Laserstrahls ergibt und das Modell typi-

scherweise Partikelkonzentrationen liefert. Diese Größen werden im Lidar-Vorwärtsoperator in Einklang gebracht. Da die Partikelrückstreuung bei einem Streuwinkel von 180° besonders sensitiv auf die Partikelform ist, werden an dieser Stelle T-Matrix Rechnungen durchgeführt und die Sensitivität des Formfaktors untersucht. Mit den so gefundenen Parametern, der Lidargleichung und der Aschekonzentration lässt sich die abgeschwächte Rückstreuung simulieren. Für die Verteilung der Vulkanasche über Deutschland werden in wolkenfreiem Gebiet sehr gute Übereinstimmungen mit den Messungen im vertikalen und zeitlichen Verlauf des Signals sowie der Signalstärke gefunden. Dies gilt insbesondere für die Nacht 16./17. April 2010, in der die höchsten Aschekonzentrationen die Mitte und den Süden von Deutschland erreichten. Hier beträgt die Differenz in der Lage der Ascheschicht an zahlreichen Stationen keine bis wenige hundert Höhenmeter. Die gemessene Schicht hat in etwa eine vertikale Erstreckung von 250 m, in der Simulation sind es etwa 500 m. Die maximalen Werte der abgeschwächte Rückstreuung unterscheiden sich in diesem Zeitraum meist nur um 10 bis 20 %.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Ausbreitung von Vulkanasche	7
2.1	Auswirkungen auf den Flugverkehr	7
2.2	Simulationen zur Ausbreitung von Vulkanasche	8
2.3	Beobachtungen von Aerosol in der Atmosphäre	12
2.4	Verifikationsmöglichkeiten	18
2.5	Der Weg zur Assimilation	22
3	Vulkanaschesimulationen mit ICON-ART	27
3.1	Das globale atmosphärische Modell ICON	28
3.2	Das Modellsystem ICON-ART	30
3.3	Aerosol in ICON-ART	31
3.3.1	Das Vulkanascheaerosol	31
3.3.2	Erweiterung um modale Beschreibung des Vulkanascheaerosols	33
3.4	Emission von Vulkanasche	37
3.5	Advektionsschema	43
3.6	Sedimentation	43
3.7	Turbulente Diffusion und Deposition	43
3.8	Konvektive Prozesse	44
3.9	Strahlung	44

4 Erweiterung von ICON-ART um die Vulkanasche-	
Strahlungswechselwirkungen	47
4.1 Aerosol und Strahlung	48
4.2 Vulkanasche-Strahlungswechselwirkungen in ICON-ART . . .	51
4.3 Bestimmung der optischen Eigenschaften von Vulkanasche . .	55
4.3.1 Mie-Theorie	55
4.3.2 Literaturstudie Brechungsindex	58
4.3.3 Ergebnisse der Mie-Rechnungen	63
5 Die Vulkanasche-Strahlungswechselwirkungen	67
5.1 Modellkonfiguration	67
5.2 Die meteorologische Situation und Ausbreitung der Asche über Europa	68
5.3 Der Einfluss auf die bodennahe Temperatur	72
5.4 Der Einfluss auf das Temperaturprofil und die Vertikalgeschwindigkeit	74
5.5 Der Einfluss auf die Lage der Ascheschicht	76
5.6 Die Bedeutung der Asche-Strahlungswechselwirkungen	77
6 Erweiterung von ICON-ART um einen	
Lidar-Vorwärtsoperator	81
6.1 Lidar-Messungen	81
6.1.1 Ceilometer	83
6.1.2 Raman-Lidar	88
6.2 Der Lidar-Vorwärtsoperator in ICON-ART	90
6.3 Bestimmung der optischen Eigenschaften nicht-sphärischer Aschepartikel	91
6.3.1 T-Matrix-Ansatz	94
6.3.2 Ergebnisse der T-Matrix-Rechnungen	96

7	Evaluation von ICON-ART und dem Lidar-Vorwärtsoperator	101
7.1	Modellkonfiguration	101
7.2	Messdaten und die Kalibrierung der Ceilometer	103
7.3	Ausbreitung der Asche	107
7.4	Simulation und Messung	113
7.4.1	Einfluss des Grenzschichtaerosols auf die abgeschwächte Rückstreuung	118
7.4.2	Ceilometermessungen bei Wolken	120
7.5	Detaillierter Vergleich für Leipzig	121
7.6	Einteilung in zeitliche Phasen	127
7.7	Partikelsedimentation	131
7.8	Fazit zum Vergleich von Simulation und Messung	135
8	Zusammenfassung	137
A	Anhang	141
B	Symbolverzeichnis	149
C	Abkürzungen	155
	Literaturverzeichnis	167

1 Einleitung

Weltweit brechen jedes Jahr in etwa 60 Vulkane aus (Siebert et al., 2011). Basierend auf ihrer geografischen Lage und Explosivität haben diese Eruptionen räumlich und zeitlich sehr variable Auswirkungen. Die Emissionen der größeren Vulkanausbrüche beeinflussen die Flugsicherheit, die Sichtweite, die Luftqualität und den Zustand der Atmosphäre. Neben Schwefeldioxid und Wasserdampf werden hauptsächlich Gesteinspartikel in der Atmosphäre freigesetzt. Die Eigenschaften dieser Partikel hängen vom Vulkantyp und äußeren Faktoren, wie beispielsweise dem Vorhandensein eines Gletscherschilts, ab. Große Gesteinsbrocken fallen direkt am Vulkankrater aus und sind von geringem Interesse für die Transportprozesse in der Atmosphäre. Gesteinspartikel mit einem Durchmesser $< 63 \mu\text{m}$ werden als feine Asche bezeichnet (Webley und Mastin, 2009). Sie machen nur wenige Prozent der Gesamtmasse aus, können jedoch über tausende von Kilometern transportiert werden (Brenot et al., 2014).

Nach ihrer Freisetzung in der Atmosphäre werden die festen und flüssigen Emissionen als Aerosol bezeichnet. Bei den feinen Aschepartikeln handelt es sich um primäres Aerosol. Schwefelhaltige Gase, welche vom Vulkan emittiert werden, oxidieren in der Atmosphäre zu Sulfataerosol (Martin et al., 2014). Bei Sulfat handelt es sich somit um sekundäres Aerosol. Sulfataerosol ist bekannt dafür solare Strahlung zurück in den Weltraum zu reflektieren und besitzt damit einen negativen direkten Strahlungseffekt. Aschepartikel streuen und absorbieren Strahlung. Durch Absorption kommt es zu lokaler Erwärmung. Dadurch können Wolkentropfen verdunsten und sich Wolken auflösen. Dies wird semidirekter Aerosoleffekt genannt (Lohmann

und Feichter, 2001). Partikel vulkanischen Ursprungs, wie Sulfat, können als Wolkenkondensationskeim (Cloud Condensation Nuclei, CCN) dienen. Ihre Effizienz ist bestimmt durch ihre Größe und ihre chemische Zusammensetzung (Pruppacher und Klett, 2010). Die Wirksamkeit von Vulkanasche als Eiskeim (Ice Nuclei, IN) zu dienen, wurde von Steinke et al. (2011) und Hoyle et al. (2011) untersucht. Durch die Veränderung der Wolkeneigenschaften nimmt das Aerosol indirekt Einfluss auf die Strahlung. Der erste indirekte Effekt führt zur Zunahme der Wolkenalbedo. Dabei steigt die Wolkentropfenanzahl, während gleichzeitig der Tropfendurchmesser sinkt (Twomey, 1974). Durch die Verringerung der Tropfengröße wird die Niederschlagsbildung erschwert. Dies führt zu einer längeren Lebensdauer der Wolke und wird als zweiter indirekter Aerosoleffekt bezeichnet (Albrecht, 1989).

Der direkte Aerosoleffekt besitzt von den zuvor beschriebenen Effekten die größten klimatologischen Auswirkungen, insbesondere wenn es sich um starke explosive Ausbrüche handelt, bei der Asche oder Sulfat bis in die Stratosphäre transportiert wird. Trotz der meist geringen Aerosolkonzentrationen kommt dem stratosphärischen Aerosol, aufgrund seiner langen Lebensdauer von ein bis drei Jahren, im Vergleich zu ein bis drei Wochen in der Troposphäre und seiner großflächigen Ausbreitung eine große Bedeutung zu (Robock, 2000). Andersson et al. (2015) appellieren daher dazu, den Strahlungsantrieb von vulkanischem Aerosol in der unteren Stratosphäre bei Klimasimulationen nicht unberücksichtigt zu lassen.

Einer der folgenschwersten Ausbrüche der jüngeren Vergangenheit war der des indonesischen Vulkans Tambora am 5. April 1815. Durch seine Lage nahe des Äquators und der großen Explosivität breiteten sich die Emissionen in der Stratosphäre über der nördlichen und südlichen Hemisphäre aus. Das darauf folgende Jahr ging als „Jahr ohne Sommer“ in die Geschichte ein und löste Hungersnöte, sowie einen sozialen, politischen und technischen Wandel in Europa und Nordamerika aus.

Aufgrund der Extinktionseigenschaften von Vulkanasche ist bereits auf der synoptischen Skala mit einem Einfluss von Vulkanascheaerosol auf

die Meteorologie zu rechnen. Gasch et al. (2017) verdeutlichen das enge Zusammenspiel von Meteorologie und Aerosol am Beispiel von Saharastaub. Der Einfluss solcher Aerosolkonzentrationen auf die solare Einstrahlung und damit verbundener Photovoltaikertragsreduktion wird in Rieger et al. (2017) diskutiert.

Die Vorhersage von Vulkanasche auf der synoptischen Skala ist besonders für die Flugsicherheit von entscheidender Bedeutung. Denn Vulkanasche entsteht nicht aus unvollständiger Verbrennung, wie dies bei Ruß, dem weichen, lockeren Material aus Waldbränden der Fall ist. Vulkanasche besteht aus mineralischen Bestandteilen und ist dabei hart, wasserunlöslich, stark abrasionsfähig und leicht ätzend. Außerdem ist sie in feuchtem Zustand elektrisch leitend (<http://volcanoes.usgs.gov/ash/properties.html>). Im Vergleich zu Mineralstaub stellt Vulkanasche ein erhebliches Risiko für die Flugsicherheit dar, da sie eine niedrigere Schmelztemperatur besitzt (Swanson und Beget, 1991). Diese liegt unterhalb der Betriebstemperatur von Turbinen ($> 1000\text{ °C}$). Die Vulkanasche kann somit in den Triebwerken schmelzen, sich festsetzen und zu einem Triebwerksausfall führen (Casadevall, 1994). Dies ist in der Vergangenheit bereits mehrere Male vorgekommen. Zum Beispiel fielen am 15. Dezember 1989 bei einer Boeing 747-400 alle vier Triebwerke gleichzeitig aus, als sie in die Aschewolke des Mount Redoubt auf dem Weg nach Anchorage eintrat (Guffanti et al., 2010). Glücklicherweise konnten die Triebwerke nach einigen Minuten neu gestartet werden. Auch wenn es in der Vergangenheit noch zu keinem Absturz durch Vulkanasche kam (Witham et al., 2012), galt lange Zeit das Null-Toleranz-Kriterium der ICAO (International Civil Aviation Organisation). Das bedeutet, dass in aschekontaminiertem Luftraum nicht geflogen werden darf (Cantor, 1998). Um Gebiete nach diesem Kriterium zu bestimmen, ist es ausreichend, eine qualitative Aussage über die Ascheverteilung zu treffen. Infolge der großräumigen Sperrung des europäischen Luftraums während des Ausbruchs des Eyjafjallajökull im April 2010 entstand den Luftfahrtunternehmen innerhalb der ersten Woche ein geschätzter wirtschaftlicher Schaden von 2,2 Milliarden US-Dollar (Oxford

Economics, 2010). Grenzwerte für die Aschekonzentration könnten den wirtschaftlichen Schaden der Luftfahrtunternehmen bei zukünftigen Ereignissen verringern und die Mobilität der Passagiere aufrechterhalten. Infolgedessen wurde der Grenzwert von 2 mg m^{-3} gesetzt (EASA (European Aviation Safety Agency), 2015). Für zukünftige Vulkanausbrüche ist daher eine quantitative Aschevorhersage vonnöten.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag für eine verbesserte Aschevorhersage bei zukünftigen Vulkanausbrüchen zu leisten. Dazu wird das globale und regionale Modell ICON-ART erweitert, um die Ausbreitung von Vulkanascheaerosol besser zu beschreiben. Da es sich bei ICON-ART um ein online gekoppeltes Modellsystem handelt, können Wechselwirkungen zwischen Meteorologie und Aerosol berücksichtigt werden. Dazu werden zunächst die optischen Eigenschaften der Vulkanasche bestimmt und im Modell bereitgestellt, um die Auswirkung der Strahlung auf die Transportprozesse und die Bildung von feinen Ascheschichten zu untersuchen, kurzum, ob die Modifikation des Strahlungshaushalts durch Aerosol in der Atmosphäre einen Einfluss auf die Fahndynamik hat. Damit die Modellsimulationen evaluiert werden können, müssen geeignete Messdaten gefunden werden. Ich habe mich dazu entschieden, die ICON-ART Simulationen mit Daten, des Ceilometer-Messnetzes des DWD, der abgeschwächten Rückstreuung zu vergleichen. Ceilometer liefern ein vertikales Profil der Atmosphäre, außerdem messen sie automatisiert und kontinuierlich. Zudem betreiben die nationalen Wetterdienste zahlreiche dieser Geräte, wodurch eine großflächige räumliche Abdeckung gewährleistet ist. Das Messsignal dieser Ceilometer, die abgeschwächte Rückstreuung, ist keine gängige Modellvariable. Das Ziel an dieser Stelle ist daher, in ICON-ART ein Verfahren zu entwickeln, mit dem das Rückstreusignal von einfachen Lidar-Systemen mit den simulierten Massenkonzentrationen in Einklang gebracht werden kann. Bei der Rückwärtsstreuung ist die Form der Partikel von besonderer Bedeutung. Deshalb wird in einer Sensitivitätsstudie der Einfluss der Form auf die Streuparameter beleuchtet. Unter diesen Voraussetzungen lässt

sich die Vorhersagequalität des Modellsystems hinsichtlich der Konzentrationen und der zeitlichen und räumlichen Ascheverteilung beurteilen. Gelingt die Überführung der Modellvariablen in das operationell abrufbare Ceilometer-Signal, so ist die Umwandlung auch in die andere Richtung möglich. Mit einem solchen System kann in Zukunft die Konzentration von Vulkanascheaerosol assimiliert werden und dadurch die Qualität der Vorhersagen weiter gesteigert werden.

Im folgenden Kapitel wird die Arbeit in den Kontext zu aktuellen wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der Asche- und Aerosolausbreitung eingeordnet. In Kapitel 3 wird das Modellsystem ICON-ART beschrieben und meine Erweiterungen zur verbesserten Repräsentation von vulkanischem Aerosol vorgestellt. Darauf folgt die Erweiterung von ICON-ART um die Vulkanasche-Strahlungswechselwirkungen in Kapitel 4. Hier werden außerdem die theoretischen Grundlagen der Strahlungsrechnung und die Mie-Rechnungen behandelt. Für die Festlegung auf einen Brechungsindex wird eine Literaturstudie durchgeführt. Zu Beginn von Kapitel 5 wird auf die meteorologische Situation zur Zeit des Eyjafjallajökull-Ausbruchs Mitte April 2010 eingegangen. Daraufhin werden die Modellergebnisse ausgewertet und der Einfluss der Asche auf den Zustand der Atmosphäre untersucht. Eine Sensitivitätsstudie zeigt die Bedeutung der Strahlungswechselwirkungen für die Fahndynamik. Kapitel 6 handelt von der Entwicklung eines Lidar-Vorwärtsoperators für ICON-ART. Dazu werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Lidar-Messung gelegt und mit Hilfe der T-Matrix-Methode die Sensitivität der Partikelform auf die Streueigenschaften untersucht. Für die optischen Eigenschaften werden in diesen Simulationen nicht-sphärische Partikel angenommen. Zur Evaluation werden, wie in Kapitel 7 erläutert, die Messdaten der Ceilometer kalibriert. Danach erfolgt die quantitative Auswertung der Partikelkonzentrationen, die qualitative Beurteilung der Vertikalverteilung und die Validierung der langsam absinkenden Ascheschicht über Deutschland. Die Arbeit wird abgeschlossen mit der Zusammenfassung in Kapitel 8.

2 Die Ausbreitung von Vulkanasche

In diesem Kapitel ordne ich meine Arbeit in den aktuellen wissenschaftlichen Kontext ein. Hier werden Fragestellungen der Grundlagenforschung mit konkreten Anforderungen der Flugsicherheit verbunden.

2.1 Auswirkungen auf den Flugverkehr

Die Gefahr, die von Vulkanaschepartikeln ausgeht, welche in Turbinen ihre Schmelztemperatur erreichen und diese verkleben, ist den Flugsicherheitsbehörden schon lange bekannt. Daher wurde die Erde zur Warnung vor vulkanischen Emissionen in neun Regionen unterteilt, für die jeweils ein Volcanic Ash Advisory Center (VAAC) zuständig ist. Diese Beratungszentren haben zur Aufgabe, Aschewolken ausfindig zu machen und Piloten über deren Lage zu informieren, damit diese Regionen gemieden werden können. Neben den VAAC-Meldungen existiert mit SACS (Support to Aviation Control Service) ein weiteres Benachrichtigungssystem (Brenot et al., 2014). Dieses basiert auf Satellitenbeobachtungen und beinhaltet Asche und SO_2 . Dabei werden zahlreiche Beobachtungslattformen von UV über sichtbar bis Infrarot kombiniert, um ein bestmögliches Ergebnis nahezu in Echtzeit zu erhalten. SO_2 wird in Satellitenbeobachtungen häufig als Proxy für Vulkanasche verwendet, weil es mit satellitengestützten Instrumenten besser zu detektieren ist (Flemming und Inness, 2013). Vulkanasche kann zum Beispiel durch einen hohen Wolkeneisgehalt unerkannt bleiben (Thomas und Prata, 2011). Aschepartikel und Schwefeldioxid treten jedoch, aufgrund von unterschiedlichen Explosionsphasen, verschiedenen Dichten und möglicher Windscherung, nicht zwingend gemeinsam auf (Grainger et al., 2013). Auch SO_2 für sich stellt eine

gewisse Gefahr für den Flugverkehr dar. Schmidt et al. (2014) untersuchten am Beispiel des Eyjafjallajökull, welchen SO_2 -Konzentrationen Flugpassagiere typischerweise ausgesetzt waren. Die chemischen Prozesse, die zur Bildung von Sulfataerosol aus Schwefelsäure führen, werden beispielsweise in Martin et al. (2014) beschrieben. Heard et al. (2012) führen dazu eine Modellstudie durch, in der sie SO_2 -Konzentrationen und die Bildung von Sulfataerosol simulieren. Zwar fallen durch diese beiden Substanzen nicht direkt die Turbinen aus, trotzdem kann es die Flugzeuge beschädigen und durch Oxidation und Korrosion zu einem verkürzten Wartungszyklus der Maschinen führen (Carn et al., 2009).

Während aktiver Ausbrüche lassen die VAACs und ihre Partner numerische Modelle laufen, um die weitere Ausbreitung der Asche vorhersagen zu können. Das für den europäischen Luftraum zuständige VAAC London nutzt ein nur wenig fortschrittliches Lagrange-Partikel-Modell (Jones et al., 2007). Für den deutschen Luftraum hat der Deutsche Wetterdienst (DWD) die hoheitliche Aufgabe, die Deutsche Flugsicherung (DFS) mit Vorhersagen zu beraten, um dann ein Flugverbot über deutschem Luftraum zu verhängen oder aufheben zu können. Die Behandlung von Vulkanasche hat daher im Krisenfall eine hohe Relevanz für den DWD. Insbesondere, da die Entscheidung unabhängig und in Widerspruch zu dem zuständigen VAAC in London erfolgen kann.

Für die Simulationen kommt seit dem Ausbruch des Eyjafjallajökull erschwerend hinzu, dass die qualitative Aussage unzureichend ist bezüglich mit Asche kontaminiertem Flugraum beziehungsweise Asche freiem Flugraum. Mittlerweile gilt ein Grenzwert von 2 mg m^{-3} , bis zu dem die Flugerlaubnis erteilt werden kann. Diese Regelung fordert eine quantitative Vorhersage der Aschekonzentrationen ein.

2.2 Simulationen zur Ausbreitung von Vulkanasche

Während des Ausbruchs des Eyjafjallajökull im April 2010 wurden verschiedene numerische Modellsysteme gestartet, um die Ausbreitung der Asche

vorherzusagen. Zu dieser Zeit war keines der Modelle in der Lage quantitative Konzentrationen zu berechnen.

Dacre et al. (2013) und Wilkins et al. (2016) verwendeten das Modellsystem NAME (Numerical Atmospheric-dispersion Modelling Environment, Ryall und Maryon, 1998; Jones et al., 2007), des UK Met Office, welches auch vom VAAC London betrieben wird, um die Ausbreitung der Asche vorherzusagen. Stohl et al. (2011) nutzen FLEXPART (FLEXible PARTicle disperion model, Stohl et al., 1998) für die Bestimmung der vertikalen Massenverteilung am Vulkankrater. HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model, Draxler und Hess, 1998) wird unter anderem von Groß et al. (2012a) verwendet, um die Herkunft der Partikel zu bestimmen. Bei diesen drei Modellen handelt es sich um Lagrange-Modelle, in denen die Partikeltrajektorien anhand des Windfeldes, welches als Input von einem numerischen Wettermodell stammt, berechnet werden. Hier sind alle Strömungsgrößen an ein einzelnes Partikel gebunden. Bei diesem Typ von Modell besteht keine Möglichkeit der online-Koppelung. Das bedeutet: Wechselwirkungen von Partikeln auf die Atmosphäre können nicht berücksichtigt werden.

Dies ist bei der Verwendung von Vorhersagemodellen mit Eulerscher Beschreibung, zu denen alle gängigen numerischen Wettervorhersagemodelle (NWP) gehören, in Kombination mit einer detaillierten Aerosolphysik, grundsätzlich möglich. Bei Eulerschen Modellen sind die Strömungsgrößen orts- und zeitabhängig. Das Modellgebiet wird in Gitterpunkte unterteilt, an denen die Navier-Stokes-Gleichungen gelöst werden (Kapitel 3). Beispiele dafür sind Heinold et al. (2012), welche den Transport und die Deposition der Asche des Eyjafjallajökull mit COSMO-MUSCAT (Consortium for Small-scale MOdeling - MUltilScale Chemistry Aerosol Transport Model, Renner und Wolke, 2010) simulieren. Mit COSMO-ART (COSMO - Aerosols and Reactive Trace gases, Vogel et al., 2009) simulieren Vogel et al. (2014) die Ausbreitung der Asche über Europa. Von O'Dowd et al. (2012a) wird das Model REMOTE (REgional MOdel with Tracer Extension, Langmann, 2000) verwendet und Folch et al. (2012) nutzen das speziell auf den Transport und die Deposition

von Vulkanasche ausgelegte Modell FALL3D (Costa et al., 2006).

Die Simulation der korrekten Ausbreitung der Vulkanasche bietet einige Herausforderungen. Neben der grundlegenden Voraussetzung, dass das Modell die atmosphärische Zirkulation korrekt widerspiegelt, müssen die Eingabeparameter bestimmt sein. Die erste Größe, die bei Ausbreitungsrechnungen entscheidend ist, ist die effektive Quellhöhe. Die Quellhöhe heißer Emissionen kann mit Hilfe von eindimensionalen Fahnenmodellen berechnet werden (Walter (2014)). Allerdings muss bei einem Vulkanausbruch, neben dem konvektiven Auftrieb durch die heißen Gase, auch der Auftrieb durch den explosiven Auswurf berücksichtigt werden (Paillat und Kaminski, 2014). Es gibt Modelle, wie das PlumeRise von Woodhouse et al. (2013), bei dem alle lokalen Parameter des Vulkans eingehen und somit die Höhe der Fahne berechnet werden kann. Hier sind wiederum zahlreiche vulkanspezifische Parameter, wie Kraterdurchmesser und Magmatemperatur, nötig, um die Berechnungen durchführen zu können. Beobachtungen der Fahnenhöhe sind eine Alternative zu Fahnenmodellen, falls die nötigen Informationen zur Dynamik der Eruption fehlen. Meist führt kein Weg daran vorbei, an irgendeiner Stelle Beobachtungen, und seien es auch Erfahrungswerte vergangener Ausbrüche, einfließen zu lassen.

Für die Quellstärke, den nächsten wichtigen Eingabeparameter, wurde von Mastin et al. (2009a) eine empirische Formel basierend auf Beobachtungen vergangener Ausbrüche entwickelt. Mit dieser Formel lässt sich die Quellstärke aus der Fahnenhöhe direkt über dem Vulkankrater, welches der am einfachsten nahezu in Echtzeit zu erhaltende Parameter ist, berechnen. Diese Quellstärke beinhaltet dann den gesamten Massenfluss, von Bruchstücken, die einige Meter groß sind, bis zu Partikeln im Mikrometerbereich. Die großen Partikel fallen direkt am Vulkan aus und spielen daher für den atmosphärischen Ferntransport keine Rolle. In Mastin et al. (2009b) werden alle Vulkane weltweit gelistet und in Klassen aufgeteilt. Je nach Klasse wird ein gewisser Prozentsatz der freigesetzten Gesamtmasse für den Ferntransport zur Verfügung stehen. Dieser Anteil ist sehr variabel und hängt von der Magmazusammensetzung und den

Gegebenheiten beim Ausbruch ab. Wenn beispielsweise Wasser mit ins Spiel kommt, wie dies unter einem Gletscherschild der Fall ist, können besonders feine Partikel entstehen. Eine solche Eruption wird als phreatomagmatisch bezeichnet. Die Ausbreitung der feinen Aschepartikel mit einem Durchmesser kleiner $63 \mu\text{m}$ wird schließlich in den atmosphärischen Simulationsmodellen berechnet. Zur Berechnung der Senken ist die Partikelgrößenverteilung der feinen Asche und ihre Dichte wichtig. Sie beeinflussen Prozesse wie die Sedimentation (Kapitel 3.3.1).

Heinold et al. (2012) verwenden für die vertikale Verteilung der Vulkanasche Fahnenhöhen der NASA (National Aeronautics and Space Administration), welche aus MISR (Multi-angle Imaging SpectroRadiometer) Beobachtungen in Quellnähe abgeleitet wurden, und Meldungen des VAAC London. Vogel et al. (2014) greifen für die vertikale Verteilung der Asche auf Rückwärtstrajektorien von Stohl et al. (2011) zurück. Außerdem verwendeten Vogel et al. (2014) ein zeitverzögertes Ensemble von Modellläufen und variierten zusätzlich die Fahnenhöhe, um eine Wahrscheinlichkeit für die Überschreitung des Grenzwerts der Aschekonzentration ableiten zu können. Zur Bestimmung der Quellstärke verwenden O'Dowd et al. (2012a) PM10 Daten aus dem European Monitoring and Evaluation Programme (EMEP, 2011), um die Berechnung nach der empirischen Formel von Sparks et al. (1997) zu verfeinern. Heinold et al. (2012) verwenden in COSMO-MUSCAT als initiale Größenverteilung Flugzeugmessungen innerhalb einer Ascheschicht in 4,3 km Höhe über Leipzig am 19. April. Sie verwenden fünf unabhängige Größenklassen für Partikel zwischen einem Radius von $0,1$ und $24 \mu\text{m}$. Bei den Partikeln handelt es sich um passive Tracer, und die Größenverteilung ändert sich nicht mit dem Transport. In COSMO-ART (Vogel et al., 2014) werden sechs Größenklassen von 1 bis $30 \mu\text{m}$ verwendet. Die Größenverteilung der Asche wird in REMOTE durch eine Lognormalverteilung mit einer Standardabweichung von $0,693 \mu\text{m}$ und einem initialen mittleren Radius der Anzahlverteilung von $1,65 \mu\text{m}$ beschrieben. Alle hier vorgestellten Modelle nehmen für die Modellierung sphärische Partikel an. Die angenommene Dichte der Vulkanaschepartikel

variiert zwischen den Modellen. Sie reicht von $2,5 \text{ g cm}^{-3}$ bis 3 g cm^{-3} . Die chemische Zusammensetzung und die optischen Eigenschaften der Asche bleiben aufgrund ihrer Komplexität unberücksichtigt. Daher wurde auch in keinem der aufgezählten Modelle die Interaktion der Asche mit der Strahlung berücksichtigt. Mit einer horizontalen Gitterweite von 50 km schlägt O'Dowd et al. (2012a) für die Zukunft eine erhöhte Anzahl an vertikalen Schichten vor. Vogel et al. (2014) haben diese bereits gegenüber dem operationellen Setup von COSMO erhöht, um der Repräsentation von Ascheschichten geringer vertikaler Erstreckung besser gerecht zu werden.

Auch wenn einige der eben genannten Modelle bereits während dem Ausbruch zur Vorhersage der Aschefahne genutzt wurden so wurden dennoch die in diesen Publikationen veröffentlichten Simulationen allesamt im Nachgang wiederholt. Dies zeigt, wie entscheidend die Eingabeparameter sind und somit die Bedeutung der Beobachtungen für Modellsimulationen. Darum wird im nächsten Abschnitt auf die Möglichkeiten und Limitationen der Beobachtungsmesssysteme eingegangen.

2.3 Beobachtungen von Aerosol in der Atmosphäre

Zur Bestimmung der Eingabeparameter oder um Modellparameter, die auf historischen Daten basieren, durch spezifische Werte des aktuellen Ausbruchs zu ersetzen, sowie zur Evaluation der Vulkanaschevorhersagen werden aktuelle Beobachtungen benötigt.

Die Fahnenhöhe muss direkt am Vulkan bestimmt werden. Daher sind in Kraternähe häufig Webcams zur in-situ Beobachtung zu finden. Weinzierl et al. (2012) untersuchen, wie deutlich Vulkanasche mit dem bloßen Auge erkennbar ist. Denn bevor der Grenzwert von 2 mg m^{-3} eingeführt wurde, galt es für alle Piloten sichtbare Asche zu vermeiden. Wie Weinzierl et al. (2012) feststellen, hängt die Sichtbarkeit von Asche aber nicht unbedingt von der Konzentration und den optischen Eigenschaften ab, sondern vom Hintergrund, der Helligkeit, der chemischen Zusammensetzung der Asche und

deren Größenverteilung. Sie fanden heraus, dass unter optimalen Bedingungen Aerosolkonzentrationen von 0,2 und 0,5 mg m⁻³ je nach Blickwinkel erkannt werden können. Allerdings kann das menschliche Auge nicht zwischen Asche und anderen Aerosolschichten unterscheiden.

Die in der Literatur verfügbaren Größenverteilungen von Aschepartikeln beruhen meist auf Tephraablagerungen am Boden (Rose und Durant, 2009). Jedoch lagern sich größere Partikel in der Nähe des Vulkans ab und kleinere weiter weg, wodurch keine repräsentative Größenverteilung des freigesetzten Materials gegeben ist. Am Besten lässt sich die Größenverteilung mit in-situ Flugzeugmessungen erfassen. Dazu werden Forschungsflugzeuge benötigt, die Proben innerhalb der Ascheschichten nehmen können, aus denen die Größenverteilung, Massenkonzentration, Dichte und chemische Zusammensetzung bestimmt werden können. Daher schloss der DWD mit der FH Düsseldorf und mit der Firma Enviscope einen Bereitschaftsvertrag und hat damit im Ernstfall verschiedene Forschungsflugzeuge zur Verfügung.

Die Ergebnisse von Forschungsflügen des DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) in der Vulkanasche des Eyjafjallajökull in 2010 sind in Schumann et al. (2011) zusammengetragen: Direkt während des Fluges wurden Spurengase gemessen. In der Aschewolke waren CO und SO₂ erhöht und O₃ vermindert. Mit Hilfe von optischen Spektrometern werden die Partikelkonzentrationen ermittelt (Weinzierl et al., 2009). Dabei können Partikel von 0,004 bis 800 μm gemessen werden und Größenverteilungen angegeben werden. Die hohe Anzahl flüchtiger Aitken-Partikel lässt auf die Nukleation von Schwefelsäure schließen. Das Verhältnis von SO₂ zu Aschekonzentrationen ist über einige 100 Kilometer konstant, das zeigen Flugzeugmessungen der Falcon und der FAAM (Facility for Airborne Atmospheric Measurements, Turnbull et al., 2012). Mit den Instrumenten des CARIBIC (Civil Aircraft for the Regular Investigation of the Atmosphere Based on an Instrument Container) Projekts an Bord einer Lufthansa Passagiermaschine konnten Regionen entlang der Flugroute ausfindig gemacht werden, in denen entweder Vulkanasche vorlag oder die chemische Zusammensetzung auf die Beteiligung von vulkanischen

Gasen hinweist (Rauthe-Schöch et al., 2012).

Flentje et al. (2010) detektierten die Vulkanaschefahne am Hohenpeissenberg und der Messstation Schneefernerhaus auf der Zugspitze. Sie maßen für SO_2 ein maximales Mischungsverhältnis von 3,5 ppb und damit die höchste SO_2 -Konzentration seit Beginn der Aufzeichnungen an der Zugspitze. In Verbindung dazu wurden am Schneefernerhaus erhöhte PM10 Konzentrationen festgestellt. Gleichzeitig zeigten anthropogene Substanzen wie CO, NO, NO_x und O_3 keine ungewöhnlichen Änderungen, sodass für den Anstieg der SO_2 -Konzentrationen anthropogene Emissionen ausgeschlossen werden können. Auch Saharastaub-Ereignisse würden eine erhöhte Partikelkonzentration erklären, allerdings nicht in Kombination mit SO_2 . Am Hohenpeissenberg wurden geringere Maximalkonzentrationen beobachtet, da diese Messstation tiefer liegt und die Vulkanfahne langsam über Europa abgesunken ist. Am Hohenpeissenberg wurde mit einem optischen Partikelzähler eine scharfe Zunahme der Partikel größer $1 \mu\text{m}$ beobachtet. Es konnten unerwartet wenige H_2SO_4 Partikel gemessen werden, die sich eigentlich durch Oxidation von SO_2 und OH bilden. Auch auf großen hydrophilen Partikeln konnte keine Ablagerung von Schwefelsäure gefunden werden. O'Dowd et al. (2012b) charakterisieren die Aschefahne über Mace Head, einer irischen Beobachtungsstation direkt am Atlantik. Auch sie fanden kein reines Sulfataerosol, aber eine interne Mischung von Asche (15%), Sulfat (25 %) und Wasser (55 %).

Rocha-Lima et al. (2014) untersuchten im Labor die Form und die optischen Eigenschaften von Bodenproben der Vulkanasche des Eyjafjallajökull. Ziel ihrer Messungen ist es, atmosphärische Modelle und die Satellitenfernerkundung zu verbessern. Die Bilder der Asche unter dem Elektronenmikroskop zeigen sehr unterschiedliche Partikelformen (Johnson et al., 2012). Neben den in-situ Boden- und Flugzeugmessungen wurden zahlreiche Fernerkundungsmessgeräte eingesetzt, um die Aschewolke zu charakterisieren: Pavolonis et al. (2013) haben einen Algorithmus entwickelt, mit dem Satellitenmessungen im infraroten Bereich automatisiert Vulkanasche detektieren können. Ausgewertet werden Lidar-Messungen. Die größte Übereinstimmung

in der Fahnenhöhe und der Partikelgrößenverteilung wird für Vulkanasche aus Andesit erzielt. Eine Korrektur für Satellitenmessungen im thermalen infraroten Bereich (TIR, 7-14 μm) haben Corradini et al. (2009) entwickelt, um die Genauigkeit dieser Sensoren zu verbessern. In diesem Spektralbereich, welche die Kanäle zur SO_2 -Messung beinhalten, vermindern Aschepartikel die atmosphärische Strahlung. Dadurch wird der Säulengehalt an SO_2 signifikant überschätzt. Die Korrektur wird auf MODIS und SEVIRI (Spin Enhanced Visible and Infrared Imager) Daten angewendet. Newman et al. (2012) gelingt es mit Hilfe von gemessenen Größenverteilungen und der Annahme eines Brechungsindex von Mineralstaub, die von IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) an Bord des MetOp (Meteorological Operational Satellite) Satelliten empfangene Strahlung zu simulieren. Dabei konzentrieren sie sich auf den infraroten Bereich und verwenden, unter Annahme sphärischer Partikel, Mie-Rechnungen zur Bestimmung der optischen Eigenschaften (Kapitel 4.3). Zhuang und Yi (2016) verfolgen den Ausbruch des Nabro 2011 in Eritrea mit CALIPSO Satellitenmessungen (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations) und bodengebundenen Lidaren in Wuhan, China. Bei diesem Ausbruch gab es auch eine Phase, in der sich die Partikel in einer horizontalen, nahezu gleichförmigen Schicht ausbreiteten. Das kleine Depolarisationsverhältnis und der große Ängström-Exponent weisen auf kleine, runde Sulfatpartikel hin.

Aus Lidar-Messungen stammende Vertikalprofile der Atmosphäre haben gegenüber passiven Sensoren den Vorteil, dass die vertikale Struktur aufgelöst werden kann und das empfangene Signal nicht sensitiv gegenüber der Temperatur der Ascheschicht oder der Reflexion oder Emission am Boden ist.

Pappalardo et al. (2013) betrachten die vierdimensionale Verteilung der Vulkanasche des Eyjafjallajökull von 2010 über Europa mit EARLINET (European Aerosol Research Lidar NETwork). EARLINET ist ein Netzwerk, welches die Daten von verschiedenen Multi-Wellenlängen (355, 532, 1064 nm) Raman Lidar-Systemen in Europa zusammenführt. Für alle diese Lidar-Systeme werden innerhalb des Konsortiums die gleichen Algorithmen ange-

wendet und die gleichen Maßnahmen zur Qualitätssicherung durchgeführt, um einheitliche Daten zu erhalten. Die Vulkanascheschichten wurden an den EARLINET Stationen mit einer speziellen Methode nach Mona et al. (2012) identifiziert. Dabei wird zunächst die Schicht mittels der ersten Ableitung des Rückstreuprofils bei einer Wellenlänge von 1064 nm ausfindig gemacht, da diese am sensitivsten auf Aerosol reagiert. Anschließend muss sicher gestellt werden, dass es sich bei der Schicht nicht um Cirrus-Bewölkung handelt. Dies erfolgt durch das hohe Depolarisationsverhältnis und der nahezu wellenlängen-unabhängigen Rückstreuung, verursacht durch die großen Eispartikel. Niedrige Wolken werden bereits vor der Berechnung des Rückstreuprofils manuell herausgefiltert. Die Bestimmung des Aerosoltyps erfolgt mit Hilfe verschiedener Trajektorien-Modelle, mit denen die Herkunft der Aerosolschicht bestimmt werden kann. Zudem nutzen sie die intensiven Größen der Raman-Lidar Messungen. So erlauben Änderungen im beobachteten Ångström-Exponenten (Kapitel 6.1.2), auf die Ankunft von Partikel mit anderen physikalischen Eigenschaften wie deren Größe zu schließen.

In Gasteiger et al. (2011) werden die Messungen der Lidar-Systeme MULIS (MULti-wavelength LIdar System) und POLIS (POrtable LIdar System) in Maisach analysiert. Zudem werden Sonnenphotometer- und Lidar-Messungen aus München mit einbezogen, um auf Massekonzentrationen schließen zu können. Als Eingabeparameter für die Umrechnung werden die optischen Eigenschaften Extinktionskoeffizient, Rückstreukoeffizient und das lineare Depolarisationsverhältnis verwendet. Mit einem Extinktionskoeffizienten von $0,75 \text{ km}^{-1}$ bei einer Wellenlänge von 532 nm und dem von ihnen gefundenen einfachen Umrechnungsfaktor von $1,45 \text{ g m}^{-2}$ erhalten sie eine Massenkonzentration von $1,1 \text{ mg m}^{-3}$ in der Spitze. O'Dowd et al. (2012b) messen in Mace Head mit einem Jenoptik CHM15k Ceilometer die Partikelrückstreuung, indem sie das empfangene Signal durch ein Sonnenphotometer kalibrieren. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm verwenden sie ein Lidarverhältnis von 42 sr, um aus der Rückstreuung die Extinktion zu erhalten. Das Maximum in der Rückstreuung betrug 75 sr Mm^{-1} mit einer Extinktion von $1,5 \text{ km}^{-1}$.

Marengo et al. (2011) präsentieren Ergebnisse, die sie mit einem Lidar an Bord des Forschungsflugzeugs FAAM über Großbritannien erzielt haben. Zudem nahmen sie Ascheproben und ermittelten eine Größenverteilung mit einer groben und einer feinen Aerosolmode. Der feine Anteil kann sekundärem Aerosol zugeordnet werden, welches sich aus der Gasphase gebildet hat. Für die feine Mode nahmen sie kugelförmige Partikel an, mit einem Brechungsindex von 1,43, typisch für Schwefelsäure. Für die Grobmode ergab sich $1,52+0,0015i$, beides für die Wellenlänge von 355 nm des Lidars. Außerdem verwendeten sie ein Lidar-Verhältnis von 60 sr. Mit diesen Annahmen kamen sie auf eine gemessene Aerosol Optische Dicke (AOD) von 0,85. Die Aschekonzentration schätzen sie auf diese Weise auf bis zu $1900 \mu\text{g m}^{-3}$ und der Säulengehalt betrug bis zu $1,3 \text{ g m}^{-3}$. Als Unsicherheit geben sie einen Faktor zwei an. In Grant et al. (2012) wird die mit dem Lidar an Bord von FAAM gemessene horizontale und vertikale Struktur der Aschefahne mit Simulationen von NAME verglichen. Die Asche wurde mit Hilfe der Rückstreuung und des Depolarisationsverhältnisses identifiziert. Eine große Rückstreuung und ein großes Depolarisationsverhältnis deuten auf Aschepartikel mit ihren unregelmäßigen Partikelformen hin. Kleinere Aerosolpartikel, wie Sulfat mit ihrer runden Form, verursachen eine hohe Rückstreuung und ein geringes Depolarisationsverhältnis. Der massenspezifische Extinktionskoeffizient wurde basierend auf der Größenverteilung von Spektrometernmessungen zwischen $0,6$ und $35 \mu\text{m}$ zu $0,45\text{-}1,06 \text{ m}^2\text{g}^{-1}$ bestimmt (Johnson et al., 2012). Daraus wurden dann die Aschekonzentrationen abgeleitet. Die Unsicherheit dieser Abschätzung umfasst den Faktor zwei.

Nicht nur beim Ausbruch des Eyjafjallajökull, bei dem Messungen rar waren, sondern auch in vielen Feldkampagnen werden bereits Lidar-Systeme eingesetzt, um bestimmte Aerosoltypen zu charakterisieren (Müller et al., 2000; Shimizu et al., 2004; Heese und Wiegner, 2008). Wiegner et al. (2014) untersuchen, in wie weit das Ceilometer-Netzwerk der nationalen Wetterdienste, welche aus einfachen Rückstreu-Lidaren zur Messung der Höhe der Wolkenunterkante bestehen, für die Aerosolforschung verwendet werden kann. Die

von Ceilometern ausgesandte Wellenlänge liegt im nahen Infraroten zwischen 900 und 1100 nm, um starke Rayleigh-Streuung auszuschließen. Es kann Aerosolschichten und deren vertikale Erstreckung detektieren. Fallstudien haben gezeigt, dass Ceilometer eine verlässliche Detektion von angehobenen Aerosolschichten ermöglichen und dadurch zur Validierung von Chemie-Transportmodellen beitragen.

In diesem Abschnitt wurde deutlich, dass ein direkt gemessenes Signal allein meist nicht ausreicht um Eigenschaften eines Stoffes in der Atmosphäre hinreichend zu beschreiben um es direkt mit Modellsimulationen vergleichen zu können. Selbst die Messung der Aschekonzentration mit einem optischen Partikelspektrometer ist nicht ohne Kenntnis der Partikelgrößenverteilung möglich, wobei die Ergebnisse stark von den Annahmen zum Brechungsindex, der Dichte und der Partikelform abhängen. Auch die optischen Eigenschaften, die von Sonnenphotometern, Lidaren oder verschiedenen Satellitensensoren abgeleitet werden, sind nicht direkt vergleichbar mit Massenkonzentrationen, Größenverteilungen und chemischen Zusammensetzungen der Aerosole von Modellsimulationen.

2.4 Verifikationsmöglichkeiten

Alle optischen Messgeräte wie Ceilometer oder Sonnenphotometer bergen das Hindernis, dass zur Bewertung der Flugsicherheit Massenkonzentrationen ermittelt werden müssen und dazu Umrechnungsfaktoren benötigt werden, welche auf zahlreichen Annahmen gestützt werden müssen. Wichtig bei der Verifikation ist, dass dieselben Messgrößen miteinander verglichen werden und bei nötigen Umrechnungen die Fehler gering gehalten werden, um die ursprünglichen Parameter ausreichend beurteilen zu können.

Die beiden gängigsten Methoden, um Aerosolsimulationen zu validieren, sind in-situ Messungen der Konzentration und Sonnenphotometer-Messungen. Allerdings ist es schwierig, Modellergebnisse anhand von gemessenen Konzentrationen an Bodenstationen zu evaluieren. Die Modellorographie weicht

aufgrund der Gitterweite meist deutlich von der tatsächlichen Orographie ab, wodurch eine für Messungen von abgehobenen Aerosolschichten gerne genutzte Bergstation im Modell leicht in der freien Troposphäre liegen kann. So lassen sich entweder nicht die gleichen Höhen vergleichen, was unzureichend aufgrund des Vertikalprofils ist, oder, wenn dieselbe Höhe verwendet wird, können die Prozesse an der Erdoberfläche nicht mit berücksichtigt werden. In-situ Flugzeugmessungen sind generell räumlich und zeitlich nur sehr begrenzt verfügbar. Sonnenphotometer, wie das automatisierte AERONET (AErosol RObotic NETwork) Messnetz, liefern optische Messungen, aus denen einige Aerosoleigenschaften abgeleitet werden können (Dubovik und King, 2000). Am gebräuchlichsten ist die Verwendung der AOD. Allerdings kann damit nicht die Fähigkeit des Modells, die Vertikalverteilung wiederzugeben, beurteilt werden. Daher werden mittlerweile gerne lidargestützte Messungen verwendet, um Aerosolmodelle zu verifizieren. Die Bedeutung der Lidar-Messungen heben auch Ansmann et al. (2010) hervor. Sie verdeutlichen, dass Sonnenphotometermessungen nicht zwischen niedrigen Dunstschichten und abgehobenen Ascheschichten unterscheiden können, da sie nur das integrale Maß, die AOD, liefern.

Wiegner et al. (2014) beschreiben verschiedene Verfahren, um den Aerosol-Rückstreukoeffizient aus dem Ceilometer-Signal abzuleiten und die Daten zu kalibrieren. Die Genauigkeit der Messergebnisse hängt von der Kalibrierung ab. Unter geeigneten Bedingungen ist ein relativer Fehler von 10% möglich. Die atmosphärische Rückstreuung beinhaltet verschiedene Streu- und Absorptionsparameter. Die Separierung der einzelnen Größen stellt eine Herausforderung dar, der auf verschiedene Arten begegnet werden kann. Um beispielsweise von der Rückstreuung auf die Massenkonzentration schließen zu können, muss zunächst die Partikelextinktion bestimmt werden. Aus Daten von Raman-Lidaren können die Partikel-Rückstreuung und die Partikel-Extinktionsprofile getrennt abgeleitet werden. Ist dies mit den vorhandenen Messgeräten nicht möglich, wird auf ein Lidar-Verhältnis zurückgegriffen (Kapitel 6.1) und daraus die Extinktion bestimmt. Dabei ist die Genauigkeit des Extinktions-

koeffizienten limitiert durch das unbekanntes Lidar-Verhältnis (Wiegner und Geiß, 2012). Müller et al. (2007) haben anhand von zahlreichen Raman-Lidar-Beobachtungen eine Klimatologie für das Lidar-Verhältnis der meisten Aerosoltypen erstellt. Vulkanasche fand hierbei keine Berücksichtigung. Für die Vulkanasche des Eyjafjallajökull wurde zunächst das Lidar-Verhältnis von Saharastaub von 55 sr angenommen (Ansmann et al., 2010). Messungen lieferten zu einem späteren Zeitpunkt ein Lidar-Verhältnis zwischen 55 und 60 sr für verschiedene Standorte in Deutschland (Ansmann et al., 2011). Bei der Verwendung eines Lidar-Verhältnisses muss allerdings bedacht werden, dass in der Natur häufig Mischungen von zwei oder mehr Aerosoltypen auftreten (Groß et al., 2012b). Außerdem berichten Gasteiger et al. (2017) von Untersuchungen an Saharastaubpartikeln, dass das Raman-Lidar eine starke zeitliche und vertikale Glättung der Daten zur Bestimmung des Lidar-Verhältnisses und der Extinktion benötigt. Aber selbst durch Glättung bleibt das Signal-Rausch-Verhältnis zu gering für einen sinnvollen Vergleich mit modellierten Vertikalprofilen. Daher beschränken sie sich auf die Verwendung des Depolarisationsverhältnisses und der Rückstreuung.

Um weiter von der Extinktion auf die Masse schließen zu können, wird häufig ein Volumen-Extinktions- oder Masse-Extinktionsfaktor für die Umrechnung verwendet (Ansmann et al., 2011). Schlussendlich ist aber der komplexe Brechungsindex des Aerosols entscheidend. Der Brechungsindex der Vulkanasche des Eyjafjallajökull wurde von Ball et al. (2015), Fourie (2012) und Rocha-Lima et al. (2014) in Laboruntersuchungen bestimmt (Kapitel 4.3.2). Anhand von Satellitenbeobachtungen im infraroten Bereich schätzen Ishimoto et al. (2016) den Brechungsindex der Asche verschiedener Vulkanausbrüche, mit Hilfe von Strahlungsübertragungsrechnungen, ab. Johnson et al. (2012) haben für den Brechungsindex von Vulkanasche Werte von Mineralstaub angenommen und Sensitivitätsuntersuchungen durchgeführt. Sie stellen fest, dass Variationen im Brechungsindex und der Partikelform einen Einfluss von 50 % auf die Massenkonzentration haben. In einer anderen Sensitivitätsstudie zeigen Wiegner et al. (2009) mit Hilfe von T-Matrix-Simulationen (Kapitel 6.3.1) und

Lidar-Messungen, dass das Lidar-Verhältnis und das Depolarisationsverhältnis sehr sensitiv auf Änderungen der Eingabeparameter Partikelformverteilung, Größenverteilung und Brechungsindex, reagieren.

Laut der Verifikation von Marengo et al. (2011) stimmen ihre aus Lidar-Beobachtungen abgeschätzten Konzentrationen und Ascheverteilungen überwiegend gut mit den Konzentrationen von Simulationen mit dem Modell NAME überein. Pérez et al. (2006) finden für ein Mineralstaubevent qualitativ gute Übereinstimmungen in der Staubsimulation mit Lidar- und Sonnenphotometermessungen. Bei der Umrechnung der Lidar-Rückstreuung mit einem Lidar-Verhältnis von 60 sr, entsteht eine Differenz von 20-30 % zur AOD der Sonnenphotometer. Im Vergleich mit der Klimatologie der Lidar-Verhältnisse aus AERONET-Messungen von (Cattrall et al., 2005) fielen Müller et al. (2007) deutliche Unterschiede in den Werten für Mineralstaub und anthropogenes Aerosol auf. Daten eines Ceilometermessnetzes wurden erstmals von Emeis et al. (2011) verwendet, um Modellergebnisse zu validieren.

Siomos et al. (2017) beurteilen die Qualität verschiedener Aerosolmodelle anhand von Lidar- und Sonnenphotometermessungen unter Verwendung des Inversionsmodells LIRIC (Lidar/Radiometer Inversion Code, Chaikovsky et al., 2016) welches aus den optischen Messungen die Massenkonzentration ableitet. Dazu verwendet der Algorithmus die Größenverteilung, den Brechungsindex, die AOD und die Einfachstreueralbedo der AERONET Messungen und die drei elastischen Ramankanäle des Lidars, um das resultierende Vertikalprofil bestmöglich an die Messgrößen anzupassen. Mit dieser Methode wird vermieden, dass die Modellvariablen in ein Lidar-Signal überführt werden müssen. Dieses Vorgehen wurde dagegen von Heinold et al. (2012) gewählt. Sie verwenden den Brechungsindex von Mineralstaub und berechnen aus der mit COSMO-MUSCAT simulierten Extinktion die Rückstreuung, indem sie ein Lidar-Verhältnis von 55 sr annehmen. Geisinger et al. (2016) haben einen Lidar-Vorwärtsoperator (Kapitel 6) entwickelt, mit dem simulierte Anzahlkonzentrationen von Vulkanasche mit Hilfe von umfangreichen Berechnungen der Partikelstreuung in Extinktions- und Rückstreuprofile überführt werden kann.

Als Fallbeispiel nahmen sie die Ergebnisse der von COSMO-ART simulierten Anzahlverteilungen, die in Größenklassen vorliegen und verglichen das aus dem Operator erhaltene Lidarsignal mit einem Ceilometer in Deuselbach, welches sie anhand von CALIPSO Messungen kalibriert haben. Unter der Annahme, dass ihr Operator gültige Ergebnisse liefert, schließen sie auf eine zehnmal zu hohe Konzentration im Modell.

2.5 Der Weg zur Assimilation

In der bisherigen Übersicht wurden Simulationen und Beobachtungen getrennt voneinander durchgeführt und am Ende, im Falle einer Verifikation, miteinander verglichen. In die Eingabeparameter können zwar bereits Beobachtungen im Rahmen der Quellparameter einfließen, Anpassungen an aktuelle Messwerte erfolgen während des Transports aber nicht. Dieses Ziel verfolgt die Assimilation. Bei der Assimilation wird das Modell an die tatsächliche Entwicklung der Atmosphäre angepasst, das heißt, die Vorhersage wird so korrigiert, dass sie im Mittel dem wahren Zustand der Atmosphäre möglichst nahe kommt.

Einen Überblick über den Stand der Datenassimilation von online und offline gekoppelten Aerosol-Atmosphärenmodellen gibt Bocquet et al. (2015). Gerade für online-gekoppelte Modelle ist die Assimilation ein aktuelles Thema. Hier können sowohl die meteorologischen als auch Daten der chemischen Zusammensetzung der Spurenstoffe assimiliert werden. Bereits eine Assimilation der meteorologischen Zustandsgrößen bringt eine Verbesserung der Vorhersagequalität. Die größte Herausforderung für die Assimilation der Spurenstoffe ist die Verfügbarkeit entsprechender Daten, denn für eine operationelle Assimilation müssen diese nahezu in Echtzeit verfügbar sein. Außerdem sind für die Assimilation instantane Werte zu bevorzugen. Gerade bei Luftqualitätsmessungen liegen die Daten jedoch häufig als Tagesmittel vor. Auch aggregierte Daten wie PM10 Messungen oder die AOD bieten Schwierigkeiten und Gefahren für das Gelingen des

Assimilationsprozesses, da hier innerhalb der Assimilation möglicherweise die falsche Aerosolkomponente korrigiert wird. Beispielsweise, wenn die AOD in der Vorhersage über dem Ozean zu niedrig ist, aber die hohe AOD nicht durch Seesalz sondern aufgrund eines Vulkanausbruchs erhöht ist (Bocquet et al., 2015). Weitere Aerosolspezifikationen können mit Hilfe von wellenlängenabhängigen Messungen, der Einfachstreuabedo oder Ångström-Exponenten in den Assimilationsprozess mit eingebracht werden. Um diesem Problem zu begegnen, haben Fu et al. (2017) einen Satelliten-Operator entwickelt, der den Säulengehalt zweidimensionaler, infraroter Satellitenbeobachtungen anhand von beobachteten Fahrenhöhen und Annahmen zur Fahrenndicke in dreidimensionale Aschekonzentrationen überführt. Diese können dann assimiliert werden.

Um Lidar-Beobachtungen in ein Aerosolmodell zu assimilieren, muss entweder das Lidar-Signal, unter Annahmen, in eine Konzentration überführt werden oder die Lidar-Gleichung in einem Operator gelöst werden (Wang et al., 2014; Geisinger et al., 2017). Wang et al. (2014) assimilieren Lidar-Beobachtungen in ein offline betriebenes Chemie-Transport-Modell. Dazu verwenden sie einen Operator, der aus den simulierten Konzentrationen anthropogenen Aerosols ein Lidar-Signal generiert. Die Assimilation von 12 Lidaren während einer Messkampagne im Mittelmeerraum zeigt eine Verbesserung der Modellergebnisse über einen Simulationszeitraum von 36 Stunden. Damit hat die Assimilation von Lidar-Beobachtungen eine größere Reichweite als die Assimilation von Bodenbeobachtungen. Burton et al. (2016) untersuchen den Informationsgehalt, den ein Lidar-System mit drei Wellenlängen für die Rückstreuung und zwei für die Extinktion zur Bestimmung der Anzahlkonzentrationen, des effektiven Radius oder des Brechungsindex besitzt. Kahnert und Andersson (2017) untersuchen, wie viel Informationen Lidar-Messungen über die chemische Zusammensetzung von Aerosol besitzen. Dazu assimilieren sie Extinktion und Rückstreuung in ein Chemie-Transportmodell. Sie stellen fest, dass mehr als zwei Messungen bei verschiedenen Wellenlängen keinen Mehrwert für die

chemische Zusammensetzung bringen.

Um die Emissionsstärke, die Quellhöhe oder den Ort der Emission exakter festlegen zu können, werden Methoden der inversen Modellierung verwendet. Stohl et al. (2011) haben eine Methode entwickelt, bei der sie Satelliten-Beobachtungen in Kombination mit Rückwärtstrajektorien aus FLEXPART nutzen, um die Quellstärke von feiner Asche und SO_2 zu bestimmen. Mit der Bestimmung der Quellparameter des Eyjafjallajökull konnten dann deutlich bessere quantitative Aussagen über die Aschekonzentration getroffen werden. (Kristiansen et al., 2015) nutzen dieselbe Methode, um die Konzentrationen auf der Flugroute eines Passagierflugzeugs, das aus Versehen durch die Aschefahne des Kelut Ausbruchs 2014 flog, zu bestimmen. Sie kamen auf eine maximale Konzentration von $9 \pm 3 \text{ mg m}^{-3}$ und eine mittlere Konzentration von $2 \pm 1 \text{ mg m}^{-3}$ über einen Zeitraum von 10 Minuten. Hughes et al. (2012) nutzen zweidimensionale Satellitenbeobachtungen und Rückwärtstrajektorien um die zeitliche Entwicklung der Quellhöhe am Vulkan zu bestimmen. Stohl et al. (1998) warnen, dass bei sehr kleinräumigen Quellen, wie bei einem Vulkan, besondere Vorsicht geboten ist, da die Unsicherheit in der Partikelposition mit zunehmender Trajektorienlänge zunimmt. Zur Typisierung von Aerosol schlagen Mona et al. (2012) daher vor, den Startzeitpunkt und die Höhe der Trajektorien leicht zu variieren.

Für die Flugberatung in großer Entfernung zum Vulkan bringen die assimilierten Quellparameter durch den langen Transportweg nur bedingt eine Verbesserung. Daher verwenden Fu et al. (2016) in-situ Flugzeugmessungen der Aschekonzentrationen (Weber et al., 2012) und assimilieren diese in einem offline betriebenen Chemie-Transport-Modell in die zwei Größenklassen, größer und kleiner $2,5 \mu\text{m}$. In ihrer Studie schreiben sie der in-situ Messung dem Mittelwert einer $12 \text{ km} \times 12 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ Gitterbox zu. Verschiedene Assimilationsmethoden, die unter denselben Testbedingungen durchgeführt werden, untersuchen Wu et al. (2008). Um die Qualität der Assimilation zu untersuchen, muss ein anderer Zeitraum ausgewertet werden oder anhand

anderer Messstationen, die nicht in die Assimilation eingegangen sind, evaluiert werden.

3 Vulkanaschesimulationen mit ICON-ART

In diesem Kapitel wird das Modellsystem ICON-ART vorgestellt. Dieses System besteht aus zwei online gekoppelten Komponenten: dem globalen Wetter- und Klimamodell ICON (ICOsahedral Non-hydrostatic, Zängl et al., 2015; Dipankar et al., 2015; Heinze et al., 2017) und dem ART (Aerosols and Reactive Trace gases, Rieger et al., 2015) Modul, welches die Wechselwirkungen von Spurenstoffen mit der Atmosphäre beschreibt. Dabei erlaubt ICON eine sogenannte „seamless prediction“. Bei einer solchen sind die physikalischen Prozesse und die numerische Diskretisierung für Klima- und Wettervorhersage auf der globalen und regionalen Skala einheitlich. Das bedeutet, dass ein nahtloser Übergang zwischen den Skalen möglich ist. ICON kann im Klimamodus, im Wettervorhersagemodus und für Large Eddy Simulationen betrieben werden.

Neben einer kurzen Darlegung des zugrunde liegenden numerischen Gleichungssystems werden die für die Vulkanaschevorhersage wichtigen Prozesse und Parametrisierungen beschrieben. Dabei wird ausführlich auf die Erweiterungen von ICON-ART eingegangen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden. Dies ist in diesem Kapitel die Einführung der modalen Beschreibung der Vulkanasche in Ergänzung zur monodispersen Beschreibung. Auf die Berücksichtigung von Streuung und Absorption von Strahlung durch Vulkanasche und die Berechnung der Lidar-relevanten Größe abgeschwächte Rückstreuung, welche die Grundlage für zukünftige Aerosol-Datenassimilation legt, wird ausführlich in den folgenden Kapiteln eingegangen.

3.1 Das globale atmosphärische Modell ICON

Der Deutsche Wetterdienst (DWD) und das Max Planck Institut für Meteorologie (MPI-M) entwickeln mit ICON gemeinsam ein einheitliches Modellsystem für die globale Wettervorhersage und Klimamodellierung. Die Hauptziele für die Entwicklung von ICON die erreicht wurden sind eine exakte lokale Massenerhaltung, ein massenkonsistenter Transport, eine flexible Gitterverfeinerung und die Verwendung von nicht-hydrostatischen Gleichungen auf der globalen Skala. Der nicht-hydrostatische Kern, der für dieses Modell entwickelt wurde, wird in Zängl et al. (2015) beschrieben. Die folgende Modellbeschreibung orientiert sich an diesem Artikel.

ICON verwendet ein unstrukturiertes Arakawa C Dreiecksgitter, welches durch die schrittweise Verfeinerung der 20 kongruenten Flächen eines Ikosaeders gebildet wird. Zunächst werden die Kanten des Ikosaeders auf eine Kugeloberfläche projiziert. Die Kanten werden dann in n gleich große Bögen geteilt. Das verbinden der Ecken führt zu n^2 neuen Dreiecksflächen innerhalb des Originaldreiecks. Anschließend wird die Kante eines jeden Dreiecks k mal halbiert. Dadurch entstehen bei jeder Teilung vier kleinere Dreiecke. Das resultierende Gitter wird als $RnBk$ bezeichnet. Die Anzahl der Dreiecke eines globalen Gitters lässt sich aus

$$n_c = 20n^2 4^k \quad (3.1)$$

berechnen. Die effektive Gitterweite $\overline{\Delta x}$ ist über die mittlere Zellfläche $\overline{A_c}$ definiert und lässt sich wie folgt berechnen:

$$\overline{\Delta x} = \sqrt{\overline{A_c}} = \sqrt{\frac{\pi}{5} \frac{r_e}{n \cdot 2^k}}, \quad (3.2)$$

wobei r_e der mittlere Erdradius ist. ICON erlaubt eine lokale Gitterverfeinerung („nesting“) mit Zwei-Wege Rückkopplung. In Tabelle 3.1 sind die in

dieser Arbeit verwendeten Gitter mit ihrer jeweiligen effektiven Gitterweite aufgelistet. Bei Arakawa C Dreiecksgittern liegt die Masse im Umkreismittelpunkt der Dreiecke und die horizontalen Windgeschwindigkeitskomponenten liegen in der Mitte der Dreieckskanten. Das grundlegende Gleichungssystem lautet:

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + \frac{\partial K_h}{\partial n} + (\zeta + f)v_t + w \frac{\partial v_n}{\partial z} = -c_{pd}\theta_v \frac{\partial \Pi}{\partial n} + F(v_n), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla w + w \frac{\partial w}{\partial z} = -c_{pd}\theta_v \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \mathbf{g}, \quad (3.4)$$

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

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

$$\text{mit der Exnerfunktion: } \Pi = \left(\frac{R_d}{p_{00}} \rho \theta_v \right)^{\frac{R_d}{c_{vd}}}. \quad (3.7)$$

Die prognostischen Variablen sind die horizontale Windgeschwindigkeit senkrecht zu den Kanten der Dreiecke v_n und tangential zu den Kanten v_t , die vertikale Komponente der Windgeschwindigkeit w , die Dicht ρ und die virtuelle potentielle Temperatur θ_v . \mathbf{v}_h ist der horizontale Windvektor und \mathbf{v} ist der dreidimensionale Windvektor. $K_h = \frac{1}{2}(v_n^2 + v_t^2)$ ist die horizontale Komponente der kinetischen Energie und ζ die Vertikalkomponente der Vorticity. Weitere Größen sind der Coriolisparameter f , die spezifische Wärmekapazität

Tabelle 3.1: Bezeichnungen der verschiedenen Gitter, die in dieser Arbeit verwendet werden mit der jeweiligen effektiven Gitterweite.

Gitter	effektive Gitterweite (km)
R2B06	39,45
R2B07	19,73
R2B08	9,86
R2B09	4,93
R2B10	2,47

trockener Luft bei konstantem Druck c_{pd} und konstantem Volumen c_{vd} , die Gaskonstante trockener Luft $R_d = c_{pd} - c_{vd}$, die Schwerebeschleunigung g und der Referenzdruck $p_{00} = 1000$ hPa. $\partial/\partial n$ beschreibt die horizontale Ableitung senkrecht zu den Dreiecksanten, $F(v_n)$ beschreibt den Quellterm für horizontalen Impuls und \widehat{Q} die diabatischen Wärmequellterme.

Die Zeitintegration wird mit einem Prädiktor-Korrektor-Schema durchgeführt, welches, bis auf die Schallwellenübertragung, vollkommen explizit ist. Für eine effiziente Berechnung ist der Zeitschritt aufgespalten. Zum einen ist das der dynamische Kern und zum anderen die Advektion und schnell ablaufende physikalische Parametrisierungen. Dies hängt vom maximal erlaubten Zeitschritt Δt der einzelnen Prozesse ab. Somit kann für die langsam ablaufenden physikalischen Parametrisierungen ein weiterer Zeitschritt angewandt werden. Dieser Zeitschritt ist ein vielfaches von Δt der schnellen physikalischen Parametrisierungen, und der dynamische Kern wird mit einem ganzzahligen Vielfachen dessen berechnet.

ICON bietet eine gute Skalierbarkeit auf modernen parallelen Hochleistungsrechnern. Die operationelle Wettervorhersage des DWD basiert seit Januar 2015 auf den Simulationen mit ICON.

3.2 Das Modellsystem ICON-ART

ICON-ART ist eine Erweiterung von ICON und wurde am KIT am Institut für Meteorologie und Klimatologie entwickelt. ICON und ART verwenden dasselbe Gitter und die Simulation erfolgt mit demselben Zeitschritt, daher wird dieses Modellsystem als „online integrated“ (Baklanov et al., 2014) bezeichnet. Mit der aktuellen Version von ICON-ART kann die Ausbreitung von Seesalz, Mineralstaub, Vulkanasche, Pollen und radioaktiven Substanzen, sowie deren Wechselwirkung mit Wolken und Strahlung simuliert werden. Außerdem ist eine vereinfachte Gasphasenchemie, eine linearisierte Ozonchemie, sowie ein Photolysemodul verfügbar. Gasch et al. (2017) untersuchen mit ICON-ART ein außergewöhnliches Mineralstaubeignis

im östlichen Mittelmeer. Die steuernden meteorologischen Prozesse können durch die Verwendung einer konvektionsauflösende Maschenweite und den Aerosol-Strahlungswechselwirkungen simuliert werden. Rieger et al. (2017) quantifizieren die Auswirkungen eines Saharastaubereignisses auf den Photovoltaikertrag. Die essentiellen Eigenschaften von ICON-ART sind in Rieger et al. (2015); Weimer et al. (2017) dokumentiert. Abbildung 3.1 veranschaulicht die Reihenfolge der Prozesse, wie sie innerhalb der Zeitintegration ablaufen. Alle für die Vulkanasche relevanten Prozesse werden im folgenden beschrieben. In dieser Arbeit unberücksichtigt bleiben die Aerosol-Wolkenwechselwirkungen. Bis auf die Neuerungen, die im Rahmen dieser Arbeit vollzogen wurden, orientiert sich die Beschreibung an der Veröffentlichung von Rieger et al. (2015).

3.3 Aerosol in ICON-ART

Das Aerosolmodul von ICON-ART basiert auf einer erweiterten Version von MADEsoot (Modal Aerosol Dynamics model for Europe extended by soot, Vogel et al., 2009), welches bereits in COSMO-ART (CONsortium for Small-scale MOdeling - Aerosols and Reactive Trace gases, Vogel et al., 2009) Anwendung findet. Für die Verwendung mit ICON wurden jedoch einige Strukturen verändert, um eine flexiblere Handhabung zu erreichen. Dies wurde im Rahmen der Arbeit von Rieger (2016) erzielt.

3.3.1 Das Vulkanascheaerosol

Bisher wurden für die Größenverteilung der Vulkanasche in den Modellsystemen COSMO-ART sowie ICON-ART sechs monodisperse Größenklassen verwendet. Dabei wird die Größenverteilung mittels Anzahldichten für die Durchmesser 1, 3, 5, 10, 15 und 30 μm beschrieben (Vogel et al., 2014). Die Aufteilung basiert auf Flugzeugmessungen von Schumann et al. (2011) in der Nähe von Leipzig. Mit monodispersen Klassen können entweder Massen-

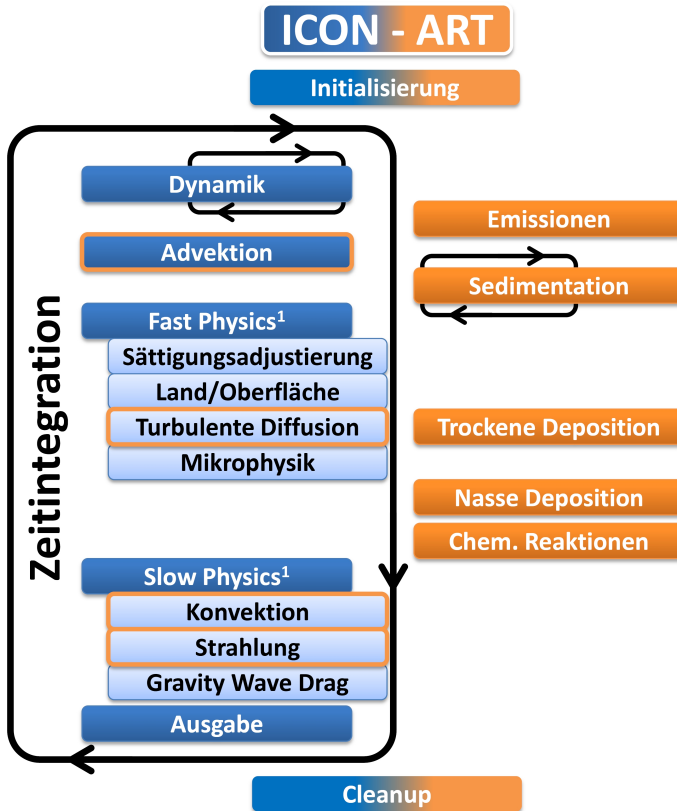


Abbildung 3.1: Online-Kopplung von ICON-ART. Die blau hinterlegten Prozesse werden von ICON durchgeführt. Die orange hinterlegten Prozesse sind Teil von ART. Prozesse in ICON, die einen direkten Einfluss auf Aerosol- und Spurengaskonzentrationen von ART haben, sind in orange umrandet. Die Abbildung wurde Rieger (2016) entnommen und angepasst.

oder Anzahlverteilungen simuliert werden. Zudem sind monodisperse Größenverteilungen nicht stetig. Mit der Verwendung von Lognormalverteilungen können diese Nachteile umgangen werden. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit die Größenverteilung der Vulkanasche um die modale Beschreibung der Vulkanasche erweitert.

3.3.2 Erweiterung um modale Beschreibung des Vulkanascheaerosols

Das baryzentrische Mittel ($\hat{\Psi}$) einer (massen-) spezifischen Variable Ψ wird auf die Dichte von Luft bezogen:

$$\hat{\Psi} = \frac{\overline{\rho\Psi}}{\bar{\rho}}. \quad (3.8)$$

Dabei bedeutet ein Strich ($\bar{\quad}$) über einer Variablen, dass diese Reynoldsgemittelt ist. Das baryzentrische Mittel der (massen-) spezifischen Anzahl $\widehat{\Psi}_{0,l}$ und des Massenmischungsverhältnisses $\widehat{\Psi}_{3,l}$ ergeben sich aus:

$$\widehat{\Psi}_{0,l} = \frac{\overline{\rho\Psi_{0,l}}}{\bar{\rho}} = \frac{\overline{\rho\frac{N_l}{\rho}}}{\bar{\rho}} = \frac{\overline{N_l}}{\bar{\rho}} \quad (3.9)$$

sowie:

$$\widehat{\Psi}_{3,l} = \frac{\overline{\rho\Psi_{3,l}}}{\bar{\rho}} = \frac{\overline{\rho\frac{M_l}{\rho}}}{\bar{\rho}} = \frac{\overline{M_l}}{\bar{\rho}}, \quad (3.10)$$

mit der Anzahlkonzentration N_l und der Massenkonzentration M_l der Mode l . Diese prognostischen Variablen $\widehat{\Psi}_{0,l}$ und $\widehat{\Psi}_{3,l}$ werden für die Berechnung der Lognormalverteilung benötigt. Die Form der Lognormalverteilungen hängt vom Mediandurchmesser $\overline{d_{0,l}}$ bzw. $\overline{d_{3,l}}$ und der Standardabweichung σ_l ab. Die

Tabelle 3.2: Mediandurchmesser und Standardabweichungen, mit denen die drei Vulkanaschemoden in ICON-ART initialisiert werden.

	$d_{0,l,ini}(\mu\text{m})$	$d_{3,l,ini}(\mu\text{m})$	σ_l
ASHA	1,19	1,702	1,41
ASHB	2,32	4,530	1,60
ASHC	3,92	10,146	1,76

spezifische Anzahl an Vulkanaschepartikeln bei einem Durchmesser von d_p ergibt sich zu:

$$\widehat{\Psi}_{0,l}(\ln d_p) = \frac{\widehat{\Psi}_{0,l}}{\sqrt{2\pi\ln\sigma_l}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln d_p - \ln d_{0,l})^2}{2\ln^2\sigma_l}\right), \quad (3.11)$$

und das Massenmischungsverhältnis zu:

$$\widehat{\Psi}_{3,l}(\ln d_p) = \frac{\widehat{\Psi}_{3,l}}{\sqrt{2\pi\ln\sigma_l}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln d_p - \ln d_{3,l})^2}{2\ln^2\sigma_l}\right). \quad (3.12)$$

Für die Beschreibung der Größenverteilung der Vulkanaschepartikel werden drei sich überlappende Lognormalverteilungen verwendet und an Messungen angepasst. Hierzu wurden die quellnächsten Flugzeugmessungen von Schumann et al. (2011) herangezogen (Abbildung 3.2a). Messpunkte mit einem Durchmesser kleiner $1 \mu\text{m}$ wurden nicht verwendet, da angenommen wird, dass es sich bei diesen Partikeln nicht um Vulkanasche sondern um sekundäres Aerosol wie Sulfat handelt, welches aus der Gasphase gebildet wurde. Diese Annahme wird in Marenco et al. (2011) ebenfalls getroffen. Die daraus abgeleiteten Anzahl- und Masseverteilungen sind in Abbildung 3.2b,c dargestellt. Eine Übersicht über die Initialmediandurchmesser und die Standardabweichungen der drei Vulkanaschemoden ist in Tabelle 3.2 gegeben.

Die Standardabweichung wird während des Transports konstant gehalten,

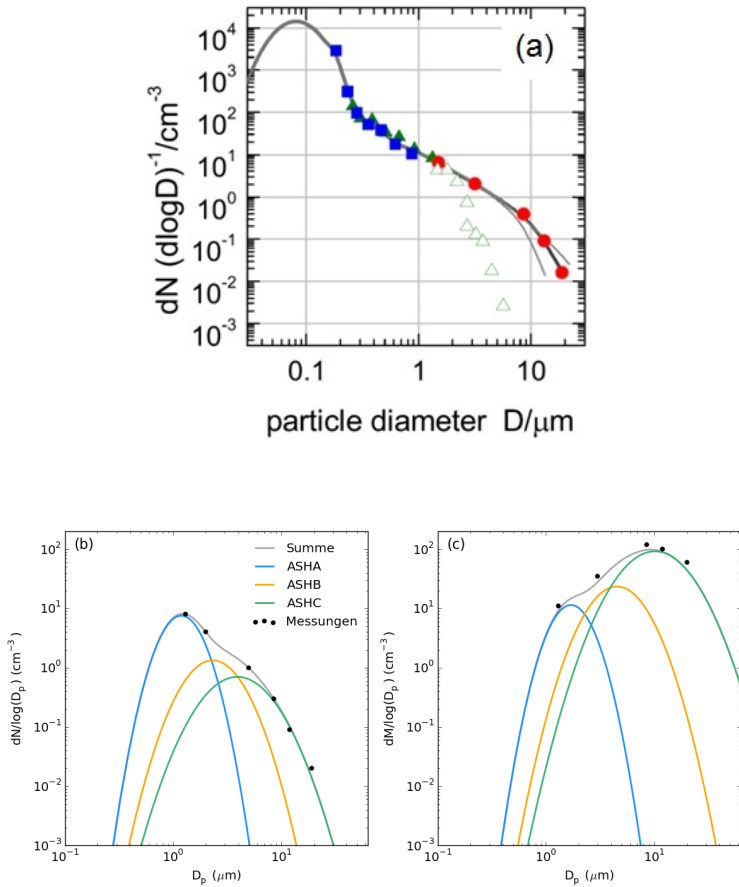


Abbildung 3.2: (a) Größenverteilung der Aschepartikel aus Flugzeugmessungen über dem Nordatlantik (Schumann et al., 2011), (b) an diese Messungen angepasste Anzahlverteilung und (c) aus der Anzahlverteilung berechnete Massenverteilung für die Verwendung in ICON-ART.

daher können die diagnostischen Mediandurchmesser der Anzahl- und Massenverteilung nach Seinfeld und Pandis (2006) voneinander abgeleitet werden:

$$\ln \overline{d_{3,l}} = \ln \overline{d_{0,l}} + 3 \ln^2 \sigma_l. \quad (3.13)$$

Trockene und nasse Deposition, sowie die Tatsache, dass große Partikel schneller sedimentieren als kleine, führen dazu, dass sich das Verhältnis von Anzahl zu Massenkonzentration ändert und sich daher der Mediandurchmesser ändert. Der aktuelle Mediandurchmesser kann aus den prognostischen Variablen, $\widehat{\Psi}_{0,l}$ und $\widehat{\Psi}_{3,l}$, berechnet werden:

$$\overline{d_{0,l}} = \sqrt[3]{\frac{\widehat{\Psi}_{3,l}}{\frac{\pi}{6} \rho_p \exp\left(\frac{9}{2} \ln^2 \sigma_l\right) \widehat{\Psi}_{0,l}}}, \quad (3.14)$$

mit ρ_p der Dichte des Aerosolpartikels, welche im Fall von Vulkanasche mit $2,6 \text{ g cm}^{-3}$ angenommen wird (Schumann et al., 2011; Textor et al., 2006a,b). Die prognostische Gleichung für die zeitliche und räumliche Entwicklung der spezifischen Anzahlen sei hier durch die Flussform der Diffusionsgleichung gegeben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\overline{\rho \widehat{\Psi}_{0,l}})}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\widehat{v \rho \widehat{\Psi}_{0,l}}) - \nabla \cdot (\overline{\rho v'' \Psi''_{0,l}}) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} (v_{\text{sed},0,l} \overline{\rho \widehat{\Psi}_{0,l}}) - W_{0,l} + E_{0,l}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

$\Psi'' = \Psi - \widehat{\Psi}$ beschreibt die Abweichung vom baryzentrischen Mittel und $\nabla \cdot (\overline{\rho v'' \Psi''_{0,l}})$ den turbulenten Fluss der spezifischen Anzahl der Mode l . $v_{\text{sed},0,l}$ ist die Sedimentationsgeschwindigkeit der spezifischen Anzahlverteilung, $W_{0,l}$ die Verlustrate durch nasse Deposition und $E_{0,l}$ die Emissionsrate. Da die Kondensation und die Koagulation noch nicht Bestandteil von ICON-ART

sind, ergibt sich die Diffusionsgleichung für die Massenmischungsverhältnisse analog:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\widehat{\rho\Psi}_{3,l})}{\partial t} = & -\nabla \cdot (\widehat{v\rho\Psi}_{3,l}) - \nabla \cdot (\overline{\rho v''\Psi''_{3,l}}) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} (v_{\text{sed},3,l} \widehat{\rho\Psi}_{3,l}) - W_{3,l} + E_{3,l}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

3.4 Emission von Vulkanasche

In ICON-ART werden spurenstoffabhängige Emissionsparametrisierungen genutzt. Dabei gibt es Punkt- und Flächenquellen sowie Emissionen direkt an der Oberfläche und Emissionen unter Berücksichtigung der effektiven Quellhöhe. Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich die Emission von Vulkanasche berücksichtigt. Diese wird im Folgenden detailliert beschrieben.

Für die Vorhersage von Aschekonzentrationen werden die aktuellen und zukünftigen Emissionsparameter des Vulkanausbruchs benötigt. Die entscheidenden Größen hierbei sind die Höhe, welche die Asche über dem Vulkankrater erreicht, die Quellstärke, sowie der Anteil feiner Vulkanasche an der Gesamtemission, der für den Ferntransport zur Verfügung steht. Relevant sind zudem die Größenverteilung, auf die in Kapitel 3.3.1 näher eingegangen wird, und die Zusammensetzung der Aschepartikel, ihre Dichte, ihre Form und ihre optischen Eigenschaften, welche in Kapitel 4.3 diskutiert werden.

Die größte Herausforderung bei der Vulkanaschevorhersage stellt die Quantifizierung der Quellstärke dar, wohingegen die Fahnenhöhe ein Parameter ist, der aus Beobachtungen abzuleiten ist. Die Grundlage hierfür können Beobachtungen vom Boden durch den Menschen oder eine Webcam oder aus der Luft über Pilotenmeldungen oder aus dem All von Satelliten sein. Dabei muss berücksichtigt werden, ob die Höhe über dem Vulkankrater

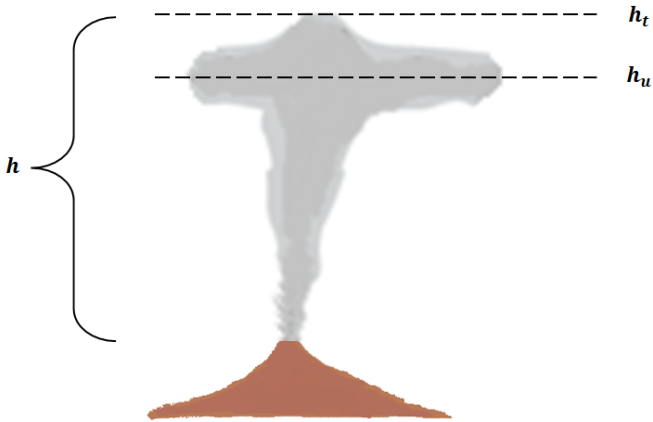


Abbildung 3.3: Obergrenze der Fahne h_t , bis zu der die Emissionen in ICON-ART verteilt werden, Höhe des Gleichgewichtsniveaus h_u und die Fahnenhöhe h , die in die Berechnung der Quellstärke eingeht.

oder über Normalnull angegeben ist. Dies wird in den unterschiedlichen Informationsquellen nicht einheitlich gehandhabt. Mit der Höhe der Fahne ist die tatsächliche Obergrenze der Aschefahne gemeint. In anderen Studien entspricht die Fahnenhöhe manchmal nicht der Obergrenze, sondern dem Gleichgewichtsniveau, also der Höhe in der sich die Vulkanasche am stärksten lateral ausbreitet. Die Obergrenze der Fahne h_t und die Höhe des Gleichgewichtsniveaus h_u sind in Abbildung 3.3 veranschaulicht. Ist die Fahnenhöhe bekannt, kann über die empirische Beziehung nach Mastin et al. (2009a) aus der Fahnenhöhe die Quellstärke E_{tot} wie folgt berechnet werden:

$$E_{tot} = 3.295 \cdot h^{4.15}, \quad (3.17)$$

h ist hierbei die Höhe der Fahne oberhalb des Vulkankraters in km (Abbildung 3.3) und E_{tot} die Quellstärke in kg s^{-1} . In diese Formel fließen Beobachtungen von 34 vergangenen Vulkanausbrüchen ein. Eine ähnliche Formel wurde bereits

zuvor von Sparks et al. (1997), unter Berücksichtigung von 28 Ausbrüchen entwickelt. Die beiden Formeln sind nicht signifikant verschieden. Bisher wurde in ICON-ART zur Berechnung der Quellstärke die Höhe der Fahne über Normalnull verwendet. Diese Beschreibung ist physikalisch nicht korrekt, da die Vulkanasche lediglich die Höhe vom Vulkankrater bis zur Fahnenobergrenze überwindet. Dies wurde angepasst und ist nun in Einklang mit der Beschreibung aus Mastin et al. (2009a,b).

Zur Simulation eines Vulkanausbruchs, für den zu Simulationsbeginn noch keine Beobachtungen der Fahnenhöhe zur Verfügung stehen, kann das vorläufige Arbeitsblatt der Ausgangsparameter für weltweite Vulkaneruptionen (Mastin et al., 2009b) zurate gezogen werden. Diese Tabellen beinhalten die Koordinaten, die Höhe des Kraters und den Eruptionstyp von über 500 Vulkanen. Die Klassifikation in verschiedene Eruptionstypen liefert charakteristische Werte für die Quellhöhe, die Dauer und die Quellstärke. Diese Werte sollten jedoch lediglich für eine erste Abschätzung verwendet werden und alsbald durch Beobachtungen und Messungen ersetzt werden.

Bei unbekannter Fahnenhöhe kann, anstelle der Tabelle, ein eindimensionales Plume-Rise-Modell verwendet werden. Eindimensionale Plume-Rise-Modelle ermöglichen es, die Prozesse einer subskaligen Auftriebsregion im Zusammenhang mit den atmosphärischen Bedingungen physikalisch zu beschreiben. Die Prozesse, die hierbei berücksichtigt werden können, laufen auf einer Skala deutlich unter der Gitterweite eines Global- oder Regionalmodells ab. Dabei kann die atmosphärische Schichtung und der Horizontalwind berücksichtigt werden, welche die Fahnenobergrenze wesentlich beeinflussen können. Diese Sensitivität wurde in Walter et al. (2016) im Fall von Waldbränden dargelegt. Auf die Verwendung eines Plume-Rise-Modells für Vulkanasche in ICON-ART wurde dennoch verzichtet, da zahlreiche Eingabegrößen nötig sind, die schwer zu ermitteln sind. Zudem unterteilt sich der Aufstieg durch den explosiven Auswurf an Vulkanasche in zwei Bereiche: eine Jetregion und eine Auftriebsregion (Mastin, 2007). Um dies simulieren zu können, muss die Geschwindigkeit bekannt sein, mit der das Material aus dem Krater

geschleudert wird. Einen Einfluss hat auch der Gasanteil, der bei der Eruption freigesetzt wird, die Dichte des Materials, die Magmatemperatur und der Radius des Kraters (Woodhouse et al., 2013). Dies sind viele Parameter, die im Ernstfall eines plötzlichen Vulkanausbruchs nicht gegeben sind. Daher wird in ICON-ART weiterhin von der Mastin-Formel (Gl. 3.17) ausgegangen und über die Fahnenhöhe die Quellstärke bestimmt. Eine empirische Fehlerabschätzung zu diesem Verfahren ist in Mastin (2014) gegeben. Der Einfluss von Wind auf die Fahnenhöhe wird in Bursik (2001) und Woodhouse et al. (2013) analysiert. Die Emissionen werden mittels eines Vertikalprofils zwischen der untersten Modellschicht und der Obergrenze der Fahne verteilt. Zwar liegt der Krater, in Abhängigkeit der Gitterweite, in Realität meist deutlich höher als im Modell repräsentiert, jedoch können auf diese Weise bodennahe Strömungen berücksichtigt werden. Es wird das Vertikalprofil von Stohl et al. (2011) basierend auf dem Eyjafjallajökull Ausbruch 2010 verwendet. Dieses Profil wurde durch Inversmodellierung mit Hilfe eines Lagrangemodells abgeleitet und durch eine Normalverteilung angenähert. Um die Emissionen zwischen Fahnenober- und Untergrenze auf die nicht äquidistanten Modellschichten vertikal verteilen zu können, wird die Höhe der Fahnenobergrenze normiert. Dies führt zur dimensionslosen Höhe z^* :

$$z^* = \frac{z}{h}, \quad (3.18)$$

mit der Höhe z über Grund in km und der Höhe h der Fahnenobergrenze in km. Das Vertikalprofil ist gegeben durch:

$$f_e(z^*) = a_1 + a_2 \exp\left(-\left(\frac{z^* - a_3}{a_4}\right)^2\right), \quad (3.19)$$

hierbei ist $a_1 = 0.0076$, $a_2 = 0.9724$, $a_3 = 0.4481$, and $a_4 = 0.3078$. Die höhenabhängige Emission kann anschließend mit

$$E(z^*) = E_{\text{tot}} \frac{f_e(z^*)}{\int_0^1 f_e(z^*) dz^*} \quad (3.20)$$

berechnet werden. Die analytische Lösung des Integrals im Nenner ist durch

$$\int_0^1 f_e(z^*) dz^* = a_1 + 0.5\sqrt{\pi}a_2a_4 \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{1-a_3}{a_4}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{a_3}{a_4}\right) \right] \quad (3.21)$$

gegeben. Das resultierende Profil ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

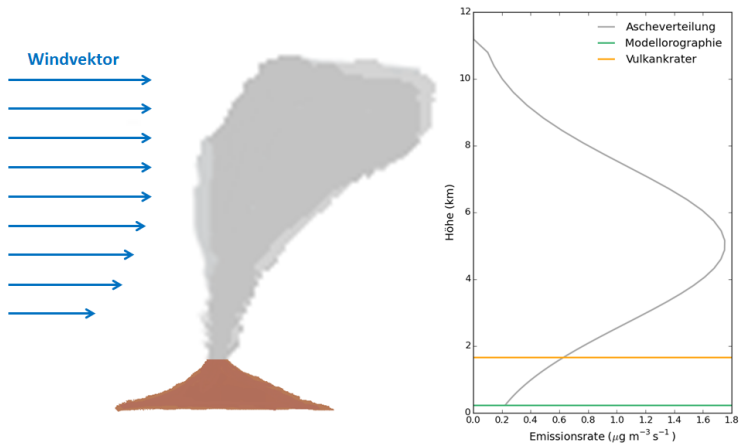


Abbildung 3.4: Vertikalprofil, mit dem die Vulkanascheemissionen über dem Vulkan freigesetzt werden

Die Gesamtemission wird entsprechend der Messungen bei einer monodispersen Beschreibung auf die sechs Größenklassen verteilt. Bei der modalen Beschreibung werden die Emissionen auf die drei Moden verteilt. Dabei ist:

$$\sum_l f_l = 1 = f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 = f_A + f_B + f_C. \quad (3.22)$$

Der Index l steht diesmal für die jeweilige Klasse oder Mode. Das jeweilige f_l berechnet sich im Falle der modalen Beschreibung wie folgt:

$$f_l = \frac{M_{0,l}}{M_{0,A} + M_{0,B} + M_{0,C}} \quad (3.23)$$

Die Emissionsrate E_l der Mode l in $\mu\text{g m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ist gegeben durch

$$E_l = \frac{E(z^*) \cdot f_l}{V} \cdot f_{\text{irt}} \cdot 10^9, \quad (3.24)$$

wobei V das Volumen der Gitterzelle ist und f_{irt} den Anteil an Vulkanasche beschreibt, der zum Ferntransport zur Verfügung steht. Dazu zählen alle Aschepartikel $< 63 \mu\text{m}$. Nach Vogel et al. (2014) wurde für die April-Episode des Eyjafjallajökull Ausbruchs $f_{\text{irt}} = 0,04$ (mit Ausnahme der Periode vom 17.04.2010 00 UTC bis 18.04.2010 12 UTC $f_{\text{irt}} = 0,008$) verwendet. Dieser Wert wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht verändert.

Die Tendenz des Massenmischungsverhältnisses ergibt sich zu

$$\frac{\partial \widehat{\bar{\rho}} \Psi_{3,l}}{\partial t} = E_l. \quad (3.25)$$

Die Tendenz für die spezifisch Anzahl an Vulkanaschepartikeln ergibt sich aus

$$\frac{\partial \widehat{\bar{\rho}} \Psi_{0,l}}{\partial t} = E_l \frac{6}{\pi \rho_p d_{3,l}^3} \exp\left(\frac{9}{2} \ln^2 \sigma_l\right). \quad (3.26)$$

3.5 Advektionsschema

Da eine effiziente und numerisch genaue Lösung der zeitlichen Änderung einer massenspezifischen Variablen durch Advektion schwierig ist, wird die Advektion in eine vertikale und eine horizontale Komponente unterteilt:

$$\left. \frac{\partial \bar{\rho} \widehat{\Psi}}{\partial t} \right|_{adv} = -\nabla \cdot (\bar{\rho} \widehat{\Psi} \widehat{v}) = - \left(\nabla_H \cdot (\bar{\rho} \widehat{\Psi} \widehat{v}_H) + \frac{\partial}{\partial z} \cdot (\bar{\rho} \widehat{\Psi} w) \right). \quad (3.27)$$

Für die Lösung der einzelnen Komponenten werden dann unterschiedliche Verfahren verwendet. Das Advektionsschema ist massenerhaltend und lineare Korrelationen bleiben erhalten. Dies ist besonders für die Ausbreitung von Aerosolpartikeln von Bedeutung.

3.6 Sedimentation

Die Sedimentation wird in ICON-ART als zusätzliche, abwärtsgerichtete Vertikaladvektion betrachtet. Die Sedimentationsgeschwindigkeit hängt von der Partikelgröße ab und wird nach Riemer (2002) wie folgt berechnet:

$$v_{sed,0,l} = \frac{g \cdot \rho_p \cdot d_{0,l}^2}{18\nu \cdot \bar{\rho}} \left(\exp(2 \ln^2 \sigma_l) + 1.246 \frac{2\lambda_{air}}{d_{0,l}} \exp\left(\frac{1}{2} \ln^2 \sigma_l\right) \right) \quad (3.28)$$

$$v_{sed,3,l} = \frac{g \cdot \rho_p \cdot d_{0,l}^2}{18\nu \cdot \bar{\rho}} \left(\exp(8 \ln^2 \sigma_l) + 1.246 \frac{2\lambda_{air}}{d_{0,l}} \exp\left(\frac{7}{2} \ln^2 \sigma_l\right) \right) \quad (3.29)$$

Mit ν der kinematischen Viskosität von Luft und λ_{air} der mittleren freien Weglänge von Luft.

3.7 Turbulente Diffusion und Deposition

In ICON wird die Änderungsrate durch turbulente Flüsse mit einem eindimensionalen, vertikalen turbulenten Diffusionsschema berechnet, wobei die prognostische Gleichung für die turbulente kinetische Energie gelöst wird

(Raschendorfer, 2001). Um dieses für die ART-Komponenten zu nutzen, wird der Bodenfluss durch die Geschwindigkeit der trockenen Deposition parametrisiert. Die Depositionsgeschwindigkeit ist in Riemer (2002) gegeben. Die nasse Deposition beinhaltet in ICON-ART bisher nur das Einfangen von Aerosolpartikeln durch den Niederschlag unterhalb der Wolke (Rinke, 2008), nicht aber das Auswaschen von Wolkenkondensationskeimen oder Eiskeimen.

3.8 Konvektive Prozesse

Bei groben Modellgittern findet die Konvektion subskalig statt. In diesen Fällen muss konvektiver Transport und Durchmischung parametrisiert werden. In ICON wird die Parametrisierung nach Bechtold et al. (2008) verwendet, welche den konvektiven Transport von Spurenstoffen in flacher und hochreichender Konvektion erlaubt. Dieser Beitrag tritt dann zusätzlich zum Advektionsterm in Gleichung 3.15 und Gleichung 3.16 auf. Für die Simulationen mit einer Maschenweite von 2,5 km und kleiner wird die Konvektionsparametrisierung ausgeschaltet.

3.9 Strahlung

In ICON wird als Strahlungsschema das Rapid Radiative Transfer Model (RRTM, Mlawer et al., 1997) verwendet. Damit werden Strahlungsflüsse und Kühlraten für 30 Wellenlängenbanden zwischen 0,2 und 1000 μm berechnet. Die Implementierung von RRTM in ICON erfolgte analog zur Implementierung von RRTM in IFS (Integrated Forecasting System) welches vom ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecasts) betrieben wird.

In den 14 kurzwelligeren Banden des RRTM wird die Absorption und die Streuung an Aerosolpartikeln berücksichtigt. Für diesen Wellenlängenbereich werden daher die Parameter optische Dicke, Einfachstreueralbedo und Asymmetrieparameter benötigt. In den 16 langwelligeren Banden ist die Einfachstreueralbedo deutlich kleiner als im kurzwelligeren (vgl. Abbildung 4.6), daher spielt nur

die Absorption eine Rolle, folglich wird alleine die optische Dicke benötigt. Bisher werden diese Parameter anhand von monatlichen Mittelwerten, sogenannten Aerosolklimatologien, vorgegeben. ICON verfügt über verschiedene Aerosolklimatologien. Die Tegen-Klimatologie beispielsweise besteht aus verschiedenen Aerosoltypen, wie kontinentalem und maritimem Aerosol, Mineralstaub, sowie städtischem und stratosphärischem Hintergrundaerosol (Tegen et al., 1997). Mit diesen Klimatologien können jedoch keine einzelnen Aerosolereignisse repräsentiert werden, welche auf einer zeitlich kleineren Skala auftreten.

Mit Hilfe von ICON-ART kann die aktuelle Aerosolkonzentration simuliert werden. Auf diese Weise kann die hohe Variabilität der Aerosolkonzentration berücksichtigt und Extremereignisse beschrieben werden. Die simulierte Aerosolkonzentration wird verwendet, um die Wechselwirkungen mit der Strahlung zu simulieren. Dazu sind die optischen Eigenschaften der Aerosolpartikel von entscheidender Bedeutung, welche im folgenden Kapitel besprochen werden.

4 Erweiterung von ICON-ART um die Vulkanasche- Strahlungswechselwirkungen

In diesem Kapitel werden die Vulkanasche-Strahlungswechselwirkungen behandelt, die im Zuge dieser Arbeit in das Modellsystem ICON-ART integriert wurden. Zunächst wird grundlegend auf den Einfluss von Aerosol auf die Strahlungsübertragung eingegangen. Diese Beschreibung orientiert sich an Petty (2006) und Mishchenko et al. (2002). Anschließend wird die Umsetzung in ICON-ART dargestellt. Für die Modellsimulationen werden die optischen Eigenschaften der Vulkanasche benötigt. Diese sind abhängig von der Wellenlänge der Strahlung, der Partikelgröße, ihrer Form, Dichte und ihren Materialeigenschaften, welche durch den komplexen Brechungsindex beschrieben werden. Auf die Beschreibung der Größenverteilung von Vulkanasche, sowie ihre Dichte, wird in Kapitel 3.3.1 eingegangen. Die Form der Partikel wird in 6.3 diskutiert. Der Brechungsindex von Gestein vulkanischen Ursprungs wurde bereits in zahlreichen Studien gemessen. Hierzu habe ich im Rahmen dieser Arbeit eine umfangreiche Literaturstudie durchgeführt, welche eine Übersicht über alle mir bekannten Analysen von Gesteinspartikeln vulkanischen Ursprungs liefert, um eine plausible Grundlage für diesen Parameter zu schaffen. Die Berechnung der optischen Eigenschaften erfolgt in diesem Kapitel schließlich über die Mie-Theorie und der damit verbundenen Annahme von sphärischen Partikeln.

4.1 Aerosol und Strahlung

Im Vakuum breitet sich paralleles monochromatisches Licht ohne Änderungen in seiner Intensität oder Polarisation aus. Wird jedoch ein kleines Partikel dem Lichtstrahl ausgesetzt, treten verschiedene Effekte auf. Zum einen kann das Partikel durch Absorption einen Teil der im Strahl vorhanden Energie in andere Formen von Energie, wie beispielsweise Wärme, umwandeln. Des Weiteren kann es einen Teil der einfallenden Energie in alle Richtungen streuen. Dabei wird die Polarisation des Lichts geändert, während die Frequenz dieselbe bleibt. Dieser Effekt wird elastische Streuung genannt. Die Verminderung der Energie des einfallenden Lichtstrahls durch Absorption und Streuung wird Extinktion genannt. Wenn die Temperatur des Partikels nicht null ist, dann emittiert das Partikel zudem Strahlung mit allen Frequenzen in alle Richtungen. Dies wird thermische Emission genannt.

Diese Effekte, die beim Eintritt einer elektromagnetischen Welle in ein Medium oder beim Übergang von einem Medium in ein anderes auftreten, hängen von den Materialeigenschaften ab. Diese werden durch den komplexen Brechungsindex B_λ beschrieben und sind Wellenlängenabhängig.

$$B_\lambda = \Re(B_\lambda) + \Im(B_\lambda) = n_R + in_I \quad (4.1)$$

Der Realteil des Brechungsindex bestimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle durch das Medium und verursacht daher Brechung und Reflexion. Der Realteil ist als Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit c' zur Lichtgeschwindigkeit im Vakuum gegeben:

$$n_R = \frac{c}{c'}. \quad (4.2)$$

Ist der Imaginärteil des Brechungsindex größer null, so tritt Absorption innerhalb des Mediums auf:

$$n_I = \frac{\beta_a \lambda}{4\pi}, \quad (4.3)$$

mit dem Absorptionskoeffizienten β_a in m^{-1} .

Das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreibt die Transmission T von Licht durch ein Medium:

$$T(z) = \frac{I(z)}{I_0} = \exp(-\beta_e z) \quad (4.4)$$

Die Strahlungsintensität monochromatischen Lichts nimmt beim Gang durch ein einheitliches Medium exponentiell ab. I_0 ist die Intensität des einfallenden Lichts und $I(z)$ die Strahlungsintensität nach einem Weg z im Medium.

Im allgemeinen wird die Intensität in eine Richtung nicht nur durch Absorption, sondern auch durch Streuung in andere Richtungen abgeschwächt. Der Extinktionskoeffizient β_e ergibt sich aus der Summe des Absorptionskoeffizienten und des Streukoeffizienten β_s :

$$\beta_e = \beta_a + \beta_s \quad (4.5)$$

Die Fähigkeit eines einzelnen Partikels Extinktion zu verursachen wird im Verhältnis zu seiner geometrischen Querschnittsfläche $A_p = \pi r^2$ beschrieben:

$$Q_e = \frac{C_e}{A_p}. \quad (4.6)$$

Dabei ist C_e der Extinktionsquerschnitt des Partikels und Q_e die Extinktionseffizienz. Wenn sich innerhalb des Lichtstrahls mehrere Partikel mit

einer Anzahlkonzentration N befinden, dann kann die durch diese Partikel verursachte Extinktion mit dem Volumenextinktionskoeffizient β_e

$$\beta_e = C_e N \quad (4.7)$$

beschrieben werden. Der Volumenextinktionskoeffizient ist gleichermaßen durch die Extinktion eines Lichtstrahls durch ein Volumen mit Partikeln einer bestimmten Masse gegeben:

$$\beta_e = \rho_p k_e \quad (4.8)$$

und abhängig von der Partikeldichte ρ_p und dem massenspezifischen Extinktionskoeffizienten k_e . Der massenspezifische Extinktionskoeffizient hat die Einheit Fläche pro Masse. Der Volumenextinktionskoeffizient einer Mischung von Partikeln mit l unterschiedlichen Extinktionskoeffizienten, ergibt sich über die Summe der einzelnen Komponenten:

$$\beta_e = \sum_l \beta_{e,l} = \sum_l \rho_p k_{e,l}. \quad (4.9)$$

Mit dem Volumenextinktionskoeffizienten und der exponentiellen Abnahme der Intensität nach Gl. 4.4 ergibt sich die optische Dicke entlang des Weges zwischen z_1 und z_2 zu:

$$\tau_e(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \beta_e(z) dz. \quad (4.10)$$

Mit Hilfe der Einfachstreuabede ω lassen sich die Beiträge von Streuung und Absorption an der Extinktion angeben. Diese kann gleichermaßen über Volumenstreu- und Volumenabsorptionskoeffizienten, massenspezi-

fischen Streu- und Absorptionskoeffizienten oder Streu- und Absorptionsquerschnitt beschrieben werden:

$$\omega = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_a} = \frac{\beta_s}{\beta_e} = \frac{k_s}{k_e} = \frac{C_s}{C_e}. \quad (4.11)$$

Eine Einfachstreueralbedo von eins weist auf ein Medium hin, in dem das Licht nur gestreut wird. Tritt hingegen nur Absorption auf, dann wird die Einfachstreueralbedo null.

Die Streuung von Licht kann in alle Richtungen erfolgen. Jedoch wird dies, für eine effiziente Berechnung der Strahlungsübertragung in numerischen Wettervorhersagemodellen, auf die Vorwärts- und Rückwärtsstreuung reduziert. Mit dem Asymmetrieparameter g wird die Richtung der Streuung beschrieben.

$$-1 \leq g \leq 1 \quad (4.12)$$

Bei $g > 0$ wird die Strahlung hauptsächlich vorwärts, bei $g < 0$ hauptsächlich zurück gestreut. Bei $g = 0$ handelt es sich um isotrope Streuung, $g = 1$ bedeutet, dass die gesamte Strahlung in ihre ursprüngliche Richtung gestreut wird.

4.2 Vulkanasche-Strahlungswechselwirkungen in ICON-ART

In Zusammenarbeit mit Daniel Rieger und Philipp Gasch habe ich ein neues ART-Modul geschrieben, welches die Beschreibung der Strahlungswechselwirkungen erlaubt. Dabei wurde neben den Strahlungswechselwirkungen mit Vulkanasche, die im Fokus dieser Arbeit stehen, die Strahlungswechselwirkungen mit Mineralstaub eingebaut (Gasch, 2016).

Dieses neue Modul kombiniert die optischen Eigenschaften aus den Aerosolklimatologien mit den optischen Eigenschaften des simulierten Aerosols. Dazu werden nur die Beiträge der Aerosoltypen aus den Klimatologien verwendet, welche aktuell nicht direkt mit ART simuliert werden. Im Falle

dieser Arbeit wird der Strahlungseinfluss von Vulkanasche online berechnet. Für den Mineralstaub, Seesalz, anthropogenes Aerosol und stratosphärisches Hintergrundaerosol werden die klimatologischen Werte verwendet. Basierend auf Mie-Rechnungen (Kapitel 4.3.3) sind für die optischen Eigenschaften des ART-Aerosols Nachschlagtabellen erstellt worden, welche die Parameter massenspezifische Extinktion $k_{el,j}$, Einfachstreueralbedo $\omega_{l,j}$ und Asymmetrieparameter $g_{l,j}$ enthalten. Diese sind jeweils in Abhängigkeit der 30 Wellenlängenbanden j und der Aerosolmode l angegeben und stehen für die weitere Berechnung zur Verfügung.

Der volumenspezifische Extinktionskoeffizient kann aus dem aktuellen Massenmischungsverhältnis und der Luftdichte berechnet werden:

$$\beta_{el,j} = k_{el,j} \cdot \rho \cdot \Psi_{3,l} \cdot 10^{-6}. \quad (4.13)$$

Der Faktor 10^{-6} ist nötig, da die massenspezifische Extinktion in $\text{m}^2 \text{g}^{-1}$ und das Massenmischungsverhältnis der Vulkanasche in $\mu\text{g kg}^{-1}$ vorliegt.

Nach Gleichung 4.11 lässt sich aus der Einfachstreueralbedo und dem volumenspezifischen Extinktionskoeffizient der volumenspezifische Streukoeffizient ableiten:

$$\beta_{sl,j} = \omega_{l,j} \cdot \beta_{el,j}. \quad (4.14)$$

Um den Asymmetrieparamter zu erhalten, muss ein gewichtetes Mittel über das ART-Aerosol und die Aerosolklimatologie gebildet werden. Dazu wird die Hilfsvariable $\chi_{l,j}$ eingeführt:

$$\chi_{l,j} = \beta_{sl,j} \cdot g_{l,j}. \quad (4.15)$$

Diese Größen können allesamt über alle Moden aufaddiert werden, sodass die resultierenden Parameter nur noch von der Wellenlänge abhängen:

$$\beta_{e j} = \sum_{l=1}^L \beta_{e l, j}, \quad (4.16)$$

$$\beta_{s j} = \sum_{l=1}^L \beta_{s l, j}, \quad (4.17)$$

$$\chi_j = \sum_{l=1}^L \chi_{l, j}. \quad (4.18)$$

Für die Verwendung in RRTM müssen diese Parameter jedoch pro Modellschicht vorliegen. Daher werden diese Werte mit der jeweiligen Höhe der Modellschicht Δz multipliziert:

$$\tau_{e j} = \beta_{e j} \cdot \Delta z, \quad (4.19)$$

$$\tau_{s j} = \beta_{s j} \cdot \Delta z, \quad (4.20)$$

$$\xi_j = \chi_j \cdot \Delta z. \quad (4.21)$$

Diese Umrechnung erlaubt es nun, die Werte des ART-Aerosols mit den Werten der Aerosolklimatologie (c) zu kombinieren:

$$\tau_{e j}^* = \tau_{e c j} + \tau_{e j}, \quad (4.22)$$

$$\tau_{s j}^* = \tau_{s c j} + \tau_{s j}, \quad (4.23)$$

$$\omega_j^* = \frac{\tau_{s j}^*}{\tau_{e j}^*}, \quad (4.24)$$

$$\xi_j^* = \xi_{c j} + \xi_j, \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} g_j^* &= \frac{\xi_j^*}{\tau_{s j}^*} = \frac{\xi_{c j} + \xi_j}{\tau_{s c j} + \tau_{s j}} = \frac{\xi_{c j} + \chi_j \cdot \Delta z}{\tau_{s c j} + \beta_{s j} \cdot \Delta z} \\ &= \frac{\xi_{c j} + \sum_{l=1}^L \beta_{s l, j} \cdot g_{l, j} \cdot \Delta z}{\tau_{s c j} + \beta_{s j} \cdot \Delta z}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

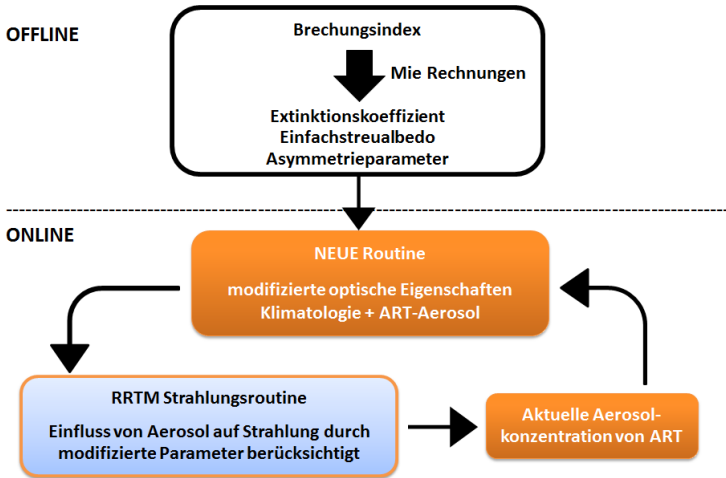


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Module zur Berücksichtigung der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen. Das weiß hinterlegte Modul bereitet die Daten im Voraus auf.

Die nun in der neuen Routine berechneten Parameter optische Dicke $\tau_{e,j}^*$, Einfachstreuquerschnitt ω_j^* und Asymmetrieparameter g_j^* werden dann an die RRTM-Strahlungsroutine übergeben. Das Strahlungsschema berechnet daraus den Einfluss des Aerosols auf die Strahlung. Durch die modifizierte Strahlung ändert sich der Atmosphärenzustand. Dieser hat im nächsten Zeitschritt Auswirkungen auf die Aerosolkonzentration, welche anschließend wieder in die ART-Strahlungsroutine einfließt. Dieser Ablauf ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. In Ergänzung zu den Aerosol-Strahlungswechselwirkungen wird die optische Dicke für die bei Beobachtungen gängigen Wellenlängen berechnet. Die optische Dicke ergibt sich durch die Integration von Gleichung 4.19 über alle Modellschichten.

4.3 Bestimmung der optischen Eigenschaften von Vulkanasche

Der dimensionslose Größenparameter x ist definiert als

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}. \quad (4.27)$$

Zur Erstellung der Nachschlagtabellen für die Parameter massenspezifische Extinktion $k_{el,j}$, Einfachstreuabschattung $\omega_{l,j}$ und Asymmetrieparameter $g_{l,j}$ der 30 Wellenlängenbanden des RRTM in ICON-ART zwischen 0,2 bis 1000 μm treten Größenparameter von 0,002 bis 950 auf. Der relevante Bereich ist in Abbildung 4.2 rot hinterlegt und liegt hauptsächlich im Bereich der Mie- und Rayleigh-Streuung. Die Mie-Theorie ist auch für den Bereich der Rayleigh-Streuung gültig, die lediglich eine vereinfachte Beschreibung, in diesem Größenparameterbereich, darstellt. Unter Annahme von sphärischen Partikeln kann somit die Extinktionseffizienz mit Hilfe von Mie-Rechnungen aus dem Brechungsindex bestimmt werden.

4.3.1 Mie-Theorie

Mie (1908) verwendet die Maxwell-Gleichungen, um mit Hilfe der Wellengleichungen für elektromagnetische Strahlung im dreidimensionalen Raum die optischen Eigenschaften sphärischer Partikel abzuleiten (Petty, 2006). Diese Wellengleichungen werden in sphärischen Polarkoordinaten mit geeigneten Randbedingungen an der Oberfläche des sphärischen Partikels formuliert. Daraus resultiert eine separate partielle Differentialgleichung, deren Lösung als unendliche Reihe orthogonaler Funktionen, sphärischer Bessel-Funktionen

und zugehörigen Legendre-Polynomen besteht. Damit kann die Extinktions- und Streueffizienz eines sphärischen Partikels wie folgt geschrieben werden:

$$Q_e = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re(a_n + b_n), \quad (4.28)$$

$$Q_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n| + |b_n|). \quad (4.29)$$

Dabei sind a_n und b_n die Mie-Streukoeffizienten, welche abhängig vom Größenparameter x und dem relativen Brechungsindex m sind. Dieser ergibt sich zu

$$m = \frac{B_{\lambda,2}}{B_{\lambda,1}}, \quad (4.30)$$

mit $B_{\lambda,2}$ dem Brechungsindex des Partikels und $B_{\lambda,1}$ dem Brechungsindex der Umgebung. Die Anzahl der Terme, nach der die Reihe abgebrochen werden kann und damit die Mie-Streukoeffizienten genähert werden können, hängt vom Größenparameter ab.

Um aus der Extinktionseffizienz $Q_e(l, \lambda, B_\lambda)$ den volumenspezifischen Extinktionskoeffizienten einer lognormalen Partikelgrößenverteilung l zu erhalten, wird die folgende Integration durchgeführt:

$$\beta_e(l, \lambda, B_\lambda) = \int_0^\infty \frac{\pi d_p^2}{4} Q_e(d_p, \lambda, B_\lambda) \Psi_{0,l}(d_p) dd_p. \quad (4.31)$$

Dabei muss der Durchmesser d_p die gleichen Werte aufweisen wie die Beschreibung der Lognormalverteilung für die Mie-Rechnung. Da in

ICON-ART jedoch der massenspezifische Extinktionskoeffizient $k_e(l, \lambda, B_\lambda)$ verwendet wird, folgt aus Gleichung 4.8:

$$\begin{aligned}
 k_e(l, \lambda, B_\lambda) &= \frac{\int_0^\infty \frac{\pi d_p^2}{4} Q_e(d_p, \lambda, B_\lambda) \Psi_{0,l}(d_p) dd_p}{\int_0^\infty \Psi_{3,l}(d_p) dd_p} \\
 &= \frac{\int_0^\infty \frac{\pi d_p^2}{4} Q_e(d_p, \lambda, B_\lambda) \Psi_{0,l}(d_p) dd_p}{\int_0^\infty \rho \left[\frac{\pi}{6} d_p^3 \right] \Psi_{0,l}(d_p) dd_p}.
 \end{aligned}
 \tag{4.32}$$

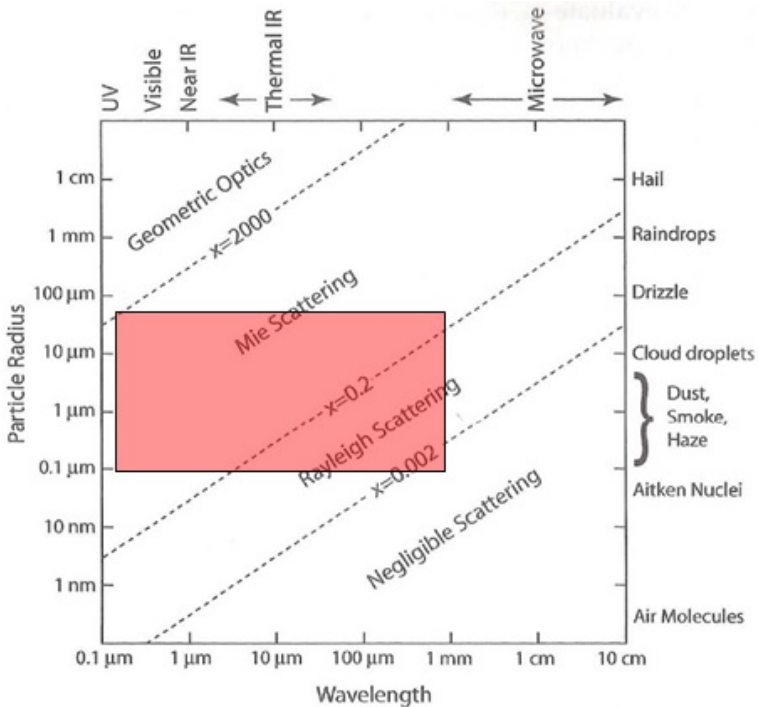


Abbildung 4.2: Streuregime in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Partikelgröße. Der rote Kasten markiert den Bereich, der für die Berechnungen relevant ist, basierend auf der lognormalen Größenverteilung von Vulkanasche und den Wellenlängenbanden des RRTM. Abbildung nach Petty (2006).

4.3.2 Literaturstudie Brechungsindex

Der komplexe Brechungsindex ist eine Stoffeigenschaft und muss durch Messungen gewonnen werden. Die verschiedenen Messungen unterscheiden sich in Methodik, Wellenlängenbereich und Ursprung des vulkanischen Materials. Es sind Daten zahlreicher Vulkanausbrüche vorhanden, einzelne Ausbrüche werden in mehreren Referenzen behandelt. Die wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Diese Tabelle beinhaltet die Referenz, die Herkunft, die Art der Probennahme, den Siliziumdioxidanteil und die untersuchten Wellenlängen. Vulkanisches Gestein lässt sich anhand seiner chemischen Zusammensetzung klassifizieren. Bei Wyatt et al. (2001) erfolgt eine einfache Klassifizierung anhand des Massenanteils von Quarz und Alkalifeldspäte. Der Massenanteil von Siliziumdioxidanteil beträgt bei Basalt mindestens 45 %. Ab 57 % handelt es um Andesite und ab 70 %, verbunden mit einer einem erhöhten Anteil der Alkalifeldspäte, handelt es sich um Obsidian. Zwischen diesen Klassen gibt es die Abstufungen basaltisches Andesite und Dacite. Im Bereich von Basalt und Andesite ist der Anteil der Alkalifeldspäte kleiner 6 %. Zur Bestimmung des komplexen Brechungsindex wurden verschiedene Analysemethoden verwendet.

Ball et al. (2015) verwenden die Becke-Linienmethode (Becke, 1896) zur Bestimmung des Realteils. Dabei werden die Aschepartikel in eine Flüssigkeit mit bekanntem Brechungsindex getaucht und unter einem Lichtmikroskop betrachtet. Brechung und Totalreflexion verursachen einen gebündelten Lichtstrahl an der Grenzfläche zwischen Partikel und Flüssigkeit, bekannt als Becke-Linie. Wird ein Partikel fokussiert, wandert die Becke-Linie in das Material mit dem größeren Brechungsindex. Die Verwendung verschiedener Flüssigkeiten mit kleinen Abstufungen im Brechungsindex ermöglichen die Bestimmung des Brechungsindex des Partikels. Der Imaginärteil wurde bei Ball et al. (2015) aus der Schwächung des Lichts durch die Asche abgeleitet. Dazu wurde die Ascheprobe in eine Flüssigkeit gebracht, die dem Realteil des Brechnungsindex am nächsten kommt. Dadurch kann

Tabelle 4.1: Parameter der verschiedenen Studien zur Messung des Brechungsindex vulkanischen Materials.

Referenz	Probe	Ursprung	SiO ₂ [wt%]	Wellenlänge [μm]
Ball et al. (2015)	Askja (1875)	Sediment ^d	70,65	0,45, 0,5467, 0,65
"	Aso (1993)		52,55	"
"	Augustine (2006)	Sediment ^b	56,4-63,3	"
"	Chaitén (Mai 2008)	Sediment ^c	73,23	"
"	Etna (Nov 2002)		47,14	"
"	Eyjafjallajökull (Mai 2010)		58,03	"
"	Grimsvötn (Mai 2005)		49,40	"
"	Nisyros	Tephra ^d	69,67	"
"	Okmok (Juli 2008)			"
"	Spurr (Aug 1992)			"
"	Tongariro (Nov 2012)		59,37	"
Egan et al. (1975)	Andesite	Gestein	55,10	0,185-0,4
"	Basalt	Gestein	51,45	"
Fourie (2012)	Eyjafjallajökull (2010)			1,250-25
Grainger et al. (2013)	Aso (1993)	Sediment	54,71 ^e	1-20
Krotkov et al. (1999)	Spurr (19.8.1992)	Sediment	50-70	0,34, 0,36, 0,38
Patterson (1981)	St. Helens (18.5.1980)	Sediment		0,3-0,7
Patterson et al. (1983)	El Chichon (1982)	Sediment		0,5
Pollack et al. (1973)	Andesite	Gestein	54,15	0,2-50
"	Basalt	Gestein	53,25	"
"	Obsidian	Gestein	76,20	"
Rocha-Lima et al. (2014)	Eyjafjallajökull (2010)	Sediment		0,3-25
Volz (1973)	Volcanic dust			0,2-40

^aSparks et al. (1981), ^bLarsen et al. (2010), ^cWatt et al. (2009), ^dLongchamp et al. (2011), ^eOno et al. (1995)

angenommen werden, dass das Licht den Partikel geradlinig durchdringt ohne die Richtung durch Brechung zu verändern. Daher ist der Lichtweg durch das Partikel und neben dem Partikel der Gleiche. Auf diese Weise kann die Absorption der Probe bestimmt werden, da die Trägerflüssigkeit Licht nicht absorbiert. Fourie (2012) und Grainger et al. (2013) messen die Transmission durch eine Partikelprobe, die in Kaliumbromid (KBr) suspendiert ist, mit einem Spektrometer. KBr hat im mittleren infraroten Bereich einen nahezu konstanten realen Brechungsindex und absorbiert kaum. Anschließend wird die Methode von Thomas et al. (2005) angewandt, um den komplexen Brechungsindex zu erhalten. Dabei wird ein Modell eines klassischen gedämpften Oszillators, der molekularen Absorption in Verbindung mit Mie Streuung berechnet, angewandt. Damit werden Extinktionsspektren modelliert, welche dann mittels eines numerischen Algorithmus an die Messungen gefittet werden. Pollack et al. (1973) führen Reflexionsmessungen mit polarisiertem Licht am Brewsterwinkel durch. In Kombination mit Transmissionsspektren eines Satzes von Proben unterschiedlicher Dicke kann der Imaginärteil des Brechungsindex abgeleitet werden. Unter Verwendung der Fresnelschen Formel kann der Realteil des Brechungsindex mit dem Reflexionsspektrum berechnet werden. Ab einer Wellenlänge von $5 \mu\text{m}$ sind die Transmissionmessungen nicht mehr verlässlich, da die Absorption zu groß wird. Daher werden die optischen Parameter alleine vom Reflexionsspektrum mittels Streutheorie bestimmt. Volz (1973) misst das Reflexionsvermögen der reinen Probe, um den Realteil zu bestimmen. Der Imaginärteil wird durch die Transmission der Partikel-KBr-Suspension bestimmt. In Patterson (1981) ist nur der Imaginärteil des Brechungsindex angegeben. Dieser wird durch die totale diffuse Reflexion eines weißen Richtmaterials (BaSO_4), sowie die Reflexion der darin eingemischten und stark gestreckten Aerosolprobe gemessen. Dabei wird angenommen, dass die Streuung der gestreckten Aerosolprobe dem des Richtmaterials entspricht. Der Absorptionskoeffizient des Aerosols wird anschließend durch Reflexionsmessungen, die auf der Kubelka-Munk-Theorie beruhen, bestimmt. Diese Theorie setzt die totale

diffuse Reflexion und das Verhältnis von Absorption zu Streuung ins Verhältnis. Krotkov et al. (1999) messen den Realteil durch die Reflexion bei senkrechtem Lichteinfall. Für den Imaginärteil verwenden sie die gleiche Methode wie Patterson (1981). Egan et al. (1975) verwenden eine modifizierte Version der Kubelka-Munk-Theorie mit dem Ziel, Ergebnisse ohne Streueinfluss zu bekommen. Dazu verwendeten sie zwei Probetypen. Die eine, polierte Probe wird zu Messungen der Reflexion am Brewsterwinkel verwendet. Für die Zweite wird Pulver der Probe in KBr suspendiert, um diffuse Transmissions- und Reflexionsmessungen durchzuführen. Rocha-Lima et al. (2014) untersuchen feine Aschepartikel aus Bodenproben des Eyjafjallajökull. Für den Realteil nehmen sie einen konstanten Wert von 1,68 aus der Literatur an. Aus Messungen der spektralen Reflexion in Abhängigkeit der Masse wird durch ein Optimierungsverfahren die Absorptionseffizienz bestimmt. Der Imaginärteil ist bei ihnen, unter Annahme der Mie Theorie für sphärische Partikel, sowie unter Verwendung der T-Matrix für Rotationsellipsoide, angegeben.

In Abbildung 4.3 ist der Realteil des Brechungsindex in Abhängigkeit der Wellenlänge, zwischen 0,2 und 50 μm , für die Literaturwerte dargestellt. Der Realteil ist im kurzwelligen bis zum Beginn des mittleren Infrarot nahezu konstant. Lediglich die Messungen von Pollack et al. (1973) zeigen eine Zunahme mit abnehmenden Wellenlängen für den Bereich kleiner 0,4 μm . Im Langwelligen variiert der Realteil zwischen den Werten 0,5 und 3,4. Die Messproben sind basierend auf ihrer mineralischen Zusammensetzung in die Klassen Basalt (rot), Andesite (blau), Dacite (grünblau) und Obsidian (grün) eingeordnet. Schwarz steht für nicht näher klassifizierbaren „Vulkanstaub“. Dieser weist zugleich die größten Abweichungen zu den übrigen Messungen auf.

Der Imaginärteil des Brechungsindex ist aufgrund des großen Wertebereichs in zwei Abbildungen unterteilt. Abbildung 4.4 zeigt den kurzwelligen Teil und Abbildung 4.5 den infraroten und langwelligen Teil. Die stärksten Variationen im Imaginärteil im kurzwelligen Bereich wurden von Patterson (1981) und

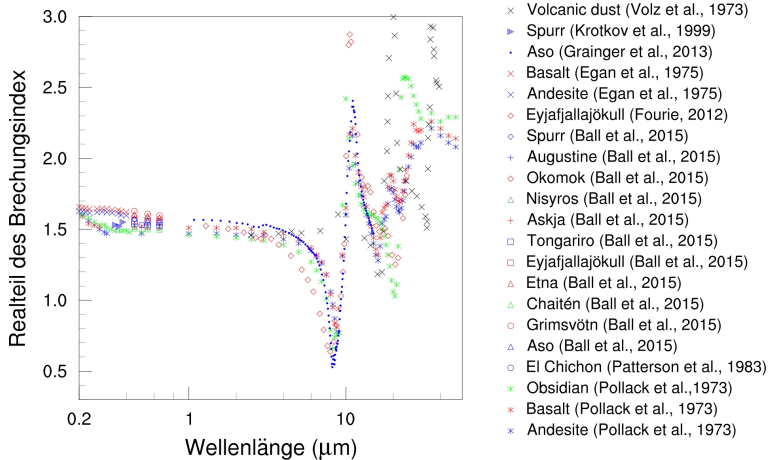


Abbildung 4.3: Realteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die verschiedenen Messungen. Der Farbkode steht für die Klassifizierung des vulkanischen Gesteins.

Rocha-Lima et al. (2014) gemessen. Bei ihnen nimmt der Imaginärteil mit abnehmender Wellenlänge zu. Auch Krotkov et al. (1999) erreicht sehr hohe Werte, möglicherweise auf Grund der Messmethode, welche dieselbe wie bei Patterson (1981) ist. Alle weiteren Messungen variierten geringfügiger. Die meisten Messwerte liegen zwischen 0 und $2 \cdot 10^{-3}$. Ein typisches Verhalten für die jeweiligen Klassen ist kaum zu erkennen. Obsidian (Pollack et al., 1973), sowie die Proben von Chaitén und Nisyros weisen besonders niedrige Werte auf. Auch im langwelligen weiß Obsidian die niedrigsten Werte auf. Die obere Grenze der Messpunkte bilden die Messungen von Fourie (2012). Zwischen 2 und 4 μm verhalten sich die Messungen von Grainger et al. (2013) sehr ähnlich. Der Verlauf der Messpunkte von Basalt, Andesite, Vulkanstaub und Rocha-Lima et al. (2014) gleichen sich ebenfalls in ihrem Verlauf.

Die einzigen Datensätze, die sowohl den kurzwelligen als auch den langwelligen Spektralbereich abdecken, stammen von Pollack et al. (1973). Allerdings wurden die Messungen vor einigen Jahrzehnten durchgeführt. Bei

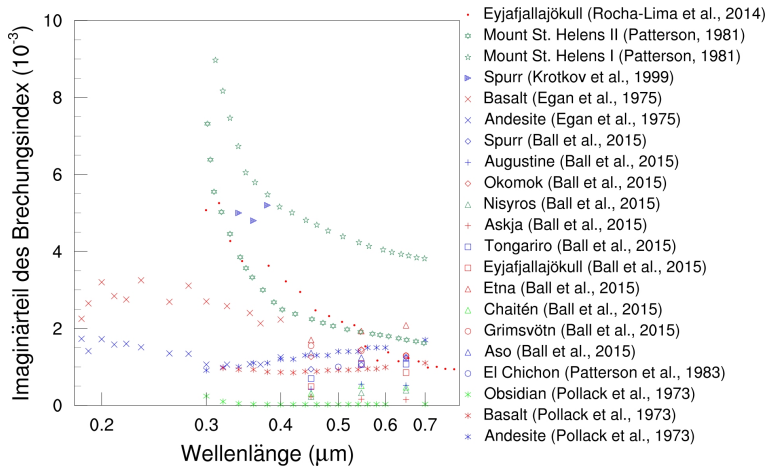


Abbildung 4.4: Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die verschiedenen Messungen im kurzwelligen Bereich. Der Farbkode steht für die Klassifizierung des vulkanischen Gesteins.

den Proben handelt es sich um vulkanische Gesteine und nicht um frisch sedimentierte oder idealerweise in der Atmosphäre entnommene Proben.

4.3.3 Ergebnisse der Mie-Rechnungen

Zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten, der Einfachstreueralbedo und des Asymmetrieparameters werden Mie-Rechnungen durchgeführt. Bei den Mie-Rechnungen werden die Partikel als sphärisch angenommen. Wie in Kapitel 6.3 diskutiert, ist dies für Größen, bei denen über den gesamten Raumwinkel integriert wird, gerechtfertigt.

Für die Mie Rechnungen wird das online verfügbare MatLab-Programm von Bond et al. (2006) und (Mätzler, 2002) verwendet, welches auf dem Mie-Code von Bohren und Huffman (1983) beruht. Der Code wurde von Gasch (2016) angepasst, um die Ergebnisse über die Wellenlängenbanden des RRTM zu mitteln.

Das Programm benötigt als Eingabeparameter die Dichte des Aerosols, den

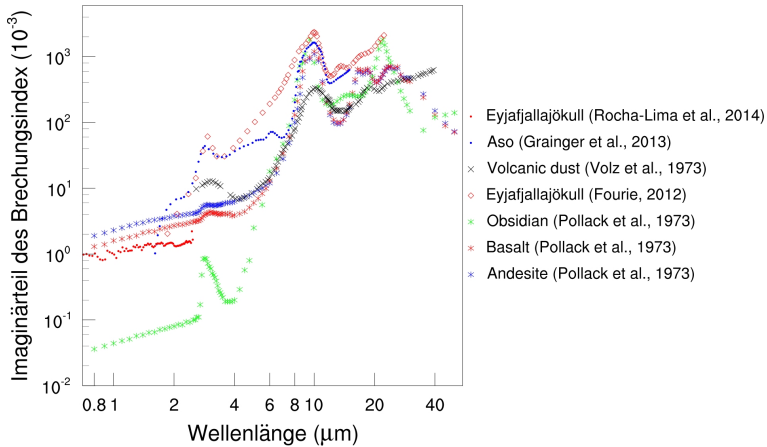


Abbildung 4.5: Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die verschiedenen Messungen im infraroten und langwelligen Bereich. Der Farbkode steht für die Klassifizierung des vulkanischen Gesteins.

Mediandurchmesser der Anzahlverteilung, sowie die Standardabweichung der jeweiligen Moden. Diese Parameter der Vulkanasche sind in Kapitel 3.3.1 angegeben. Außerdem wird der komplexe Brechungsindex des betrachteten Aerosols benötigt. Da die Asche des Eyjafjallajökull aus Basalt besteht und die Messungen von Pollack et al. (1973) die einzigen sind, die über einen ausreichend großen spektralen Bereich durchgeführt wurden, wird dieser Brechungsindex verwendet. Um die Sensitivität der optischen Eigenschaften auf den Brechungsindex zu untersuchen, werden die Mie-Rechnungen zudem für Andesite und Obsidian durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen stehen ICON-ART als Nachschlagtabellen zur Verfügung. Sie sind außerdem in Abbildung 4.6 grafisch dargestellt. Der massenspezifische Extinktionskoeffizient, die Einfachstreuabedo und der Asymmetrieparamter sind in einzelnen Plots jeweils in Abhängigkeit der Wellenlängenbanden des RRTM, welche in grau eingezeichnet sind, dargestellt. Die durchgezogenen, farbigen Linien veranschaulichen die Ergebnisse für Basalt. Andesite ist strichliert und Obsidian gepunktet. Die drei Aschemoden sind durch die

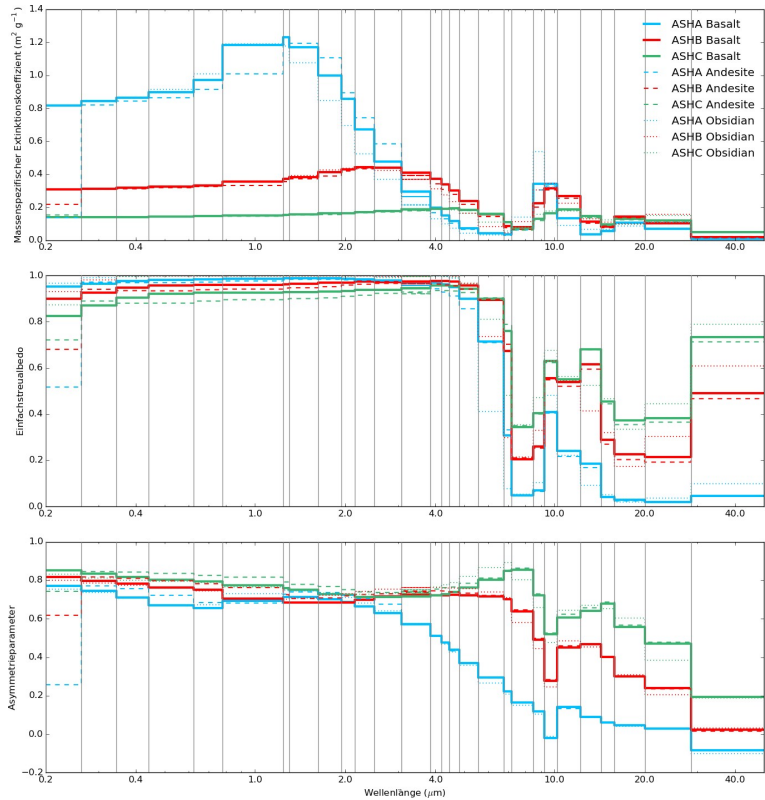


Abbildung 4.6: Massenspezifischer Extinktionskoeffizient, Einfachstreuanteil und Asymmetrieparameter in Abhängigkeit von der Wellenlängenbanden des RRTM für den Brechungsindex von Basalt, Andesite und Obsidian für jeweils alle drei Aschemoden.

unterschiedlichen Farben gekennzeichnet. Mode A ist blau, Mode B rot und die größten Partikel der Mode C sind in grün eingezeichnet.

Die größte massenspezifische Extinktion verursachen die Partikel der kleinsten Mode und zwar im nahen Infrarot. Das Maximum liegt bei etwa $1.2 \text{ m}^2 \text{g}^{-1}$. Die Partikelgröße hat einen deutlich stärkeren Einfluss auf die Extinktion als der Brechungsindex der verschiedenen Gesteinstypen. Die unterschiedlichen Materialien verursachen ihre maximale Extinktion in unterschiedlichen

Wellenlängenbanden. Bei Basalt findet diese bei einer Wellenlänge von etwa $1,4 \mu\text{m}$ statt. Bei Andesite erfolgt die maximale Extinktion bei etwa $2,5 \mu\text{m}$ und für Obsidian bei etwa $4,2 \mu\text{m}$. Die Einfachstreueralbedo bei allen Wellenlängenbanden kleiner $5 \mu\text{m}$ liegt nahe 1. Das bedeutet, dass die Absorption in diesem Bereich sehr gering ist (Gl. 4.11). Für die kleinste Aschemode ist die Absorption ab der Wellenlängenbanden von $6 \mu\text{m}$ größer als die Streuung. Bei Mode B und C ist das Verhältnis in diesem Bereich am ehesten ausgeglichen. Hier hat auch der Brechungsindex einen deutlichen Einfluss auf die Einfachstreueralbedo. Der Asymmetrieparameter liegt im kurzwelligeren und nahen Infrarot für alle Moden und alle Brechungsindizes zwischen 0,65 und 0,85. Der Einfluss von Partikelgröße und Brechungsindex ist in etwa gleich groß. Mit zunehmender Wellenlänge divergieren die Moden. Der Asymmetrieparameter nimmt für Mode A am stärksten und für Mode C am geringsten ab. Mode C erreicht in der Bande um $8 \mu\text{m}$ sogar den höchsten spektralen Wert.

5 Die Vulkanasche-Strahlungswechselwirkungen

In diesem Kapitel wird untersucht, ob die Asche durch Strahlungswechselwirkungen die meteorologischen Prozesse beeinflusst. Dies impliziert die Frage nach Veränderungen in der Güte der Wettervorhersage unter hohen Aschekonzentrationen durch Modelle, die kein prognostisches Aerosol verwenden, wie es beispielsweise von Ding et al. (2013) beschrieben wird. Sie stellten für ein Ereignis in Ostchina im Juni 2012 fest, dass hohe Aerosolkonzentrationen, verursacht durch Vegetationsbrände, zu einer Überschätzung der vorhergesagten Temperatur um 7,5 K führten. Wobei die Vorhersage an Tagen ohne extreme Luftbelastung gut mit Beobachtungen übereinstimmte. Des Weiteren soll in dieser Arbeit untersucht werden, ob sich durch Änderungen in den dynamischen Prozessen, der Transport der Asche ändert und damit die Lage und der Absinkprozess der Ascheschicht modifiziert wird. Abschließend wird beurteilt, ob dieser Effekt in die Vorhersage der Aschekonzentrationen für die Flugsicherheit berücksichtigt werden muss.

5.1 Modellkonfiguration

Die ICON-ART Simulationen in diesem Kapitel werden auf dem globalen R2B06 Gitter mit einer effektiven Maschenweite von 40 km durchgeführt. In der Vertikalen werden 90 Schichten bis in die Mesosphäre, einer Höhe von 75 km, verwendet. Gerechnet wird mit einem Advektionszeitschritt von 360 Sekunden. Fünfmal so häufig werden die schnellen physikalischen Parametrisierungen, die Dynamik, sowie die Sedimentation aufgerufen. Die

Strahlungsparametrisierung wird alle 1800 und die Konvektionsparametrisierung alle 720 Sekunden aufgerufen. Der Output wird stündlich ausgegeben. Gestartet wird die Simulation ausgehend von einer IFS (Integrated Forecasting System) Analyse vom 14. April 2010 00 UTC des ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts). Als Eingabeparameter für die Strahlungsberechnungen stehen die in Kapitel 4.3.3 berechneten Extinktionskoeffizienten, Asymmetrieparameter und Einfachstreueralbedos als Nachschlagetabellen zur Verfügung. Es werden die Werte basierend auf dem Brechungsindex von Basalt (Pollack et al., 1973) verwendet. Um die Asche-Strahlungswechselwirkungen untersuchen zu können, müssen jeweils zwei Simulationen betrachtet werden. Eine, in der die Wechselwirkungen berücksichtigt werden und eine, in der sie unberücksichtigt bleiben. Eine Übersicht über alle in dieser Arbeit diskutierten ICON-ART Simulationen ist in Tabelle A.1 gegeben.

5.2 Die meteorologische Situation und Ausbreitung der Asche über Europa

Nach einjähriger seismischer Aktivität kam es bereits im März 2010 zur Spalteneffusion und dann am 14. April 2010 zur subglazialen, phreatomagmatischen Eruption des Eyjafjallajökull. Von da an wurde bis zum 22. Mai 2010 durchgehend Asche emittiert. Im Oktober 2010 wurde schließlich das Ende des Ausbruchs festgestellt. Insgesamt wurden etwa $0,18 \text{ km}^3$ Asche freigesetzt (Gudmundsson et al., 2012). Durch das Zusammenwirken von heißer Magma und Eis entstand durch Fragmentierung sehr feine Asche, die eine besonders lange Verweildauer in der Atmosphäre hat (Dellino et al., 2012). Dabei variierte die Höhe der Aschesäule am Vulkan in den ersten drei Tagen zwischen 6 und 10 km. Weniger intensiv war der Ausbruch vom 19. April bis zum 4. Mai mit Quellhöhen von 3 bis 5 km. Anschließend wurde die Eruptionen erneut stärker, wodurch größere Quellhöhen resultierten. Starke Winde verhinderten möglicherweise ein noch höheres Aufsteigen der

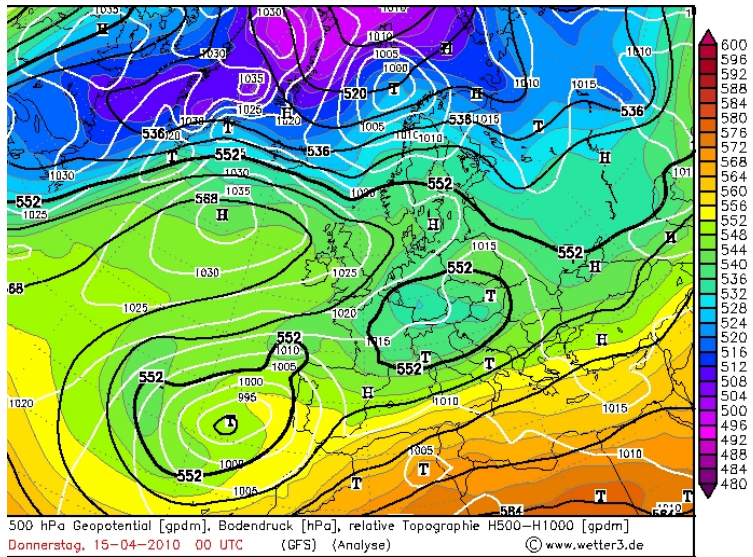


Abbildung 5.1: Analyse der Wetterlage vom 15. April 2010 00 UTC. Abgebildet ist das Geopotential in 500 hPa mit schwarzen Konturlinien, in weiß der Bodendruck und farbig die relative Topographie zwischen 500 und 1000 hPa (Behrendt und Mahlike, 2017).

Aschefahne (Petersen, 2010).

In der ersten Woche des Ausbruchs war der Jetstream über Island besonders stark ausgeprägt. Südlich von Island lag ein nahezu stationäres atlantisches Hochdruckgebiet. Dies führte zu einer großräumigen Nordwestlage, wodurch die Asche von Island nach Großbritannien und Mitteleuropa transportiert wurde. Diese Situation ist in Abbildung 5.1 für den 15. April 2010 00 UTC dargestellt. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich die Achse eines Kurzwellentrops über Großbritannien. Über Deutschland und vor der Küste Portugals liegen zwei getrennte Tiefdruckgebiete.

Die Aschefahne wird zunächst nach Südosten in Richtung Norwegen transportiert. Dies ist zum einen auf dem Bild von MODIS (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer) zu erkennen, das an Bord des Satelliten Terra am 15. April 11:35 UTC aufgenommen wurde (Abbildung 5.2), als

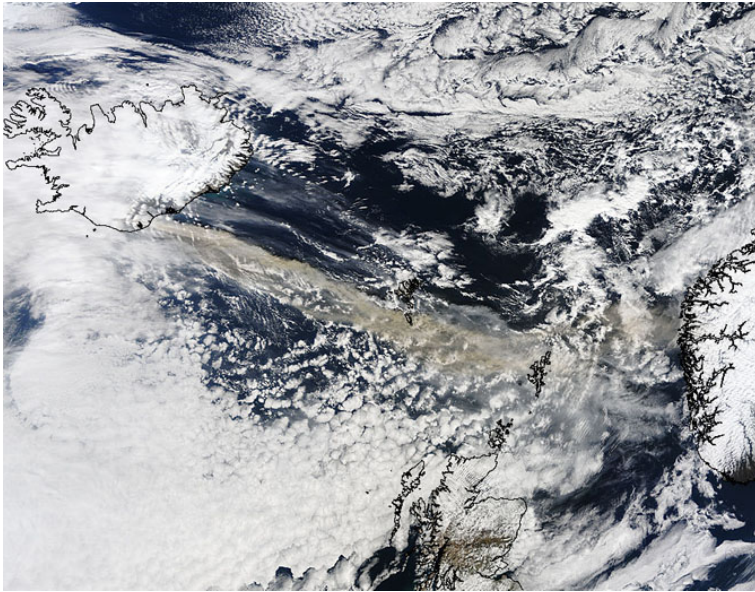


Abbildung 5.2: Satellitenbild von Terra/MODIS 15. April 11:35 UTC mit dem Transport der grau-braunen Vulkanasche von Island in Richtung Norwegen (Jeff Schmaltz, MODIS Rapid Response Team at NASA GSFC, 2010).

auch bei der Darstellung der simulierten, vertikal integrierten Aschemasse für 12 UTC (Abbildung 5.3). Von hier wird die Asche antizyklonal um die Ausläufer des Hochdruckgebiets herumtransportiert und schlägt damit eine südliche Richtung ein. Die Aschefront steuert über die Nordsee direkt auf die Beneluxstaaten zu. Etwa auf Höhe der Nordseeküste fächert sich die Asche jedoch nach Ost und West auf. Der westliche Anteil wird weiter um das Hochdruckgebiet herum geführt, der östliche Teil wird durch die zyklonale Strömung des Tiefs über Deutschland erfasst. Das Terra/MODIS Satellitenbild vom 16. April 2010 10:45 UTC (Abbildung 5.4) zeigt einen grau-braunen Ascheschleier über der Nordsee zwischen England und den Niederlanden. Außerdem ist das Ascheband über Deutschland und Polen zu erkennen. Die zuvor beschriebene Strömungssituation und die daraus

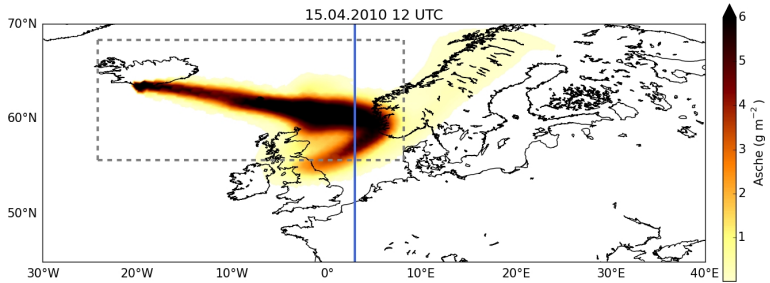


Abbildung 5.3: Vertikal integrierte Vulkanaschemasse aus der ICON-ART Simulation für den 15.04.2010 um 12 UTC. Der graue Kasten zeigt, über welchem Gebiet das Satellitenbild aufgenommen wurde. Die blaue Linie gibt die Lage des in Abschnitt 5.4 verwendeten Querschnitts an.

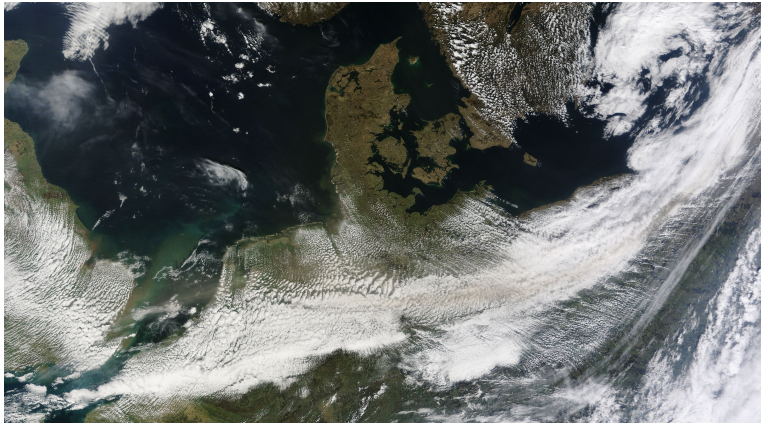


Abbildung 5.4: Satellitenbild aufgenommen von Terra/MODIS am 16. April 2010 10:45 UTC. Die Vulkanasche ist über der Nordsee zwischen England und den Niederlanden, sowie in einem Band quer über Deutschland bis nach Polen zu erkennen (Jeff Schmaltz, MODIS Rapid Response Team at NASA GSFC, 2010).

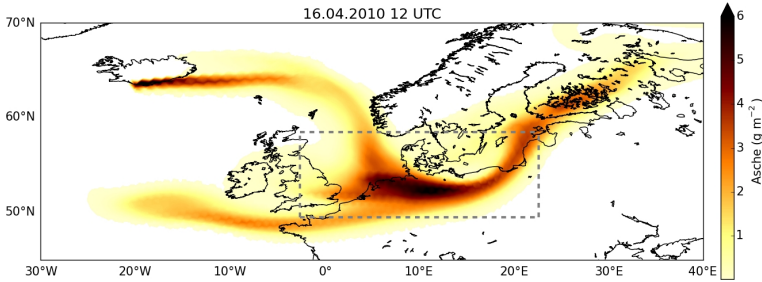


Abbildung 5.5: Vertikal integrierte Vulkanaschemasse der ICON-ART Simulation für den 16.04.2010 um 12 UTC. Der graue Kasten zeigt, über welchem Gebiet zuvor das Satellitenbild aufgenommen wurde.

resultierende Verteilung der Asche über Europa ist durch die Darstellung der vertikal integrierten Aschemasse für 12 UTC veranschaulicht (Abbildung 5.5). Das weitere südliche Vordringen der aufgefächerten Aschefront erfolgt durch die Verlagerung des Hochdruckgebiets.

5.3 Der Einfluss auf die bodennahe Temperatur

Der simulierte Einfluss der Aschefahne des 16.04.2010 12 UTC (Abbildung 5.5) auf die Temperatur in zwei Metern Höhe ist in Abbildung 5.6 aufgezeigt. Im Norden von Deutschland ist von Nord- bis Ostseeküste ein schmaler

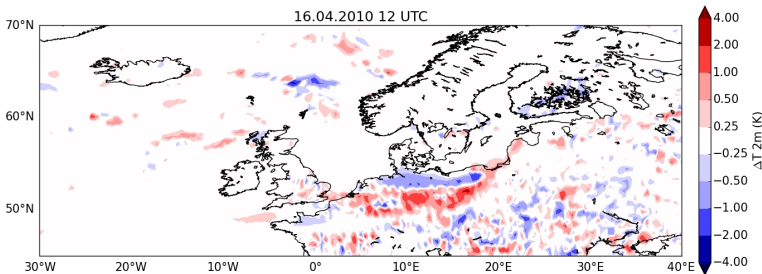


Abbildung 5.6: Einfluss der Aschefahne auf die Temperatur in zwei Metern Höhe am 16.04.2010 um 12 UTC.

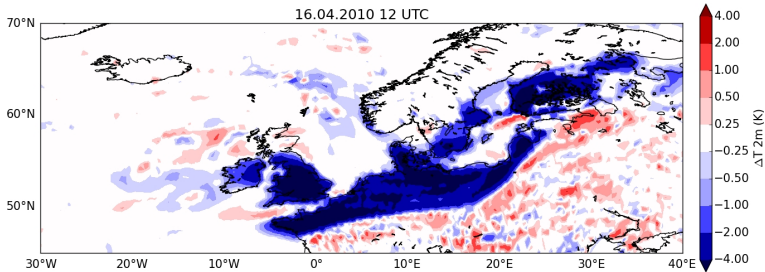


Abbildung 5.7: Einfluss der Aschefahne bei hundertfacher Emissionsstärke auf die Temperatur in zwei Metern Höhe am 16.04.2010 um 12 UTC.

Streifen zu erkennen, in dem es zu einer Abkühlung von etwa 1 K kommt. Direkt südlich dazu befindet sich jedoch ein Gebiet, in dem es zu einer Erwärmung in gleichem Maße kommt. Des Weiteren sind über das gesamte dargestellte Gebiet Störungen in der Temperatur zu erkennen. Diese entstehen durch nicht-Linearitäten (Hohenegger et al., 2006; Hohenegger und Schär, 2007; Craig und Cohen, 2006; Cohen und Craig, 2006). Dieses Ergebnis lässt keine Rückschlüsse auf den Effekt der Asche auf die bodennahe Temperatur zu. Um trotz der auftretenden Störungen den Ascheeffekt herauszukristallisieren wird die Quellstärke erhöht. Das Ergebnis für die hundertfache Emissionsstärke ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Über Land ist nun ein deutlicher Effekt an Orten, die unter der Aschefahne liegen, zu erkennen. Die Temperatur in zwei Metern Höhe nimmt um 12 UTC durch die verminderte Einstrahlung flächig um etwa 4 K ab, das Maximum beträgt -5,9 K. Im übrigen Gebiet sind weiterhin Störungen vorhanden.

Um das Verhalten vom Strahlungseffekt und den Störungen besser untersuchen zu können, wird das Gebiet von 45 bis 70°N und von -30 bis 40°W in Gitterpunkte mit und ohne Vulkanasche unterteilt. In Abbildung 5.8 sind in orange 2065 Gitterpunkte dargestellt, die sich unter einer Säule von 10 mg m⁻² Asche und mehr befinden (bei der einfachen Emissionsstärke). Alle anderen 7181 Gitterpunkte sind in blau dargestellt und werden im folgenden als

aschefreies Gebiet bezeichnet. Mit Hilfe von Boxplots (Abbildung 5.9) wird nun der Aerosoleffekt in Abhängigkeit der Emissionsstärke untersucht. Es ist erneut der Einfluss auf die Temperatur in zwei Metern Höhe dargestellt, für die originale Emissionsstärke, die zehnfache, sowie die hundertfache Emissionsstärke. Die Box grenzt die Werte zwischen dem oberen und unteren Quartil ein und kennzeichnet durch die innere Linie den Median. Die Enden der sogenannten Whisker sind durch die 5 % und die 95 % Perzentile festgelegt. Die mittlere Temperaturänderung ist durch schwarze Rauten dargestellt und beträgt unter der Vulkanasche 0,02, -0,45 und -1,43 K für die ein-, zehn- und hundertfache Emissionsstärke. Im aschefreien Gebiet ist die Änderung kleiner $\pm 0,01$ K. Dies zeigt, dass die Störungen im aschefreien Gebiet mit zunehmender Emissionsstärke kaum zunehmen. Für die Gitterpunkte unter der Ascheschicht zeigt sich, dass der Effekt auf die Temperatur in zwei Metern Höhe mit zunehmender Emissionsstärke deutlich ausgeprägter ist. Das bedeutet, dass die Störungen zwar erhalten bleiben, aber der Aerosolstrahlungseffekt deutlicher gemacht werden kann.

5.4 Der Einfluss auf das Temperaturprofil und die Vertikalgeschwindigkeit

Bisher habe ich mich lediglich auf den bodennahen Strahlungseffekt in zwei Metern Höhe fokussiert. Durch die absorbierenden Eigenschaften der Vulkanasche ist anzunehmen, dass sich die Aschefahne erwärmt. Daher wird im Folgenden der Aerosoleffekt im Höhenprofil betrachtet und der Einfluss auf das Temperaturprofil und die Vertikalgeschwindigkeit untersucht. Dazu wird die Situation am 15.04.2010 um 12 UTC gewählt, in der sich die Asche in einer kompakten Fahne befindet. Die vertikal integrierte Aschemasse ist für diesen Zeitpunkt in Abbildung 5.3 dargestellt. Die blaue Linie gibt die Lage des Querschnitts für die weiteren Betrachtungen an. Abbildung 5.10 zeigt den Einfluss von Aerosol auf die potentielle Temperatur im Höhenprofil entlang dieses Querschnitts. Die Temperaturänderungen sind durch die Farbkodierung

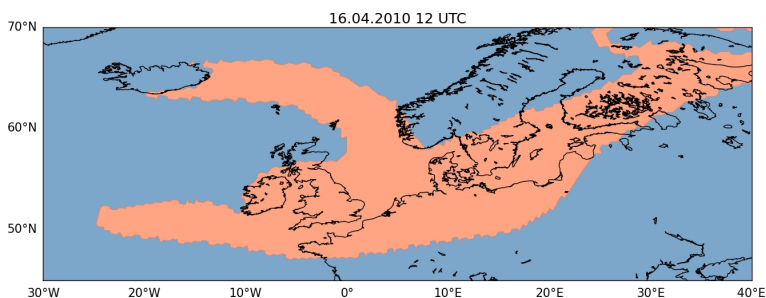


Abbildung 5.8: Gitterpunkte, die unterhalb der Aschefahne liegen, sind in orange gekennzeichnet. Blau gefärbt sind die Gitterpunkte in aschefreiem Gebiet.

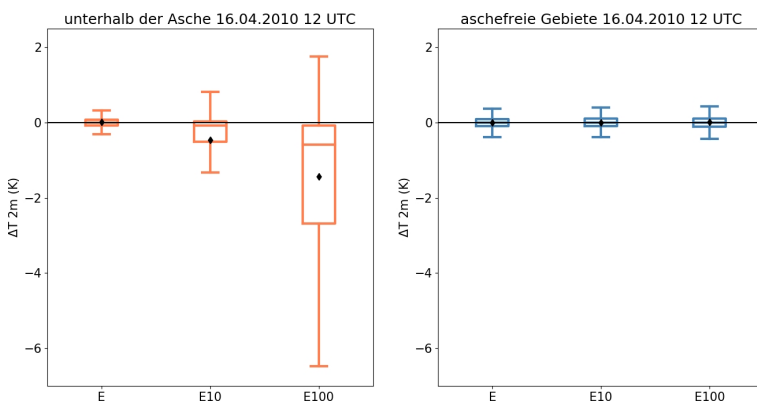


Abbildung 5.9: Verhalten der Temperatur in zwei Metern Höhe mit zunehmender Emissionsstärke für Gitterpunkte unter der Ascheschicht (links) und für aschefreie Gitterpunkte (rechts).

dargestellt. Die Konturlinien geben die Aschekonzentration an. Im oberen Teil der Aschefahne, wo die Konzentrationen größer als 10 mg m^{-3} sind, kommt es zu einer Erwärmung um bis zu 4 K. Am unteren Rand der Aschefahne wird die Atmosphäre um 1 bis 2 K erwärmt. An der Spitze der Fahne und oberhalb davon kommt es zu einer Abkühlung von 4 K. Die Erwärmung ist auf Absorption und die Abkühlung auf langwellige Ausstrahlung zurückzuführen. Die Änderungen in der potentiellen Temperatur haben eine Auswirkung auf die

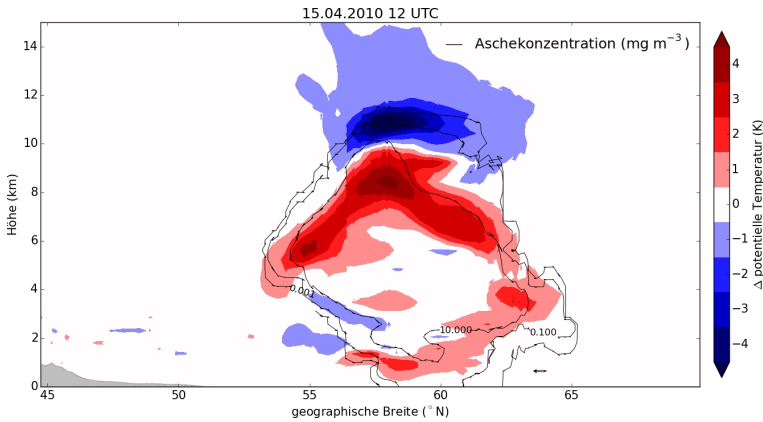


Abbildung 5.10: Querschnitt durch die Aschefahne (schwarze Konturlinien), in Farbe ist der Einfluss auf die potentielle Temperatur am 15.04.2010 um 12 UTC dargestellt.

Dynamik. Abbildung 5.11 zeigt, dass sich eine Sekundärzirkulation ausbildet. Innerhalb der Fahne kommt es größtenteils zu einer aufwärts gerichteten Änderung der Vertikalgeschwindigkeit. Im Zentrum der Fahne und an ihren äußeren Rändern kommt es zu einer abwärts gerichteten Änderung.

5.5 Der Einfluss auf die Lage der Ascheschicht

Durch die veränderte dynamische Situation wird die Lage der Vulkanasche beeinflusst. Um die vertikale Verlagerung der Ascheschicht deutlich zu machen, wird an jedem Gitterpunkt der Massenschwerpunkt der Vulkanasche berechnet. Anschließend wird über alle Gitterpunkte, an denen Vulkanasche vorhanden ist, gemittelt. Daraus resultiert die mittlere Höhe des Massenschwerpunkts im zeitlichen Verlauf, die in Abbildung 5.12 dargestellt ist. Die rote Linie gibt den Höhenverlauf für die Simulation ohne Strahlungswechselwirkungen an. Die grüne Linie zeigt den Verlauf der Höhe, wenn die Strahlungswechselwirkungen mit der Vulkanasche berücksichtigt werden. 24 Stunden nach dem Eruptionsbeginn verläuft die rote Linie relativ konstant bei 5 km Höhe. Die

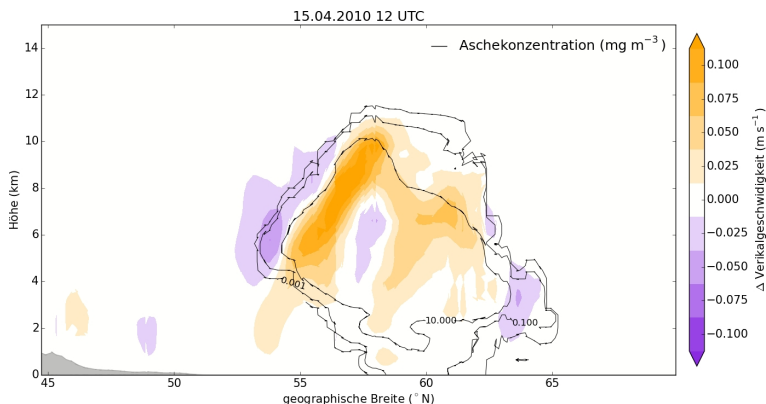


Abbildung 5.11: Querschnitt durch die Aschefahne (schwarze Konturlinien), in Farbe ist der Einfluss auf die Vertikalgeschwindigkeit am 15.04.2010 um 12 UTC dargestellt.

grüne Linie besitzt einen Tagesgang. Die Höhendifferenz zwischen den beiden Simulationen beträgt bis zu 800 m. Dies ist ein bedeutender Effekt, der im Falle eines starken Vulkanausbruchs nicht vernachlässigt werden sollte und entscheidend zur Flugsicherheit beitragen kann. Außerdem verlangsamt dieser Strahlungseffekt die Partikelsedimentation, wodurch die Asche eine längere Verweildauer in der Atmosphäre hat. Bei der relativ schwachen Quellstärke des Eyjafjallajökull kann dieser Effekt im Mittel vernachlässigt werden. Mir ist nicht bekannt, dass der Einfluss der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen auf den Höhenverlauf der Aerosolschicht bisher in anderen online-integrated Modellsystemen untersucht und berücksichtigt wurde.

5.6 Die Bedeutung der Asche-Strahlungswechselwirkungen

Um den Einfluss der Strahlungswechselwirkungen auf die Meteorologie zu untersuchen, wurde die Quellstärke erhöht, da sonst die Ascheeffekte und die Störungen durch nicht-Linearitäten in derselben Größenordnung liegen. Das ist möglich, da sich die Störungen mit zunehmender Aerosolkonzentration

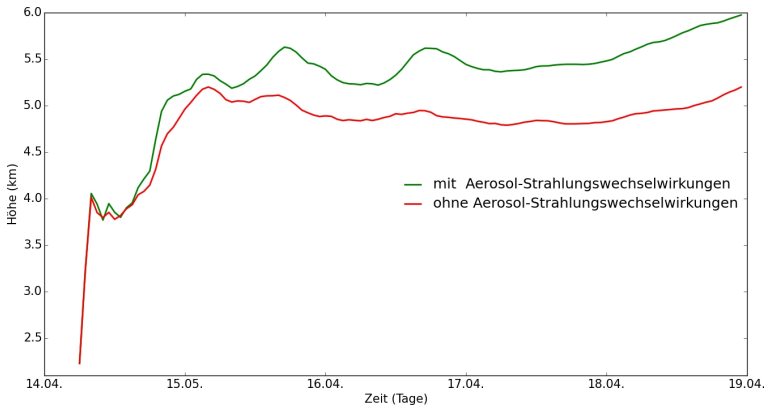


Abbildung 5.12: Höhenverlauf des mittleren Massenzentrums der Vulkanasche im zeitlichen Verlauf. Die grüne Linie spiegelt den Verlauf für die Simulation mit Strahlungswechselwirkungen und die rote Linie den Verlauf für die Simulation ohne Strahlungswechselwirkungen wider.

nicht verstärken. Im Mittel entsteht bei der hundertfachen Emissionsstärke am 15. April 2010 um 12 UTC eine Temperaturabnahme von 1,43 K. Das lokale Maximum der Änderung ist -5,9 K. Die Betrachtung eines Höhenquerschnitts zeigt deutliche Temperatureffekte an den Rändern der Aschefahne, welche eine Sekundärzirkulation auslösen. Diese Vorgänge führen zu einer Verlagerung der Asche. Der Höhenverlauf des Massenschwerpunkts ergibt einen Unterschied von 800 m zwischen den Läufen mit und ohne Strahlungswechselwirkungen. Die Verwendung einer hundertfachen Emissionsstärke des Eyjafjallajökull ist eine realistische Annahme, da dieser Ausbruch mit einem VEI (Vulkanexplosivitätsindex) von 4 und einem Aschevolumen von $0,18 \text{ km}^3$ nur eine mittelstarke Eruption darstellt. Bei dem Ausbruch des Pinatubo 1991 mit einem VEI von 6 wurden etwa 10 km^3 Asche freigesetzt. Auch die Eruption des isländischen Spaltenvulkans Laki in 1783 wird in Stufe 6 eingeordnet (Day et al., 2010). Bei der Eruption des Tambora im Jahr 1815 wurden mehr als 100 km^3 Asche freigesetzt.

In solchen Fällen ist es für die Wettervorhersage wichtig, das Aerosol und deren Strahlungswechselwirkungen zu berücksichtigen. Die dynamischen Pro-

zesse sind relevant für die Vorhersage der Aschekonzentrationen. Wenn es um Belange der Flugsicherheit geht ist eine vertikale Verlagerung von 800 m ausschlaggebend für die Erstellung von Flugverbotszonen.

Mir sind keine vergleichbaren Studien in ähnlicher Auflösung bekannt anhand derer ich meine Ergebnisse diskutieren könnte. Bisher wurden Strahlungseffekte mit Klimamodellen in sehr viel gröberer Auflösung simuliert. In meiner Arbeit hingegen quantifiziere ich erstmals die Effekte die sich in dieser Weise auf der Skala der numerischen Wettervorhersage ergeben.

6 Erweiterung von ICON-ART um einen Lidar-Vorwärtsoperator

Um Simulationen mit Beobachtungen vergleichen zu können und in Zukunft die Aschevorhersage mittels Assimilation zu verbessern, müssen das Modellsystem und das Messsystem dieselbe Größe zur Verfügung stellen. Für die Beobachtungen habe ich mich dazu entschieden Messungen von Lidar-basierten Messgeräten zu verwenden. Diese liefern ein vertikales Profil der Atmosphäre, außerdem erzielen die Ceilometer im Messnetz des DWD eine gute räumliche Abdeckung und arbeiten automatisiert und kontinuierlich. Daher habe ich im Rahmen dieser Arbeit ICON-ART dahin gehend erweitert, dass eine direkte Simulation der Lidar relevanten Messgrößen möglich ist. In diesem Kapitel wird zunächst das Messgerät Lidar als solches vorgestellt, sowie die aus den Messungen ableitbaren Größen. Anschließend wird die Funktionsweise des Lidar-Vorwärtsoperators im Modellsystem ICON-ART beschrieben. Die vom Vorwärtsoperator benötigte Partikelrückstreuung ist stark von der Partikelform abhängig. Auf Grund dessen wird die Partikelform diskutiert und der T-Matrix Ansatz erläutert, mit dem es möglich ist, die Rückstreuung für nicht-sphärische Partikel zu berechnen. Die Ergebnisse meiner T-Matrix-Rechnungen werden am Ende des Kapitels vorgestellt.

6.1 Lidar-Messungen

Lidar steht für light detection and ranging. Um die Atmosphäre zu untersuchen, entsendet ein Lidar Laserpulse und detektiert das aus der Atmosphäre zurückgestreute Licht. Dabei ist der Empfang des Signals zeitaufgelöst. Aus der Lauf-

zeit der Signale und der Lichtgeschwindigkeit wird die Entfernung zum Ort der Streuung berechnet. Es existieren diverse Lidar-Systeme unterschiedlicher Komplexität. Der Aufbau des Systems bestimmt, welche Informationen aus dem empfangenen Signal abgeleitet werden können.

Das einfachste System, mit nur einer Wellenlänge und einem augensicheren Laser, stellt das Ceilometer dar. Es wurde ursprünglich zur Bestimmung der Höhe der Wolkenunterkante entwickelt. Ceilometer arbeiten kontinuierlich und unbeaufsichtigt und sind operationell im Einsatz. Durch die niedrige Energie des Lasers wird mit einer hohen Impulsfrequenz gearbeitet.

Komplexere Lidar-Systeme arbeiten mit höheren Laserenergien. Dadurch sind die Sicherheitsanforderungen an den Standort des Geräts höher. Die meisten Forschungslidare messen nicht automatisiert. Das führt dazu, dass eine lückenlose Beobachtung der Atmosphäre mit ihnen nicht möglich ist. Selbst die teilweise automatisierten Systeme sind wartungsintensiv. Zum Beispiel muss die Blitzlampe monatlich erneuert werden. Außerdem muss die Temperatur im Auge behalten werden, denn durch die Kühlung des Lasers kann es zu Nebelbildung innerhalb des Geräts kommen. Forschungslidar-Systeme operieren meist bei mehreren Wellenlängen. Dies ermöglicht die Auswertung der Aerosolpartikel in Bezug auf ihre extensiven Eigenschaften wie Extinktions- und Rückstreuoeffizient und den intensiven Eigenschaften wie dem Lidar-Verhältnis oder dem Depolarisationsverhältnis (Wiegner und Geiß, 2012). Die Stärke der Rückstreuung bei einer Wellenlänge hängt von der jeweiligen Partikelgröße, -zusammensetzung, -konzentration und Partikelform ab. Je nach Wellenlänge des verwendeten Laserlichts sind Lidar-Systeme mehr oder weniger empfindlich für molekulare oder Partikelrückstreuung. Die Polarisationskanäle ermöglichen einen Rückschluss auf die Partikelform.

Lidar-Messungen können immer dann durchgeführt werden, wenn die zu beobachtende Atmosphärensäule frei von Niederschlag und tiefen Wolken ist. Der Vorteil aller Lidar-Systeme gegenüber passiven Fernerkundungsmethoden ist, dass sie ein hochaufgelöstes Vertikalprofil liefern, wohingegen beispielsweise ein Sonnenphotometer nur den Säulengehalt liefert und zudem nur

tagsüber betrieben werden kann. Lidar und Ceilometer sind selbstkalibrierend, das bedeutet für die Kalibration sind keine zusätzlichen Messungen nötig. Lidarsysteme kommen am Boden, sowie an Bord von Messflugzeugen und Satelliten zum Einsatz. Das Rückstreulidar CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) misst seit 2006 an Bord des polarumlaufenden Satelliten CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations) die Vertikalverteilung von Aerosolpartikeln auf der globalen Skala (Winker et al., 2007). Auf kontinentaler Skala misst das Netzwerk EARLINET (European Aerosol Research Lidar NETwork) (Bösenberg et al., 2003) seit 2000. Es beinhaltet mittlerweile 28 Lidarstationen. Die Messungen finden regelmäßig, jedoch, aufgrund mangelnder Automatisierung der Lidarsysteme, nicht kontinuierlich statt. Das aktuelle Ziel ist die Hardware zu verbessern, eine robuste Datenauswertung zu entwickeln und eine gemeinsame Qualitätskontrolle zu gewährleisten. E-PROFILE, ein Programm von EUMETNET (European Meteorological Services Network) hingegen, sammelt die Messungen automatisierter Lidar- und Ceilometerstationen (ALC) in Europa, um die Daten operationell bereit zu stellen.

Im Folgenden wird auf die Funktionsweise eines einfachen elastischen Rückstreulidars eingegangen. Weitere Lidarsysteme werden im Anschluss kurz beschrieben.

6.1.1 Ceilometer

Bisher wurden Ceilometer hauptsächlich auf ihre Fähigkeit, Wolken zu detektieren (Martucci et al., 2010), und die Bestimmung der Grenzschichthöhe untersucht (Emeis et al., 2004; Münkel et al., 2007; Wiegner et al., 2006). McKendry et al. (2009) stellten fest, dass Ceilometer eine kostengünstige Möglichkeit darstellen, Aerosolpartikel und Luftqualität zu überwachen. Immer häufiger werden sie nun auch zur Beobachtung von Aerosolpartikeln verwendet (Flentje et al., 2010; Emeis et al., 2011; O'Dowd et al., 2012b; Wiegner und Geiß, 2012). Die große Anzahl der Ceilometer, bedingt

durch ihre erschwinglichen Anschaffungskosten, ist der Grund, warum versucht wird, mit ihnen die Lücke zwischen dauerhaftem Betrieb mit kontinuierlichem Datenfluss und den komplexen Forschungslidaren mit ihrer spärlichen räumlichen und zeitlichen Messabdeckung zu schließen. Um aus den Ceilometermessungen einen Aerosol-Rückstreuoeffizienten ableiten zu können, müssen einige Schritte vollzogen werden. Insbesondere die Kalibrierung der Ceilometer ist ein springender Punkt bei der Ableitung von quantitativen Informationen.

Im Folgenden wird die Funktionsweise eines Lidars anhand des CHM15k-Nimbus von Jenoptik beschrieben. Diese Ceilometer operieren bei einer Wellenlänge von 1064 nm, einer Laserpulsfrequenz von 6500 Hz, einer mittleren Laserenergie von $8 \mu\text{J}$ und einer vertikalen Auflösung von 15 Metern. Das Rohsignal der Ceilometer wird im photonenzählenden Modus empfangen. Die Daten werden als zeitliches Mittel von 15 Sekunden gespeichert. Diese Ceilometer mit einer Wellenlänge von 1064 nm haben gegenüber Geräten, die im sichtbaren oder UV-Bereich arbeiten, den Vorteil, dass der Rückstreuoeffizient sensitiver auf Aerosolstrukturen reagiert (Mona et al., 2012).

Der Laserpuls, der von einem Lidar entsendet wird, erfährt in der Atmosphäre eine Schwächung seiner Intensität durch Streuung und Absorption an Luftmolekülen, Aerosolen und Wolken. Ein Teil des Lichts wird zurück zum Lidar gestreut und auf diesem Weg weiter abgeschwächt. Damit besitzt das empfangene Lidarsignal Informationen über die Streueigenschaften eines Atmosphärenvolumens in einer bestimmten Entfernung vom Messgerät und den über diesen Weg hinweg integrierten Extinktionskoeffizienten. Dieser Zusammenhang ist in der Lidargleichung beschrieben (Nomenklatur nach Mattis und Wagner, 2014). Die Signalstärke P , die von einem

Atmosphärenvolumen in der Entfernung r zur Zeit t empfangen wird, ist gegeben durch:

$$P(r,t) = \frac{\overline{P}_0(t) \tau_L c A \eta_L(r,t) O(r)}{r^2} \cdot \beta_b(r,t) \exp\left(-2 \int_0^r \beta_e(r',t) dr'\right) + P^{bg}(r,t). \quad (6.1)$$

\overline{P}_0 ist die mittlere Laserenergie, τ_L die Dauer eines Laserpulses, c die Lichtgeschwindigkeit, A die Größe der Teleskopfläche, η_L die Effizienz des Systems, O die Überlappfunktion und P^{bg} das Hintergrundsignal. Das Hintergrundsignal besteht aus der Summe des atmosphärischen und elektronischen Hintergrunds. Dieses kann in einer aerosol- und wolkenfreien Nacht bestimmt werden. Die Überlappfunktion ist vom Hersteller bestimmt worden. Eine Variante, die Temperaturartefakte korrigiert, ist in Hervo et al. (2016) gegeben. Das Signal nimmt mit der Entfernung r quadratisch ab. Der Rückstreukoeffizient β_b kann in Beiträge durch Partikel und Beiträge durch Moleküle zerlegt werden:

$$\beta_b = \beta_{bp} + \beta_{bm}. \quad (6.2)$$

Der letzte Term der Lidargleichung beschreibt die totale atmosphärische Transmission (Gl. 4.4) des Hin- und Rückwegs zwischen System und zu untersuchenden Atmosphärenvolumen. Der Extinktionskoeffizient kann ebenfalls in einen Partikel bezogenen und einen Molekül bezogenen Anteil zerlegt werden:

$$\beta_e = \beta_{ep} + \beta_{em}. \quad (6.3)$$

Um jedoch vom gemessenen Lidarsignal auf die abgeschwächte Rückstreuung schließen zu können, muss zunächst der Hintergrund abgezogen werden:

$$\widehat{P}(r,t) = P(r,t) - P^{bg}(r,t). \quad (6.4)$$

Anschließend wird das entfernungskorrigierte Signal $\tilde{P}(r,t)$ berechnet:

$$\tilde{P}(r,t) = \widehat{P}(r,t) \cdot r^2. \quad (6.5)$$

Das entfernungskorrigierte Signal muss zudem, für den Bereich des unvollständigen Überlapps von Laserstrahl und dem Sichtfeld des Teleskops, korrigiert werden:

$$\widehat{P}^{oc}(r,t) = \frac{\tilde{P}(r,t)}{O(r)}. \quad (6.6)$$

Es ergibt sich das überlappkorrigierte Signal \widehat{P}^{oc} . Um schließlich die abgeschwächte Rückstreuung zu erhalten, ist die Lidarkonstante C_L ,

$$C_L(t) = \tau_L c A \overline{P}_0(t) \eta_L(t), \quad (6.7)$$

nötig. Der Wert ist lidarabhängig und bei den Ceilometern zusätzlich zeitabhängig, da sich die Laserenergie und die Effizienz des Systems mit der Zeit ändern kann. Daher kann der durch Kalibrierung bestimmte Wert von C_L auch nur für den Kalibrierzeitraum angewendet werden. Bei neueren ALC kann eine automatisierte absolute Kalibration durchgeführt werden (Wiegner und Geiß, 2012).

Die abgeschwächte Rückstreuung ε ergibt sich schließlich aus:

$$\varepsilon(r,t) = \frac{\widehat{P}^{oc}(r,t)}{C_L} = \beta_b(r,t) \exp\left(-2 \int_0^r \beta_e(r',t) dr'\right). \quad (6.8)$$

Häufig sind neben der abgeschwächten Rückstreuung die Partikelextinktion sowie die Partikelrückstreuung von großem Interesse. Die molekularen Anteile β_{em} und β_{bm} werden durch die Rayleigh-Streuung beschrieben und können über Druck- und Temperaturprofile, aus Reanalysedaten nach Bucholtz (1995), berechnet werden. Daher beinhaltet die Lidargleichung am Ende noch zwei unbekannte Größen β_{ep} und β_{bp} . Bei einfachen Rückstreulidaren muss ein Wert für das Lidar-Verhältnis S:

$$S = \frac{\beta_{ep}}{\beta_{bp}} \quad (6.9)$$

angenommen werden, um β_{ep} und β_{bp} bestimmen zu können. Dieses ist jedoch unbekannt. Die Annahme eines Lidar-Verhältnisses kann daher fehlerbehaftet sein. Zudem sind die vorhandenen Aerosolschichten nicht zwingend homogen, sondern können aus einer Mischung verschiedener Partikel und variabler Größenverteilungen bestehen.

Dabei ist die Sensitivität der Rückstreuung bezüglich des gewählten Lidar-Verhältnisses generell niedriger, als die der Extinktion. Dies ist besonders im nahen Infraroten der Fall (Wiegner und Geiß, 2012). Eine weitere Möglichkeit, Ceilometer-Messungen auszuwerten, ist die Verwendung von Sonnenphotometer-Messungen am selben Ort, welche, mit der Aerosol optischen Dicke, die vertikal integrierte Extinktion liefern (Takamura et al., 1994). Damit kann das Lidar-Verhältnis so angepasst werden, dass die optische Dicke mit der integrierten Extinktion des Ceilometers übereinstimmt. Dabei gibt es allerdings das Problem, dass die vollständige Überlappung des Lidarsignals erst in einer gewissen Höhe erreicht wird und meist in der Grenzschicht besonders viele Aerosolpartikel vorhanden sind. Außerdem können Sonnenphotometer nachts nicht messen, wogegen Ceilometer hier besonders gut geeignet sind.

Daher ist es sinnvoll, die abgeschwächte Rückstreuung als Ganzes zu verwenden, anstatt sie in die Anteile aus Extinktion und Rückstreuung zu zerlegen, wobei Fehlerquellen einfließen. Im Rahmen dieser Arbeit wird

der abgeschwächte Rückstreuoeffizient als Modellvariable zu ICON-ART hinzugefügt, sodass direkte Vergleiche zwischen Messung und Simulation möglich sind, ohne unnötig viele Annahmen zu stellen.

Mit komplexen Lidarsystemen, wie einem High Spectral Resolution Lidar (HSRL) oder einem Raman Lidar, kann der Extinktionskoeffizient unabhängig vom Rückstreuoeffizienten gemessen werden. Das Raman-Lidar wird im Weiteren kurz vorgestellt.

6.1.2 Raman-Lidar

Ansmann et al. (1992), Mattis et al. (2004) und Groß et al. (2012a) beschreiben die unabhängige Messung von Extinktions- und Rückstreuoeffizienten mit elastischen Raman-Rückstreulidaren. Das rückgestreute Licht von Laserpulsen der Wellenlängen 355 nm und 532 nm wird mit einem Teleskop empfangen und spektral gefiltert. Das von Molekülen und Aerosolpartikeln elastisch rückgestreute Signal wird bei den Wellenlängen 355 nm und 532 nm gemessen. Zusätzlich kommt es zu einer inelastischen Streuung, da das rückstreuende Molekül einen Teil der Photonenenergie aufnehmen oder abgeben kann und somit seinen Rotationszustand ändert. Diese Frequenzverschiebung wird Ramanstreuung genannt und ist charakteristisch für das streuende Molekül. Sie wird bei einer Wellenlänge von 387 nm und 607 nm empfangen. Die Wirkungsquerschnitte für Ramanstreuung sind um einige Größenordnungen geringer als die für elastische Streuprozesse. Die Partikelextinktion kann aus der Schwächung des Raman Signals berechnet werden. Die Partikelrückstreuung ist durch das Verhältnis vom elastischen zum Raman-Kanal bestimmt. Durch den geringen Unterschied in den Wellenlängen dieser beiden Kanäle kann der Unterschied der wellenlängenabhängigen Extinktion vernachlässigt werden.

Weitere Messgrößen komplexer Lidar-Systeme

Die Verwendung einer Depolarisationseinheit ermöglicht es die Form von Partikeln zu untersuchen. Dazu müssen die Laserpulse polarisiert ausgesendet werden. Gleichzeitig muss der Empfänger parallel und senkrecht polarisiertes Licht empfangen können. Aus den gemessenen Rückstreuintensitäten I_{\perp} senkrecht und I_{\parallel} parallel zur ausgesandten Polarisationsachse kann das lineare Depolarisationsverhältnis δ_1 bestimmt werden:

$$\delta_1 = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}. \quad (6.10)$$

Bei sphärischen Teilchen ist $\delta_1 = 0$. Somit kann zum Beispiel zwischen Sulfatpartikeln und Vulkanasche unterschieden werden.

Eine weitere Größe, mit der Aerosolpartikel charakterisiert werden können, ist der Ångström-Exponent α :

$$\alpha = -\frac{\log\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)}{\log\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)}, \quad (6.11)$$

dabei ist τ_1 die optische Dicke bei der Wellenlänge λ_1 und τ_2 die optische Dicke bei λ_2 . Wenn der Ångström-Exponent bekannt ist, erlaubt dieser Zusammenhang, von der optischen Dicke bei einer Wellenlänge auf die optische Dicke einer anderen Wellenlänge zu schließen:

$$\tau_1 = \tau_2 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{-\alpha}. \quad (6.12)$$

Eine Änderung des gemessenen Ångström-Exponenten weist auf die Ankunft von Partikeln mit anderen optischen Eigenschaften hin. Ein höhenkonstanter Ångström-Exponent ist kennzeichnend für eine vertikal homogene Aerosolgrößenverteilung.

Mit dem linearen Depolarisationsverhältnis, dem Ångström-Exponenten und

dem Lidar-Verhältnis sind intensive Größen verfügbar, die geeignet sind, zwischen verschiedenen Aerosoltypen zu unterscheiden.

6.2 Der Lidar-Vorwärtsoperator in ICON-ART

Der von mir in ICON-ART eingebaute Lidar-Vorwärtsoperator erlaubt eine direkte Simulation der abgeschwächten Rückstreuung, der Messgröße des Lidars.

Der volumenspezifische Rückstreukoeffizient ergibt sich aus dem massenspezifischen Rückstreukoeffizient $k_{bl,j}$, dem aktuellen Massenmischungsverhältnis und der Luftdichte:

$$\beta_{bl,j} = k_{bl,j} \cdot \rho \cdot \Psi_{3,l} \cdot 10^{-6}. \quad (6.13)$$

Die abgeschwächte Rückstreuung ε ist über die Lidar-Gleichung (Gl. 6.1) definiert und wird im Modell wie folgt berechnet:

$$\varepsilon_{l,j}(r) = \beta_{bl,j} \cdot \exp\left(-2 \int_0^r \tau_{el,j} dr\right). \quad (6.14)$$

Dabei ist r die Entfernung zum Laser. In ICON-ART wird die abgeschwächte Rückstreuung einmal von unten und einmal von oben berechnet. Dies erlaubt Vergleiche mit Beobachtungen bodengebundener Messsysteme beziehungsweise mit Satellitenbeobachtungen. Der massenspezifische Rückstreukoeffizient kann durch komplexere Mie-Rechnungen oder T-Matrix Rechnungen ermittelt werden. ICON-ART steht dieser Parameter für die Online-Berechnung der Rückstreuung und der abgeschwächten Rückstreuung ebenfalls im Rahmen von Nachschlagtabellen zur Verfügung.

6.3 Bestimmung der optischen Eigenschaften nicht-sphärischer Aschepartikel

Die Mie-Theorie, welche ich in Kapitel 4.3.1 beschrieben und angewendet habe, beschränkt sich auf sphärische Partikel. Die tatsächlichen Formen von Vulkanaschepartikeln sind jedoch sehr vielfältig. Aufnahmen davon unter dem Elektronenmikroskop sind beispielsweise in Abbildung 2 von Merikallio et al. (2015) oder in Abbildung 3 von Rocha-Lima et al. (2014) zu finden.

Merikallio et al. (2015) zeigen, dass Simulationen der Streueigenschaften mit Ellipsoiden die von AATSR (Advanced Along Track Scanning Radiometer) an Bord des ENVISAT Satelliten beobachteten Streueigenschaften besser wiedergeben als sphärische Partikel. Dabei konnten sie keine Form finden, die besser passte als irgendeine andere und schlossen, dass gleichverteilte Ensembles verschiedener Formen am Besten geeignet seien. Unpassende optische Modelle können dazu führen, dass Aschewolken vom Retrieval-Algorithmus als andere Aerosoltypen fehlinterpretiert werden (Kahn und Limbacher, 2012). Daher ist es wichtig, die nicht-sphärischen Eigenschaften von Vulkanasche besser zu repräsentieren. Zur Beschreibung der nicht-sphärischen Aschepartikel werden abgeplattete (oblate) und gestreckte (prolate) Rotationsellipsoide angenommen. Die Annahme von Rotationsellipsoiden ist eine stark vereinfachte geometrische Beschreibung der Vulkanaschepartikel, welche die Möglichkeit einer numerischen Berechnung der Streueigenschaften offen lässt. Die Ellipsoide ergeben sich durch Rotation um eine ihrer Achsen. Prolate Partikel entstehen bei der Rotation einer Ellipse um ihre lange Achse, es ergeben sich Partikel von der Form eines Rugbyballs. Durch Rotation um die kurze Achse ergeben sich oblate Partikel, welche in ihrer Form einem Diskus ähneln.

Dass sich diese Partikel, selbst unter Annahme desselben Verhältnisses der kurzen zur langen Achse, in ihrer Form unterscheiden, sei durch die grafische Veranschaulichung dieser Partikel in Abbildung 6.1 verdeutlicht.

Bei der Beschreibung von Rotationsellipsoiden muss daher strikt zwischen

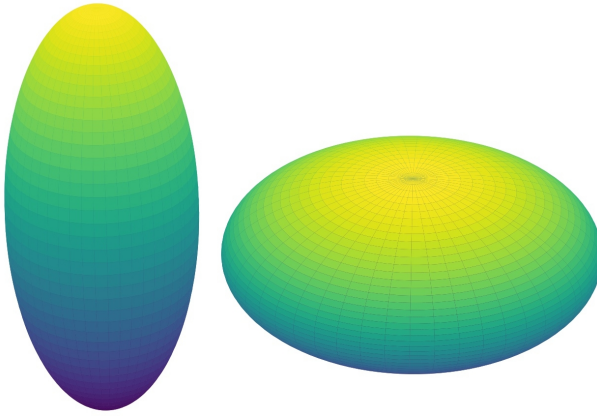


Abbildung 6.1: Veranschaulichung der idealisierten Partikelformen. Links ein prolates und rechts ein oblates Ellipsoid.

den folgenden beiden Bezeichnungen unterschieden werden. Der Formfaktor (shape parameter) $\varepsilon > 0$ beschreibt die unterschiedlichen Partikelformen mit:

$$\varepsilon < 1 : \text{gestreckt, prolates,} \quad (6.15)$$

$$\varepsilon = 1 : \text{kugelrund, sphärisch,} \quad (6.16)$$

$$\varepsilon > 1 : \text{abgeplattet, oblates.} \quad (6.17)$$

Das Seitenverhältnis (aspect ratio) ε' hingegen ist immer $\varepsilon' \geq 1$ und ergibt sich aus dem Verhältnis von der großen zur kleinen Achse.

In Abbildung 6.2 ist die Phasenfunktion für Partikel unterschiedlicher Formfaktoren über alle möglichen Streuwinkel aufgetragen. Im Bereich der Vorwärtsstreuung gibt es kaum Unterschiede zwischen den verschiedenen Formfaktoren. Bei 120° ist die Streuung der sphärischen Partikel geringer als die der nicht-sphärischen. Umgekehrt verhält es sich bei der Rückstreuung, also einem Streuwinkel von 180° . Hier ist die Streuung von sphärischen Partikeln etwa doppelt so groß wie bei den nicht-sphärischen. Dies verdeutlicht bereits die große Bedeutung der Partikelform auf die Rückstreuung, dem

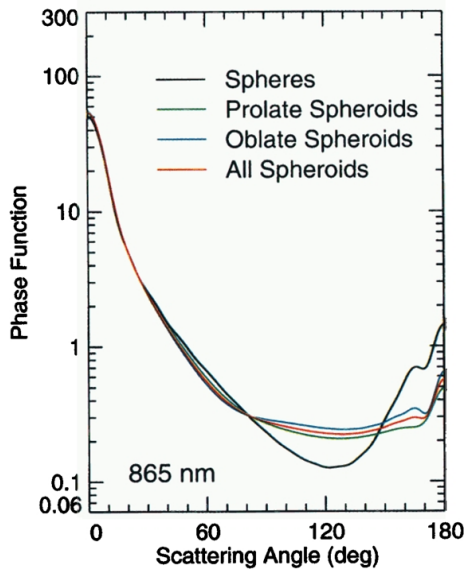


Abbildung 6.2: Phasenfunktion in Abhängigkeit des Streuwinkels für verschiedene nicht-sphärische Partikel in bunt und für sphärische Partikel in schwarz. Abbildung aus Mishchenko et al. (1997).

Parameter, der von Lidaren beobachtet wird. Für die Beschreibung der Strahlungswechselwirkungen können jedoch weiterhin sphärische Partikel angenommen werden, da die Unterschiede zwischen den Partikelformen mit dem Integral der Phasenfunktion über alle Raumrichtungen verschwinden (Mishchenko et al., 1997).

Für die Berechnung der Streueigenschaften nicht-sphärischer Partikel stehen folgende Verfahren zur Verfügung: Die T-Matrix-Methode (Waterman, 1965), DDA (discrete dipole approximation, Purcell und Pennypacker, 1973) oder GOA (geometrical optics approach, Macke und Mishchenko, 1996; Yang und Liou, 1996). Die Wahl der passenden Methode hängt von verschiedenen Faktoren ab: Die idealisierte Form zur Beschreibung der Partikel, dem Größenparameter, da die meisten Modelle auf ein bestimmtes Größenintervall

beschränkt sind, sowie der Rechenzeit der Modelle. Ich habe mich für die T-Matrix-Methode entschieden, da sie rotationssymmetrische Partikel zulässt, die Rechenzeit annehmbar ist und frei verfügbare Modelle existieren.

6.3.1 T-Matrix-Ansatz

Die Transformationsmatrix (T-Matrix) Methode ist ein rechnergestütztes Verfahren zur Berechnung der Streuung von Licht an nicht-sphärischen Partikeln, welches in seiner ursprünglichen Form von Waterman (1965) formuliert wurde. Die Technik ist auch als Nullfeldmethode oder als erweiterte Randlelementmethode bekannt. Bei dieser Methode werden Matricelemente durch das Abgleichen von Randbedingungen für die Lösung der Maxwell-Gleichungen gewonnen. Das einfallende und das gestreute elektrische Feld werden zu sphärischen Wellenvektorfunktionen erweitert. Sie sind fundamentale Lösungen der vektoriiellen Helmholtz-Gleichung, welche durch die skalaren fundamentalen Lösungen in sphärischen Koordinaten, der sphärischen Bessel-Funktion erster Ordnung und der sphärischen Hankel-Funktion, erzeugt werden. Es gibt zwei Sätze linear unabhängiger Lösungen M^1 , N^1 und M^3 , N^3 mit denen das einfallende Feld \mathbf{E}_{inc} als

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} \mathbf{M}_{mn}^1(k\mathbf{r}) + b_{mn} \mathbf{N}_{mn}^1(k\mathbf{r})] \quad (6.18)$$

geschrieben werden kann. Das gestreute Feld \mathbf{E}_{sca} wird erweitert zu

$$\mathbf{E}_{\text{sca}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [f_{mn} \mathbf{M}_{mn}^3(k\mathbf{r}) + g_{mn} \mathbf{N}_{mn}^3(k\mathbf{r})]. \quad (6.19)$$

Die T-Matrix verbindet die Expansionskoeffizienten des eintreffenden Felds mit denen des gestreuten Felds:

$$\begin{pmatrix} a_{mn} \\ b_{mn} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} f_{mn} \\ g_{mn} \end{pmatrix} \quad (6.20)$$

Für die Berechnung der T-Matrix muss, neben dem einfallenden und gestreuten Feld, das interne Feld in sphärischen Wellenvektorfunktionen entwickelt werden. Der Zusammenhang zwischen einfallendem Feld und internem Feld ist linear. Die T-Matrix wird von der Form und dem Material des Streuers bestimmt und erlaubt bei gegebenem einfallendem Feld die Berechnung des gestreuten Felds.

Eine attraktive Eigenschaft des T-Matrix Ansatzes ist, dass er sich exakt auf die Lorenz-Mie-Theorie reduziert, wenn der Streuer ein homogenes oder beschichtetes sphärisches Partikel ist, bestehend aus isotropen Materialien (Mishchenko et al., 2002).

Über die T-Matrix bekommt man die Elemente der 2×2 Streumatrix \mathbf{S} (amplitude scattering matrix) und der 4×4 Phasenmatrix \mathbf{Z} , auch Müller-Matrix oder Stokes-Streu-Matrix genannt. Mit ihnen kann das einfallende elektrische Feld in das gestreute elektrische Feld, sowie der einfallende Stokes-Vektor \mathbf{I}_{inc} in den gestreuten \mathbf{I}_{sca} transformiert werden:

$$\mathbf{E}_{\text{sca}} = \frac{e^{-ikr}}{r} \mathbf{S} \mathbf{E}_{\text{inc}} \quad (6.21)$$

$$\mathbf{I}_{\text{sca}} = \frac{1}{r^2} \mathbf{Z} \mathbf{I}_{\text{inc}}, \quad (6.22)$$

dabei ist $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl und r die Distanz, wobei das Verhältnis nur fürs Fernfeld gilt, wenn r sehr viel größer ist als die Wellenlänge und die Partikelgröße.

Das (1,1)-Element der Phasenmatrix wird als Phasenfunktion bezeichnet. Die Phasenfunktion, sowie die gesamte Matrix, ist abhängig vom Streuwinkel. Das ist der Winkel zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Strahl.

Der Extinktionsquerschnitt eines Partikels ergibt sich aus dem Imaginärteil des (1,1)-Elements der Streumatrix:

$$C_e = 2 \cdot \lambda \cdot \Im(S_{11}) \quad (6.23)$$

Der Querschnitt für die Rückstreuung eines Partikels ergibt sich wie folgt aus Elementen der Phasenmatrix:

$$C_b = 2\pi(Z_{11} + Z_{12} + Z_{21} + Z_{22}) \quad (6.24)$$

Die Rückstreuereffizienz Q_b ergibt sich aus dem Rückstreuquerschnitt analog zu 4.6. Der massenspezifische Rückstreuoeffizient k_b lässt sich daraus wie in 4.32 berechnen.

6.3.2 Ergebnisse der T-Matrix-Rechnungen

Die elektromagnetischen Streueigenschaften nicht-sphärischer Partikel werden mit dem Pythonpaket PyTMatrix (Leinonen, 2014) berechnet. Kern des Pakets ist der umfangreich getestete Fortran77 Code der T-Matrix-Methode von Mishchenko und Travis (1998). Das PyTMatrix-Interface ermöglicht eine automatisierte Berechnung und die Analyse der Ergebnisse. Die Verwendung des Fortran Codes ohne Interface würde hingegen ein Kompilieren des Programms für jede neue Wellenlänge und jeden anderen Brechungsindex oder Mediandurchmesser der Partikelgrößenverteilung erfordern. Für das PyTMatrix-Paket ist eine Online-Dokumentation verfügbar (Leinonen, 2017). Die Rechenzeit nimmt mit dem Größenparameter und dem Formfaktor zu. Bis zu einem gewissen Punkt kann die Konvergenz mit dem Parameter DDELTA kontrolliert werden (Mishchenko und Travis, 1998). Für kleine Wellenlängen und dem oberen Ende der lognormalen Größenverteilung der Vulkanasche konvergiert die T-Matrix-Methode jedoch nicht mehr. Die Verwendung des GOA ist für Anwendungen im Lidar Bereich auch nicht geeignet, da dieser Ansatz die größten Ungenauigkeiten für den Streuwinkel von 180° aufweist (Wieland et al., 1997). Wiegner et al. (2009) schlagen vor, die großen Partikel durch Partikel mit dem maximal möglichen Formfaktor zu ersetzen.

Ich habe mich entschieden, meine T-Matrix-Rechnungen auf die Wellenlänge von 1064 nm zu beschränken. Hier treten noch keine Konvergenzprobleme

auf. Zudem ist das die Wellenlänge, bei der die Ceilometer CHM15k-Nimbus des DWD arbeiten. Auch CALIPSO und Forschungslidare wie das MARTHA (Multiwavelength Tropospheric Raman lidar for Temperature, Humidity, and Aerosol profiling) besitzen diesen Kanal. Für die Eingabeparameter Partikeldichte und Brechungsindex werden die gleichen Werte wie bei den Mie-Rechnungen verwendet. Der Brechungsindex bei dieser Wellenlänge ergibt sich aus den Messungen von Pollack et al. (1973) zu $1,51 + 0,0017i$. Bei der Berechnung der Phasen- und der Streumatrix erfolgt eine Integration über die Partikelgrößenverteilung. Dazu habe ich den PyTMatrix Code für meine Zwecke um die lognormale Größenverteilung erweitert. Die Größenverteilung der Aschepartikel wird wieder mit den Parametern aus Kapitel 3.3.1 für die Initialdurchmesser und Standardabweichungen beschrieben. Für die nicht-sphärischen Partikel wird angenommen, dass sie dasselbe Volumen besitzen wie sphärische Partikel mit demselben Radius. Als Partikelform wurden prolate und oblate Rotationsellipsoide mit einem Formfaktor zwischen 0,5555 und 1,8 angenommen. Es wird zudem eine gleichmäßige Verteilung der Partikelorientierungen angenommen. Die Phasen- und die Streumatrix werden über die Orientierung der Partikel gemittelt.

Zur Überprüfung der Verlässlichkeit der Ergebnisse werden Tests mit verschiedenen Programmen durchgeführt. Dabei werden die Ergebnisse von PyTMatrix für sphärische Partikel mit dem Fortran Mie-Code von Mishchenko et al. (2002), sowie Ergebnisse von PyTMatrix für nicht-sphärische Partikel mit Ergebnissen des MatLab Programm SMARTIES (Somerville et al., 2016), verglichen. Die Ergebnisse sind konsistent und besitzen nur numerisch bedingte Abweichungen aufgrund unterschiedlicher Kriterien bezüglich der Konvergenz der Wellenvektorfunktionen.

Die Ergebnisse der T-Matrix Rechnungen für die drei Aschemoden mit verschiedenen Formfaktoren und verschiedenen Brechungsindizes sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Extinktion ist für alle drei Größenverteilungen nahezu unabhängig vom Formfaktor. Die größten Änderungen treten bei der kleinsten Mode auf. Die Extinktion ist hier bei sphärischen Partikeln

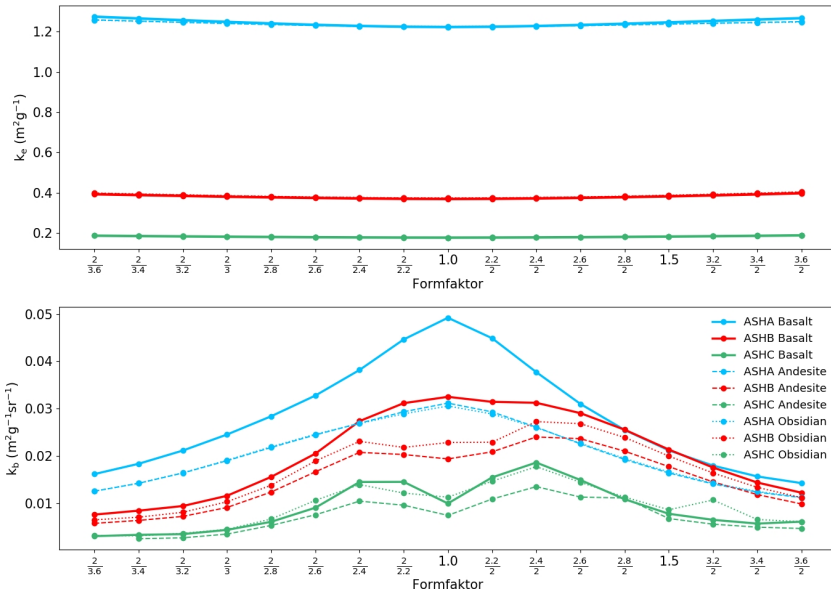


Abbildung 6.3: Abhängigkeit des massenspezifischen Extinktionskoeffizienten, sowie des massenspezifischen Rückstreukoeffizienten vom Formfaktor, vom Brechungsindex und der Partikelgröße.

kleiner als bei nicht-sphärischen. Dasselbe trifft auf den Brechungsindex zu. Die unterschiedlichen Brechungsindizes verändern die Extinktion kaum. Die kleinste Aschemode zeigt kleine Änderungen bei nicht-sphärischen Partikeln. Das bedeutet, dass die Extinktion kaum vom Formfaktor und dem Brechungsindex, aber stark von der Größenverteilung abhängt. Die Rückstreuung hingegen weist eine starke Abhängigkeit vom Formfaktor und eine deutliche Abhängigkeit vom Brechungsindex auf. Die Rückstreuung ist nicht symmetrisch, das bedeutet prolate und oblate Partikel mit dem gleichen Achsenverhältnis streuen unterschiedlich. Generell scheint die Rückstreuung bei oblaten Partikeln größer zu sein als bei prolaten mit dem gleichen Achsenverhältnis. Für die Partikel der kleinsten Mode ist die Rückstreuung der sphärischen Partikel am größten. Je länglicher die Partikel der kleinsten Mode

werden, desto kleiner wird die Rückstreuung. Die Rückstreuung von Partikeln der Mode A mit einem Formfaktor von 1,0 ist mehr als doppelt so groß als bei einem Formfaktor von 1,5. Der Brechungsindex hat einen deutlichen Einfluss auf die Rückstreuung. Der Unterschied ist bei den sphärischen Partikeln am größten. Die Partikel aus Mode B verursachen eine geringere Rückstreuung als Mode A. Die Rückstreuung ist bei Basalt mit einem Formfaktor von 1,0 bis 1,2 fast gleich groß. Für Andesite und Obsidian ist die Rückstreuung bei einem Formfaktor von 1,2 bis 1,4 sogar größer als bei sphärischen Partikeln. Bei Mode C ist für alle Brechungsindizes ein lokales Minimum bei sphärischen Partikeln zu beobachten. Dadurch unterscheidet sich die Rückstreuung zwischen dem Formfaktor 1,0 und 1,5 in Mode C kaum.

Die Laboruntersuchungen von Rocha-Lima et al. (2014) ergaben, dass bei Vulkanasche des Eyjafjallajökull der am häufigsten auftreten Formfaktor 1,5 beträgt. Die Werte für die Extinktion und die Rückstreuung, welche daher in den ICON-ART Simulationen verwendet werden, sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 eingetragen.

Tabelle 6.1: Massenspezifische Extinktionskoeffizienten für 1064 nm, abgeleitet aus den T-Matrix Rechnungen für die Aschemoden.

Formfaktor	ASHA	ASHB	ASHC
1,0	1,22259	0,36931	0,17744
1,5	1,24565	0,38235	0,18270

Tabelle 6.2: Massenspezifische Rückstreukoeffizienten für 1064 nm, abgeleitet aus den T-Matrix Rechnungen für die Aschemoden.

Formfaktor	ASHA	ASHB	ASHC
1,0	0,04920	0,03249	0,00995
1,5	0,02118	0,02134	0,00777

7 Evaluation von ICON-ART und dem Lidar-Vorwärtsoperator

In diesem Kapitel werden die ICON-ART Simulationen mit dem neuen Lidar-Vorwärtsoperator präsentiert. Für diese Simulationen wird das Modell-Setup aus Kapitel 5 angepasst, um die feinen Aschestrstrukturen besser repräsentieren zu können. Durch die Verwendung des Lidar-Vorwärtsoperators lassen sich nun die Messungen der Rückstreuung, beziehungsweise die Messungen der abgeschwächten Rückstreuung, direkt mit den Simulationen vergleichen. Um quantitative Aussagen aus den Ceilometermessungen ableiten zu können, müssen die Daten vom April 2010 zunächst kalibriert werden, was bislang für diesen Zeitraum noch nicht geschehen ist. Es werden Sensitivitätsuntersuchungen bezüglich Grenzschichtaerosol durchgeführt und die begrenzte Verwertbarkeit von Ceilometermessungen unter Wolkeneinfluss erläutert. Anschließend wird die Ausbreitung der Vulkansasche über Europa diskutiert, wobei der Fokus auf Deutschland liegt. Dazu wird das Ereignis in drei charakteristische Phasen unterteilt und ausgewählte Ceilometerstandorte näher betrachtet. Am Ende wird die Vergleichbarkeit der Simulation mit den lidargestützten Messungen diskutiert und die Eignung der Ceilometer zur Vulkansaschebeobachtung beurteilt.

7.1 Modellkonfiguration

Die ICON-ART Simulationen unter Verwendung des Lidar-Vorwärtsoperators werden für fünf Simulationsgebiete durchgeführt. Dabei erfolgt eine Zwei-Wege-Kopplung der prognostischen meteorologischen Variablen für alle Nests.

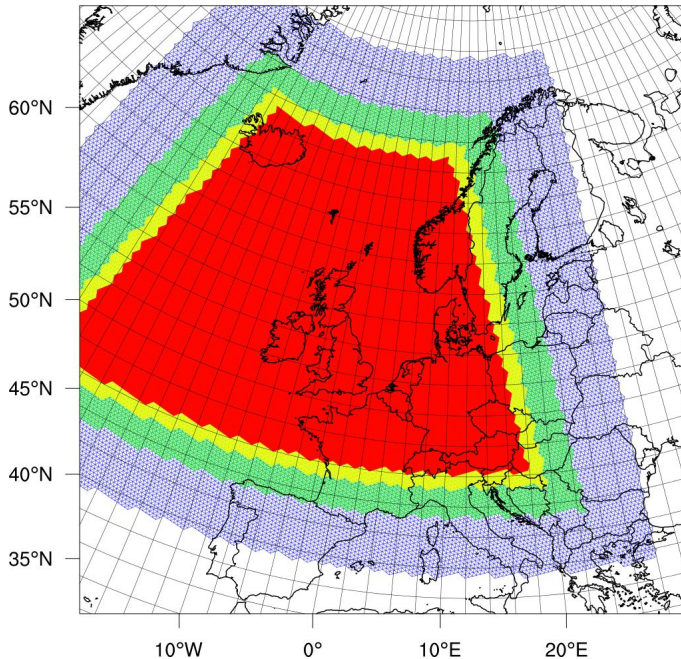


Abbildung 7.1: Darstellung der Modellgitter für die Nests R2B07 (20 km, blau), R2B08 (10 km, grün), R2B09 (5 km, gelb) und R2B10 (2,5 km, rot) mit Island im Nordwesten und Deutschland im Südosten des kleinsten Nests.

Für das globale Simulationsgebiet wird das globale R2B06 Gitter mit der effektiven Maschenweite von 40 km verwendet. Darin eingebettet sind Nests mit den effektiven Maschenweiten von 20, 10, 5 und 2,5 km. Die Lage der Nests wird so gewählt, dass selbst das Gebiet mit der kleinsten effektiven Maschenweite sowohl Island als auch Deutschland enthält (Abbildung 7.1). Damit kann die Aschefahne auf ihrem gesamten Weg nach Mitteleuropa, mit der effektiven Maschenweite von 2,5 km, untersucht werden. Im Gegensatz zur Modellstandardkonfiguration wird außerdem die Anzahl der vertikalen Schichten erhöht, um feinere vertikale Strukturen der Ascheschichten simulieren zu können. Für das globale Gitter werden 120 anstelle der 90

Schichten verwendet. Innerhalb der Nests wird lediglich die Troposphäre und die Stratosphäre simuliert. Normalerweise werden für diese untersten 39 km 60 vertikale Schichten verwendet. Diese Anzahl wird auf 90 erhöht. Mit diesem Setup ergibt sich in einer Höhe von 3 km eine Schichtdicke von etwa 230 m. Beim Standardsetup wären es 290 m. Für den Advektionszeitschritt werden 360 Sekunden gewählt. Die Dynamik und die Sedimentation werden fünfmal so oft aufgerufen. Die Strahlungsparametrisierung wird alle 1800 Sekunden aufgerufen und die Konvektionsparametrisierung alle 720 Sekunden. Diese Angaben beziehen sich auf das globale Gitter. Für die weiteren Nests wird mit der Maschenweite auch der Zeitschritt subsequent halbiert. Der Output wird stündlich geschrieben. Die Simulation wird ausgehend von einer IFS Analyse des ECMWF vom 14. April 2010 00 UTC gestartet, welche zuvor auf die verwendeten Gitter interpoliert werden muss. Die Vulkanasche wird so behandelt wie in Kapitel 3 beschrieben. Die Strahlungswechselwirkungen werden weiterhin mit Hilfe der Extinktionskoeffizienten, Asymmetrieparameter und Einfachstreuabeden der Mie-Rechnung simuliert. Dies ist, wie in Kapitel 6.3 diskutiert, gerechtfertigt. Zur Simulation der Extinktion, Rückstreuung und abgeschwächten Rückstreuung bei 1064 nm, welche für den Lidar-Vorwärtsoperator benötigt werden, werden die massenspezifischen Koeffizienten der T-Matrix Rechnungen verwendet.

7.2 Messdaten und die Kalibrierung der Ceilometer

In diesem Abschnitt wird kurz auf die verwendeten Messdaten eingegangen. Für Leipzig stehen mir Lidarmessungen zur Verfügung, welche mit MARTHA (Mattis et al., 2010) durchgeführt wurden. Für München, Mace Head, London, Chilbolton und Herstmonceux habe ich kalibrierte Ceilometerdaten erhalten. Vom 14. bis 20. April 2010 waren außerdem 45 Ceilometer des DWD in Betrieb. Die Standorte dieser Ceilometer des DWD sind in Abbildung 7.2, zusammen mit der Modelltopographie des R2B10 (2,5 km) Gitters, dargestellt. Um eine quantitative Aussage über das von diesen Geräten empfangene Signal

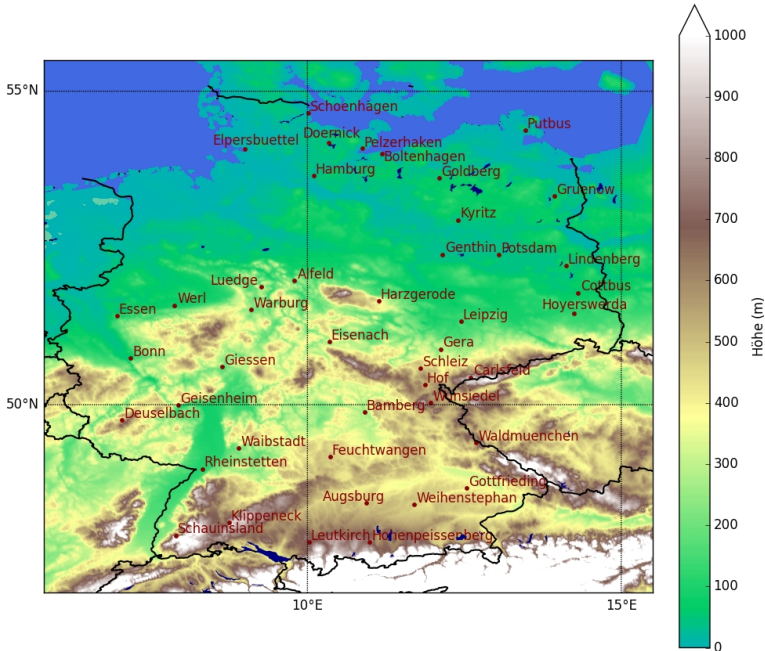


Abbildung 7.2: Darstellung der räumlichen Verteilung der DWD Ceilometerstationen im April 2010 und Topographie des R2B10 (2,5 km) Gitters in Deutschland.

treffen zu können, müssen diese Daten zunächst kalibriert werden. Da dieser Datensatz bisher selbst vom DWD noch nicht kalibriert wurde, ist dies im Rahmen meiner Arbeit erstmals erfolgt.

Für die Kalibrierung habe ich auf den MatLab Code von Hervo (2014) zurückgegriffen. Diese Kalibrierung ist geeignet, die Ceilometerprofile des CHM15k-Nimbus für den April 2010 zu kalibrieren.

Bevor mit der Kalibrierung begonnen werden kann, müssen zunächst alle Profile, die Wolken oder Nebel enthalten, identifiziert werden. Diese Profile können nicht für die Kalibrierung verwendet werden. Die Kalibrierung kann außerdem nur mit nächtlichen Messungen durchgeführt werden, da tagsüber

die Hintergrundstrahlung zu groß ist. Voraussetzung für eine erfolgreiche Kalibrierung sind drei wolkenfreie Stunden innerhalb einer Nacht. Um die Homogenität der Atmosphäre festzustellen hat Sasano et al. (1979) vorgeschlagen, die Empfangsstärke aus zwei Höhen zu messen und zu fordern, dass ihr Verhältnis konstant über die Zeit ist. Die Druck- und Temperaturprofile werden Reanalysedaten entnommen und daraus die molekulare Rückstreuung nach Bucholtz (1995) berechnet. Als molekulares Lidarverhältnis wird $S_m = \frac{8\pi}{3}$ angenommen. Basierend auf Klett (1981) wird die Extinktion berechnet. Aus der Division, der berechneten molekularen abgeschwächten Rückstreuung $\beta_{b,m}(r)$ und dem empfangenen hintergrundkorrigierten Signal $\hat{P}(r)$, ergibt sich die Lidarkalibrierkonstante C_L für die jeweilige Nacht.

$$\frac{\beta_{b,m}(r)}{\hat{P}(r)} = C_L \quad (7.1)$$

Anschließend werden zur Qualitätskontrolle R^2 und RMSE Tests für die verschiedenen Kalibrierwerte durchgeführt.

In Tabelle 7.1 sind die DWD Stationen, mit ihren Koordinaten, sowie die innerhalb dieser Arbeit bestimmten Kalibrierkonstanten aufgeführt. Werte, die mit einem * gekennzeichnet sind, haben das von Hervo (2014) geforderte Qualitätskriterium nicht erfüllt. Grund für unzureichende Qualität können Inhomogenitäten im vertikalen Profil oder starke temporale Differenzen sein, die durch vorhandenes Aerosol verursacht sein können. Zudem führt ein schwacher Laser zu einem kleinen Signal-Rausch-Verhältnis. Für diese Stationen habe ich die Ergebnisse des R^2 und RMSE Tests zusätzlich manuell überprüft und konnte danach entscheiden, diese Werte dennoch zu verwenden. Die Kalibrierung wird für jede mögliche Nacht durchgeführt. Ist die Kalibrierung bei einer Station in mehreren Nächten erfolgreich, wird der Mittelwert gebildet und auf alle Tage angewendet, um Sprünge zwischen den einzelnen Tagen zu vermeiden. Für Cottbus und Gottfrieding ist aufgrund von Wolken keine Kalibrierung möglich.

Tabelle 7.1: Ceilometerstandorte des DWD in 2010 und zugehörige Kalibrierwerte

Station	lat (°)	lon (°)	Höhe (m)	Kalibrierwert
Alfeld	51,97	9,80	143,9	10029594439
Augsburg	48,43	10,94	461,4	18808061170
Bamberg	49,88	10,92	240,0	13761920420
Boltenhagen	54,0	11,19	15,0	12339092098
Bonn	50,74	7,19	159,0	10518642467
Carlsfeld	50,43	12,61	897,0	20581007587
Cottbus	51,78	14,32	69,0	Wolken
Deuselbach	49,76	7,06	480,5	11892494638
Doernick	54,17	10,35	26,3	17201404133
Eisenach	51,0	10,36	312,4	27763333333*
Elpersbuettel	54,07	9,01	3,0	8003500000*
Essen	51,41	6,97	150,0	8094966468
Feuchtwangen	49,16	10,37	475,1	22914138815
Geisenheim	49,99	7,95	110,2	14999316099
Genthin	52,39	12,16	35,0	10972304732
Gera	50,88	12,13	311,0	14348807615
Giessen	50,60	8,65	202,7	7579666667*
Goldberg	53,61	12,10	58,0	8049500000*
Gottfrieding	48,66	12,54	350,4	Wolken
Gruenow	53,32	13,94	55,9	11089661350
Hamburg59	53,65	10,11	35,0	15181827829
Hamburg86	53,65	10,11	35,0	24355677013
Harzgerode	51,65	11,14	404,0	11289500000*
Hof	50,31	11,88	565,1	11987757144
Hohenpeißenberg	47,80	11,01	977,0	10717500000*
Hoyerswerda	51,45	14,25	115,9	9500975459
Klippeneck	48,11	8,76	973,4	14037861622
Kyritz	52,94	12,41	40,0	9175000000*

Leipzig	51,32	12,45	138,0	14423962466
Leutkirch	47,80	10,03	671,7	12803197217
Lindenberg	52,21	14,12	123,0	8001250000*
Luegde	51,87	9,27	258,0	7002250000*
Pelzerhaken	54,09	10,88	1,0	13219150073
Potsdam	52,38	13,06	81,0	6374000000*
Putbus	54,37	13,48	39,5	19098102130
Rheinstetten	48,97	8,33	116,1	15002749821
Schauinsland	47,91	7,91	1205,0	3773000000*
Schleiz	50,57	11,81	501,0	8442333333
Schoenhagen	54,64	10,02	2,0	36105829608
Waibstadt	49,30	8,91	236,6	13278489340
Waldmuenchen	49,39	12,69	498,8	14680000000*
Warburg	51,51	9,11	235,8	5452250000*
Weihenstephan	48,40	11,70	477,1	4775000000*
Werl	51,58	7,89	84,8	9791663063
Wunsiedel	50,03	11,97	622,3	24472387706

7.3 Ausbreitung der Asche

In den Abbildungen 7.3 bis 7.7 ist die Ausbreitung der simulierten Vulkanasche dargestellt. Diese umfasst die Zeitspanne vom 16. April 2010 6 UTC bis zum 17. April 2010 6 UTC. Dabei habe ich mich bei der Auswertung im Wesentlichen auf den Zeitraum mit den höchsten Konzentrationen über Deutschland konzentriert. Zu sehen sind in den Abbildungen jeweils oben die vertikal integrierte Aschemasse, links unten die Gebiete, an denen es innerhalb der Säule zur Grenzwertüberschreitung ($> 2 \text{ mg m}^{-3}$) kommt, und rechts unten die Höhe in der das Maximum der abgeschwächten Rückstreuung auftritt. Die Ceilometerstationen sind ebenfalls eingezeichnet. Auf die Bedeutung der Vektoren und der verschieden farbig markierten Ceilometerstationen wird in Kapitel 7.6 eingegangen.

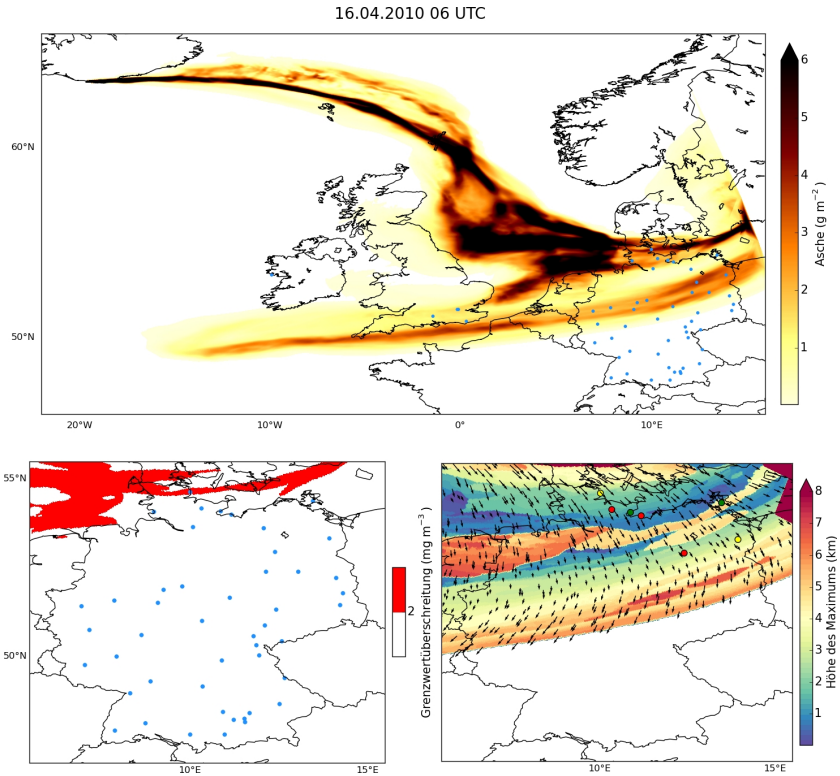


Abbildung 7.3: Verteilung der simulierten Vulkanasche am 16. April 2010 um 06 UTC. Oben: vertikal integrierte Aschemasse. Die blauen Punkte geben die Orte der Lidarmessungen an. Unten links: Gebiete in denen der Grenzwert für den Flugverkehr überschritten wird. Unten rechts: Höhe des Maximums der abgeschwächten Rückstreuung, überlagert von Windvektoren in der betreffenden Höhe. Mit den farbigen Kreisen wird die Übereinstimmung der Höhe mit den Messungen beurteilt. Grüne Kreise stehen für eine sehr gute Übereinstimmung, gelbe für eine mittelmäßige und rote Kreise für eine geringe Übereinstimmung. Siehe hierzu Kapitel 7.6.

Die Asche zieht über die Nordsee nach Mitteleuropa. Zuerst erreicht sie Norwegen, Dänemark und Großbritannien, bevor sie am Abend des 15. April 2010 über Deutschland ankommt.

Für den 16. April 2010 6 UTC lässt Abbildung 7.3 erkennen, dass die Asche von Island auf ihrem Weg nach Europa unterschiedliche Wege genommen hat.

Über der Nordsee, vor der Küste Deutschlands und den Niederlanden liegt ein großes Gebiet mit einem Säulengehalt von über 6 g m^{-2} Vulkanasche. Ein Ausläufer davon reicht über die deutsch-dänische Grenze und über die Ostsee. Ein weiteres Ascheband mit geringerem Säulengehalt ist bereits über der Mitte Deutschlands angekommen und erstreckt sich vom Atlantik über den Ärmelkanal und Belgien bis nach Polen. In Süddeutschland ist die Asche noch nicht angekommen. Der Grenzwert wird laut Simulation über der Nord und Ostsee, sowie über der Ceilometerstation Schönhagen überschritten. Die Höhe des Maximums in der abgeschwächten Rückstreuung liegt über Nord- und Ostsee unterhalb von 2 km. Über dem Norden Deutschlands, wo der Säulengehalt relativ gering ist, liegt das Maximum in 5 bis 7 km Höhe. Richtung Süden folgt zunächst ein Band, in dem das Maximum in 1 bis 2 km Höhe liegt. Das Maximum der abgeschwächten Rückstreuung ist zur vordersten Front angehoben und liegt in 5 bis 7 km Höhe.

Am 16. April 2010 12 UTC (Abbildung 7.4) erreicht die vorderste Aschefront den Norden von Bayern, Tschechien und Baden-Württemberg. Über Paris ist sie bereits hinweggezogen. Der höchste Säulengehalt wird in einem Band vom Osten Englands über Amsterdam, Hannover bis Berlin simuliert. Mit der Fahne, die weitere Asche über die Nordsee transportiert, sieht diese Struktur aus wie ein umgekehrtes T. Innerhalb dieses Bands wird in der Simulation der Grenzwert für den Flugverkehr überschritten. Allerdings liegt keine Ceilometerstation in diesem Bereich. Die maximale abgeschwächte Rückstreuung liegt in diesen Regionen zwischen 1 und 4 km Höhe. Im Norden Deutschlands liegt sie zu diesem Zeitpunkt in den größten Höhen. Auch über der Mitte Deutschlands konzentriert sie sich in 7 bis 8 km Höhe. Die simulierte Aschefront im Norden Tschechiens, Bayerns und Baden-Württembergs besitzt die Maxima der abgeschwächten Rückstreuung in etwa 6 km Höhe.

Weitere sechs Stunden später (Abbildung 7.5) ist die simulierte Aschefront weiter nach Süden gewandert und erreicht nun die Schweiz und Österreich. Im Nordosten Deutschlands ist kaum noch Asche vorhanden. Auffallend sind vor allem zwei meridionale Bänder über Mitteleuropa. Das mit dem größeren

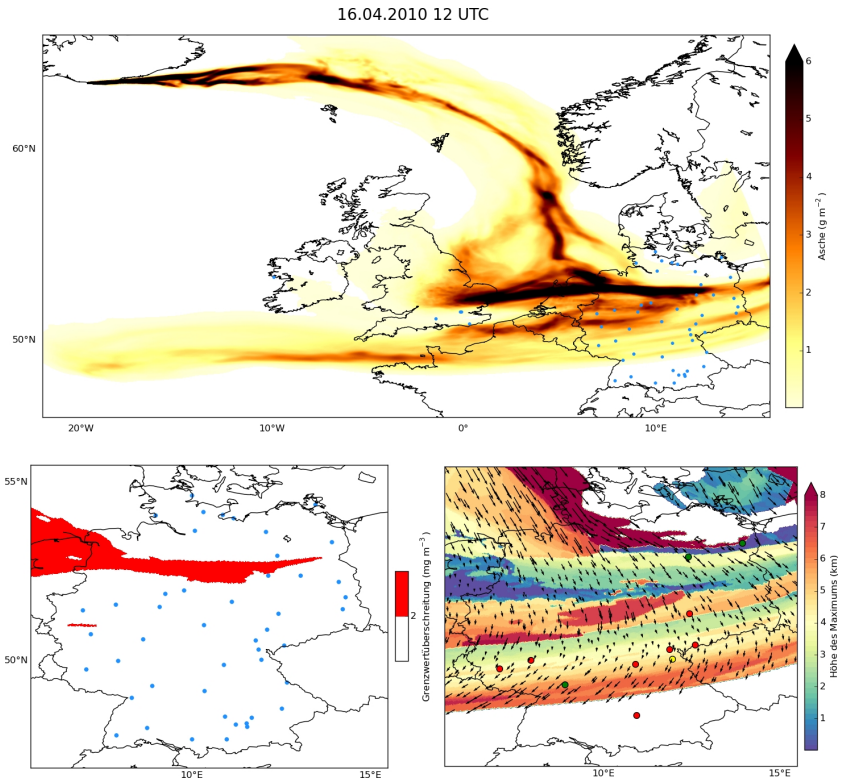


Abbildung 7.4: Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 16. April 2010 12 UTC.

Säulengehalt erstreckt sich vom Ärmelkanal über Belgien, Bonn, Gießen bis zur polnisch-tschechischen Grenze. Das schwächere liegt südlich davon und erstreckt sich vom Atlantik über die Bretagne bis ins nördliche Bayern. Die Grenzwerte für die Aschekonzentration werden in der Simulation in mehreren Bereichen überschritten. Die Ceilometerstationen Essen, Bonn, Gießen, Bamberg und Schleiz liegen darunter. Die Bereiche geringen Säulengehalts liefern erneut die größte abgeschwächte Rückstreuung in Höhen von 8 km und mehr. Über Nordwest- und Süddeutschland liegt die Höhe bei 4 bis 5 km. In dem Band über der Mitte Deutschlands liegt die höchste abgeschwächte

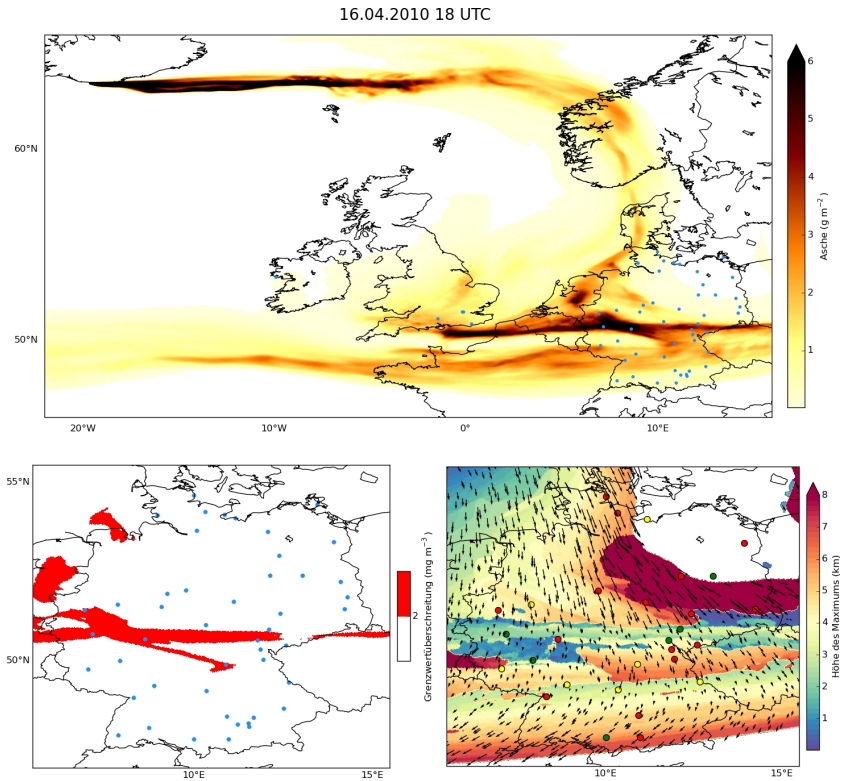


Abbildung 7.5: Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 16. April 2010 18 UTC.

Rückstreuung deutlich tiefer, in 1 bis 3 km Höhe.

In Abbildung 7.6 ist zu sehen, dass die Asche des Eyjafjallajökull am 17. April 2010 um 00 UTC nun stärker nach Osten Richtung Norwegen transportiert wird. Das führt dazu, dass zunächst keine neue Asche nach Deutschland gelangt und die Konzentrationen langsam sinken. Die sechs Stunden zuvor beobachteten Bänder haben sich nach Südwesten verlagert. Sie haben eine geringere Nord-Süd Ausdehnung und der simulierte Säulengehalt ist geringer geworden. Der Grenzwert wird noch in Lothringen, Luxemburg, Saarland und Rheinland-Pfalz überschritten. Von der Ceilometerstation Deuselbach sind

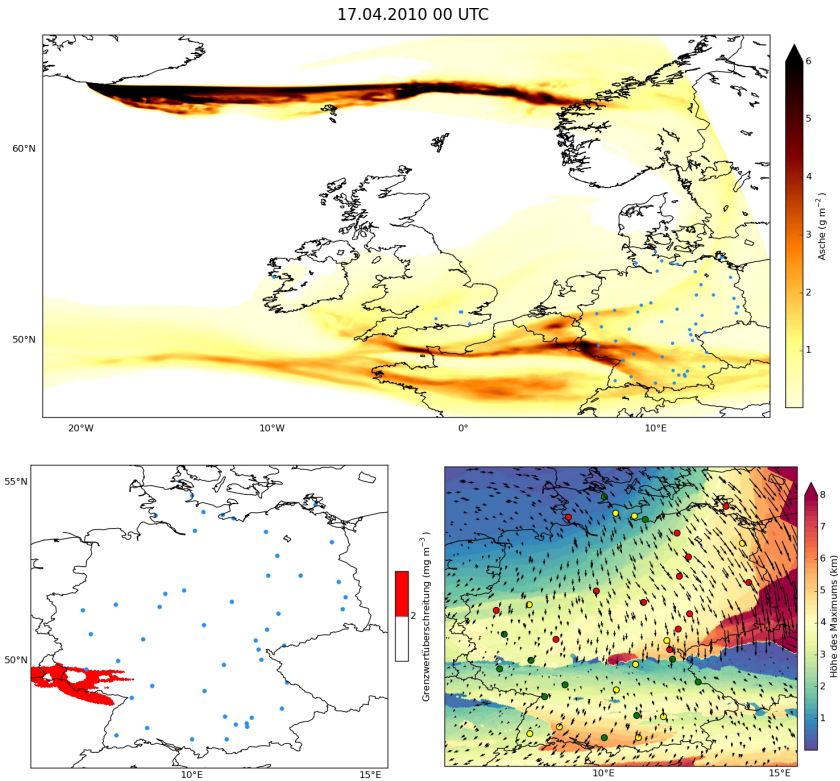


Abbildung 7.6: Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 17. April 2010 00 UTC.

diese Konzentrationen zu beobachten (Kapitel 7.6, Abbildung 7.15). Über große Bereiche von Deutschland liegt das Maximum der abgeschwächten Rückstreuung in 4 km Höhe. Im Nordwesten liegt es tiefer. Außerdem ist über der Mitte Deutschlands ein Bruch zu erkennen.

Um 6 UTC des 17. April 2010 (Abbildung 7.7) ist der Säulengehalt der Vulkanasche über ganz Deutschland kleiner 3 g m^{-3} . Für den deutschen Luftraum wird keine Grenzwertüberschreitung simuliert. Die maximale abgeschwächte Rückstreuung liegt im Norden Deutschlands auf Bodenhöhe. Richtung Süden erreicht diese bis zu 3,5 km, mit Ausnahme der Kante, die sich von Rheinstet-

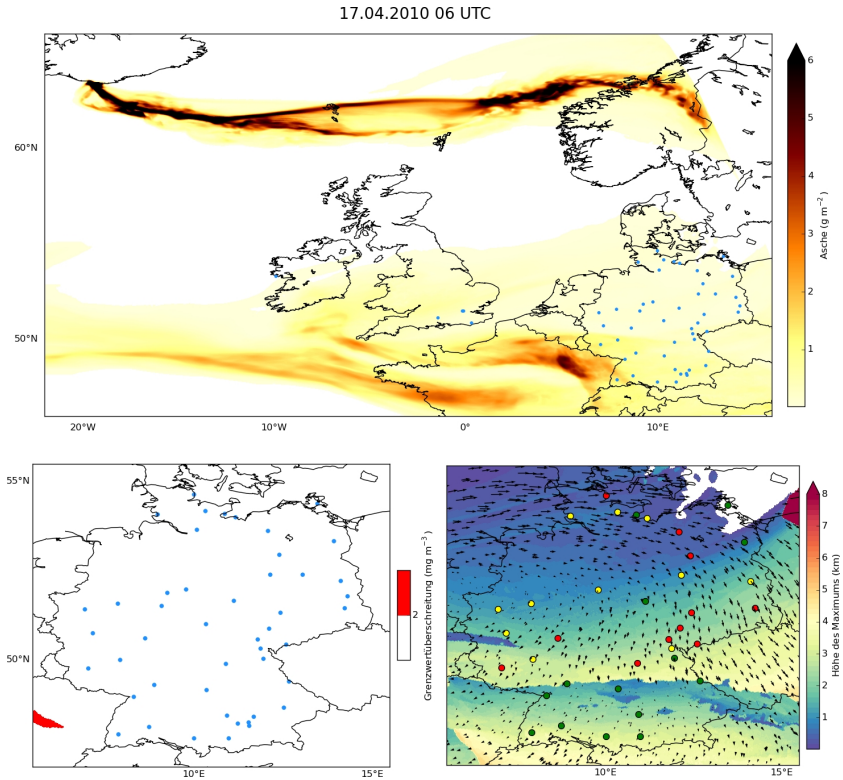


Abbildung 7.7: Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 17. April 2010 06 UTC.

ten, Weinstadt, Feuchtwangen nach Waldmünchen erstreckt. Hier ist die größte abgeschwächte Rückstreuung bereits in tiefen Schichten angekommen.

7.4 Simulation und Messung

Die ICON-ART Simulationen enthalten, wie bereits erwähnt, Vulkanasche als einziges Aerosol. In Realität treten natürlich weitere Aerosoltypen auf. Besonders anthropogenes Aerosol innerhalb der Grenzschicht wird die Messung der abgeschwächten Rückstreuung beeinflussen und somit zu einer

Diskrepanz zwischen Simulation und Messungen führen. Noch entscheidender sind jedoch die Wolken. Während bei den Messungen das Signal durch die Wolken abgeschwächt wird und oberhalb von Wolken mit einer vertikalen Mächtigkeit von mehr als 300 m gar nicht mehr verwendet werden kann, haben die Wolken im Modell keinen Einfluss auf das simulierte Signal. Sie gehen in die Berechnung nicht ein. Im Wesentlichen sind es diese beiden Punkte, welche die Auswertung der Simulationen, anhand der Messungen, zu einer Herausforderung machen.

Zur Darstellung der Lidarmessungen werden üblicherweise Zeit-Höhenschnitte verwendet. Dabei werden die Vertikalprofile entlang der Zeitachse aufgetragen. Exemplarisch soll hierzu der Zeit-Höhenschnitt für Rheinstetten vom 16./17. April 2010 (Abbildung 7.8) vorgestellt werden. Im oberen Zeit-Höhenschnitt ist die Ceilometermessung dargestellt. Aufgrund der geringen Laserenergie ist das Rauschen bei Ceilometern immer relativ groß. Daher wird auf die Daten ein gleitendes Mittel angewandt. Wird über einen großen Zeitraum gemittelt, verschmieren die Strukturen, insbesondere wenn sich die vertikale Mächtigkeit ändert. Wird der Zeitraum zu klein gewählt, dann sind schwache Signale nicht als solche zu erkennen. Für die Zeit-Höhenschnitte habe ich ein gleitendes Mittel von 5 Minuten gewählt, wobei jeweils nur zur vollen Stunde ein Profil dargestellt wird. Dies ermöglicht eine gute Vergleichbarkeit mit den Simulationen, bei denen zur vollen Stunde der Wert des aktuellen Zeitschritts herausgeschrieben wird. Außerdem wird eine logarithmische Farbskala verwendet, um die niedrigen Werte, die in einer anderen Größenordnung als das Maximum der abgeschwächten Rückstreuung liegen, veranschaulichen zu können. Die abgeschwächte Rückstreuung ist in den Zeit-Höhenschnitten nur für die Bereiche dargestellt in denen das Signal-Rausch-Verhältnis

$$\text{SNR} = \frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}} \geq 1 \quad (7.2)$$

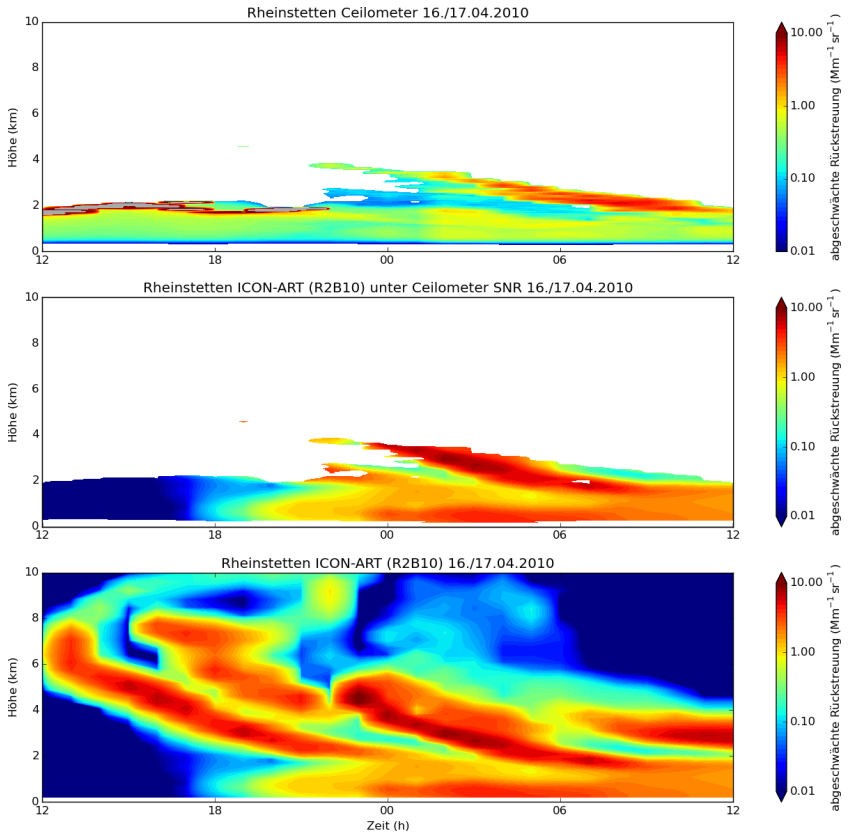


Abbildung 7.8: Zeit-Höhenschnitte für Rheinstetten für den 16./17. April 2010. Oben: Ceilometermessung maskiert mit dem SNR. Mitte: Simulation maskiert mit dem SNR der Ceilometermessung. Unten: Unmaskierte Darstellung der Simulation.

ist. Das Signal-Rausch-Verhältnis von Ceilometern wird in Heese et al. (2010) diskutiert. Hier sei die Berechnung, basierend auf den vorhandenen Messgrößen des CHM15k-Nimbus, gezeigt. Das Signal \wp ist wie folgt bestimmt:

$$\wp = (\beta_{raw} \cdot \sigma + \gamma) \cdot N_s. \quad (7.3)$$

Dabei verbergen sich hinter β_{raw} die Rohdaten der abgeschwächten Rückstreuung. β_{raw} ist auf die Anzahl der Laserpulse N_s normiert. Außerdem wurde von dem Rohsignal schon der Hintergrund γ abgezogen und mit der Standardabweichung σ normiert.

Das Rauschen ist gegeben durch die Standardabweichung, die im selben Höhenbereich gemessen wird wie der Hintergrund und ist ebenfalls auf die Anzahl der Laserpulse normiert. Für das Signal-Rausch-Verhältnis wird für jede dieser Größen ein gleitendes Mittel, dargestellt durch $\langle \rangle$, gebildet:

$$\text{SNR} = \left(\frac{\langle \wp \rangle}{\langle N_s \rangle} - \langle \gamma \rangle \right) \cdot \langle \sigma \rangle^{-1}. \quad (7.4)$$

Die Bereiche, in denen das SNR kleiner eins ist, sind in weiß dargestellt. Bereiche mit einer abgeschwächten Rückstreuung größer $20 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ sind grau gekennzeichnet und charakteristisch für Wolken. Der während diesem Ereignis maximal gemessene Wert für die abgeschwächte Rückstreuung, der als Vulkanasche identifiziert werden kann, liegt im Bereich von $10 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Der deutliche Unterschied in der Intensität der Abschwächung lässt in der Regel eine schnelle Differenzierung zwischen Wolken und Aerosol zu.

In Abbildung 7.8 ist zu sehen, dass am Nachmittag und Abend des 16. April Wolken in einer Höhe von 2 km vorhanden waren. Gegen 18 UTC hat es vorübergehend aufgeklart, sodass ein Signal von oberhalb empfangen werden konnte. Auf die Handhabung von Wolken in Ceilometermessungen wird in Abschnitt 7.4.2 näher eingegangen. Ab etwa 22 UTC ist eine dünne Aerosolschicht in 4 km Höhe zu erkennen. Diese Schicht sinkt im Laufe

der Nacht und des folgenden Vormittags langsam ab. Um 12 UTC des 17. April ist die Schicht bei 2 km angekommen. Die größte vertikale Mächtigkeit besitzt die Schicht zwischen 4 und 8 UTC, wobei die maximale Rückstreuung von $5,6 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ um 8 UTC auftritt. Unterhalb dieser Schicht ist in 2,5 km Höhe von 22 bis 4 UTC eine weitere, schwächer Schicht zu erkennen, die sich dann mit der oberen verbindet. Die abgeschwächte Rückstreuung innerhalb der Grenzschicht beträgt über den gesamten Tag ungefähr $0,5 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Im mittleren Bild der Abbildung 7.8 ist die mit ICON-ART simulierte abgeschwächte Rückstreuung des R2B10 (2,5 km) Nests dargestellt. Der Bereich, in welchem die Ceilometerbeobachtung ein zu geringes SNR aufweisen, ist maskiert. Dies ermöglicht einen guten visuellen Vergleich zwischen Beobachtung und Simulation. Am Abend des 16. April ist die abgeschwächte Rückstreuung in der simulierten Grenzschicht null. Ab 18 UTC wird ein abgeschwächtes Rückstreusignal simuliert. Das Signal ist in der zweiten Nachthälfte innerhalb der Grenzschicht durchweg größer als in der Messung ($\epsilon = 2,5 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$). Die obere absinkende Schicht wird gut getroffen und auch die Untere ist zu erkennen. In der Simulation ist das Signal ausgeprägter als in der Messung. Das hier dargestellte Maximum tritt um 2 UTC auf und beträgt $8,8 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Um 8 UTC beträgt die Rückstreuung maximal noch $4,7 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, während es in der Messung $5,6 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ sind. Wie im untersten Zeit-Höhenschnitt zu sehen, gehen durch die Maskierung Informationen aus dem Modellergebnis verloren, die vor allem in größeren Höhen erzielt werden. Wenn man die gesamte Simulation betrachtet, dann werden deutlich mehr Ascheschichten sichtbar. Es ist zu erkennen, dass das Maximum in der abgeschwächten Rückstreuung bereits um 23 UTC auftritt und dass die simulierte Vulkanasche bereits am Mittag des 16. April Rheinstetten erreicht hat.

7.4.1 Einfluss des Grenzschichtaerosols auf die abgeschwächte Rückstreuung

Das Grenzschichtaerosol schwächt das empfangene Signal ab. Daher wird im folgenden der Einfluss von zusätzlichem Aerosol in der Grenzschicht, welches nicht vulkanischen Ursprungs ist, quantifiziert. Die Sensitivität des Signals wird durch eine abschwächende Schicht, die sich innerhalb der Grenzschicht befindet, mit den optischen Dicken von 0,1, 0,2 und 0,5, betrachtet. Dabei besitzt die abgehobene Aschefahne immer dieselben optischen Eigenschaften. Abbildung 7.9 zeigt die Situation in Pelzerhaken am 16. April 2010 um 09 UTC. Aufgetragen ist das Höhenprofil der abgeschwächten Rückstreuung. In rot ist die Ceilometermessung dargestellt. Dieses Profil ergibt sich aus dem gleitenden Mittel über fünf Minuten. Das Rauschen der abgeschwächten Rückstreuung nimmt mit der Höhe zu. Dies basiert auf Gl. 6.5, wodurch kleine Abweichungen von Null quadratisch mit der Entfernung anwachsen. In der Grenzschicht ist Aerosol vorhanden. Ein lokales Maximum der abgeschwächten Rückstreuung in etwa 1 km Höhe wird vermutlich durch gequollenes Aerosol verursacht. Das Maximum befindet sich etwa in 3,5 km Höhe. Das Signal ist nicht besonders groß. Dies lässt eine Aerosolschicht vermuten. Auch in der Simulation befindet sich in dieser Höhe das Maximum der abgeschwächten Rückstreuung. Das Simulationsergebnis, des Lidar-Vorwärtsoperators, ist in dunkelgrün dargestellt. Das Maximum beträgt $14,5 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Auch in der Grenzschicht ist, der Simulation zu folge, Vulkanascheaerosol vorhanden. Bringt man in etwa 500 m Höhe (Modellschicht 83) eine künstliche Schicht ein, die nur Extinktion verursacht, dann lässt sich erkennen, wie oberhalb davon das Signal der abgeschwächten Rückstreuung abnimmt. Die Extinktionsschicht ist in Abbildung 7.9 mit einem grauen horizontalen Balken dargestellt. Die abgeschwächte Rückstreuung für die Schicht mit einer AOD von 0,1 ist in hellgrün dargestellt. In hellblau ist das Resultat für eine AOD von 0,2 und in blau für eine AOD von 0,5 zu sehen. Das Maximum der abgeschwächten Rückstreuung geht zurück auf Werte von 12,

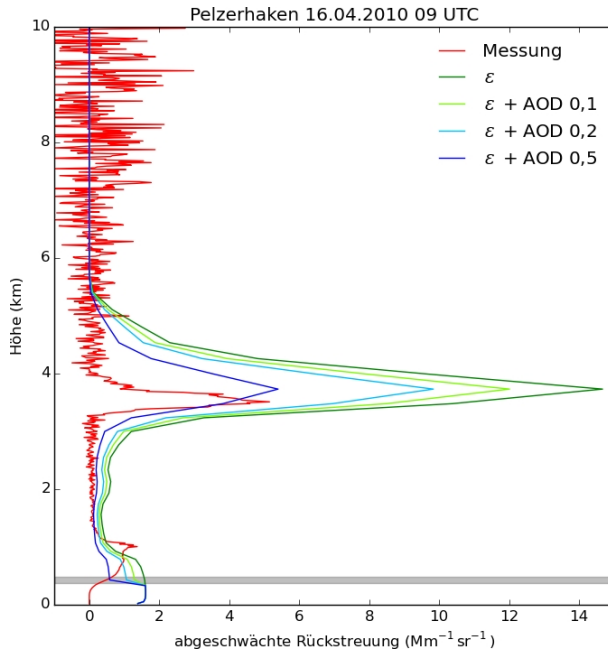


Abbildung 7.9: Abgeschwächte Rückstreuung für Pelzerhaken am 16. April 2010 um 09 UTC aus der Ceilometermessung, der ICON-ART Simulation, sowie der Simulation mit unterschiedlichen künstlichen Extinktionsschichten innerhalb der Grenzschicht. Der graue horizontale Balken kennzeichnet die künstliche Extinktionsschicht.

9,8 und 5,3 $\text{Mm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ mit zunehmender AOD in der bodennahen Schicht. Ein typischer Wert für die Aerosol bezogene optische Dicke ist 0,1 in der Grenzschicht. Gequollenes Aerosol oder Nebel verursachen deutlich größere Werte.

Diese Sensitivitätsbetrachtung zeigt den enormen Einfluss der Abschwächung auf das empfangene Signal. Falls in der Messung eine dünne Wolkenschicht vorhanden ist oder mehrere Aerosolschichten übereinander liegen, welche nicht auf gleiche Weise im Modell vorhanden sind, können die Absolutwerte von Messung und Simulation nicht übereinstimmen.

7.4.2 Ceilometermessungen bei Wolken

Die Beobachtung von Aerosol mit einem Lidar ist nur in einer wolkenfreien Atmosphäre möglich. Aus verschiedenen Gründen kann es trotzdem möglich sein, ein Signal von oberhalb der Wolken zu erhalten. Bei dicken Wolken erreicht der Detektor Sättigung. Das bedeutet, dass der Detektor weniger Photonen zählt als ankommen. Dadurch unterschätzt das gemessene Signal das tatsächlich vorhandene. Wenn kurzzeitig alle Elektronen aus der photoeffektiven Schicht herausgeschlagen sind, wird das gemessene Signal null. Da aber weiterhin automatisch der Hintergrund abgezogen wird, ist das Signal negativ. Daher ergeben sich negative Werte oberhalb des Signalmaximums. Den Messungen darüber kann nicht mehr vertraut werden. Bei dünnen Wolken, mit einer vertikalen Erstreckung von weniger als 300 m, kann das Ceilometer durch die Wolken hindurch schauen. In diesem Fall gibt es keine negativen Werte oberhalb des Signalmaximums. In Abbildung 7.10 sind auf der linken Seite die einzelnen Profile im Zeit-Höhenschnitt von 7:30 bis 8:00 UTC des 16. April 2010 für Leipzig dargestellt. In etwa 500 m Höhe sind in dunkelrot die Wolken oder gequollenen Aerosolpartikel zu erkennen. Der weiße Bereich darüber kennzeichnet ein negatives Signal. Bei dünner Wolkenschicht und zwischen den Wolken ist, von 500 bis 1500 m in gelb dargestellt, ein Signal der Stärke von knapp $1 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ auszumachen. Um unterscheiden zu können ob auf ein Signal vertraut werden kann oder ob der Detektor in Sättigung gegangen ist, müssen die in der Vertikalen benachbarten Messpunkte betrachtet werden, denn negative Werte können auch durch Rauschen verursacht werden. Auf der rechten Seite von Abbildung 7.10 sind die einzelnen Ceilometerprofile dargestellt. Alle Profile die stellenweise negativ werden und deren drei in der Vertikalen benachbarten Messpunkte ebenfalls negativ sind, sind in rot dargestellt. Alle anderen Profile sind in blau eingezeichnet.

Bei Darstellungen des gleitenden Mittels der abgeschwächten Rückstreuung kann es daher sein, dass oberhalb der Wolken ein Signal vorhanden ist, obwohl

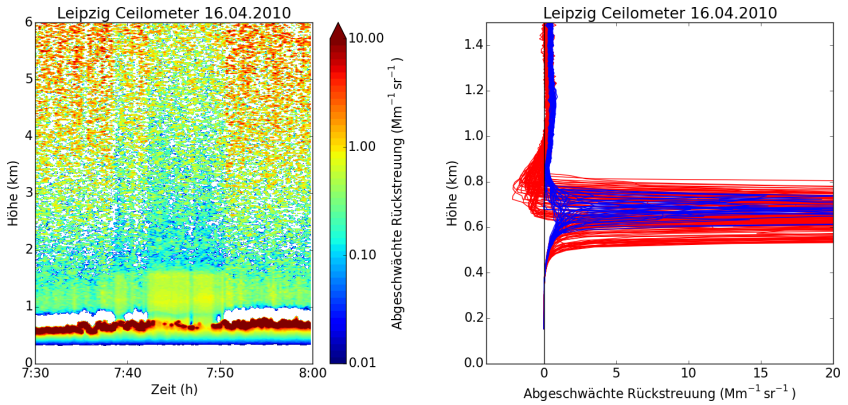


Abbildung 7.10: Ceilometermessung bei und zwischen Wolken. Links: Zeit-Höhenschnitt für Leipzig am 16. April 2010 zwischen 7:30 und 8:00 UTC. Rechts: Höhenprofile der abgeschwächten Rückstreuung. In rot die Profile, die aufgrund der starken Sättigung negativ werden und in blau die Profile, bei denen das nicht der Fall ist. Für beide Abbildungsteile ist die Darstellung aller Profile ohne Mittelung erfolgt.

es durch die Mittelung so aussieht, als ob es sich um eine geschlossene Wolkendecke handelt. Jedoch werden durch das gleitende Mittel sowohl die Strukturen der Wolken verschmiert, als auch das Signal welches in den Wolkenlücken gemessen wird.

7.5 Detaillierter Vergleich für Leipzig

Mit der Kenntnis und dem Bewusstsein für die Sensitivität der abgeschwächten Rückstreuung auf Grenzschichtaerosol und Wolken, werden im Folgenden die Messungen und die Modellsimulationen evaluiert.

Der vollständige Zeit-Höhenschnitt des Ceilometers und der Simulation, für Leipzig am 16. April 2010 ist in Abbildung 7.11 dargestellt. In der Nacht treten Wolkenschichten in 2, 3 und 4 km auf. Gegen 4 UTC wird aus 5 bis 8 km Höhe ein Signal empfangen. Die abgeschwächte Rückstreuung in 6 km Höhe beträgt $10,6 \text{ Mm}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Laut Mattis (2017) wird dieses Signal, unter Berücksichtigung des Depolarisationsverhältnisses aus den Lidardaten von Leipzig

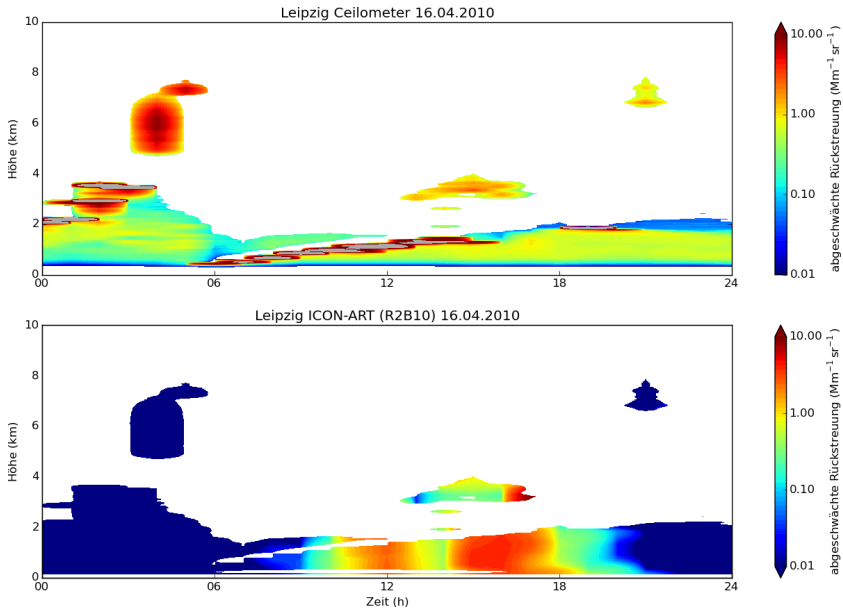


Abbildung 7.11: Zeit-Höhenschnitte der Ceilometerdaten und der ICON-ART Simulation für Leipzig am 16. April 2010.

für diesen Zeitpunkt, nicht von Vulkanasche sondern von Cirrusbewölkung verursacht. In der Grenzschicht und auch über den Wolken, die sich ab 6 UTC bilden, beträgt die abgeschwächte Rückstreuung maximal $1 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Am Nachmittag wird in 3 bis 4 km Höhe ein Signal von $3,5 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gemessen.

Bei dem Signal um 21 UTC in 7 km Höhe handelt es sich erneut um Cirrusbewölkung. Der Vergleich mit der ICON-ART Simulation zeigt, dass die beiden Signale, die aufgrund ihres Depolarisationsverhältnisses als Cirrusbewölkung interpretiert wurden, kein korrespondierendes Signal besitzen. Das Signal am Nachmittag in 3 bis 4 km Höhe hingegen ergibt sich ebenfalls in der Simulation, wenn auch die Struktur und die Intensität nicht so gut übereinstimmt.

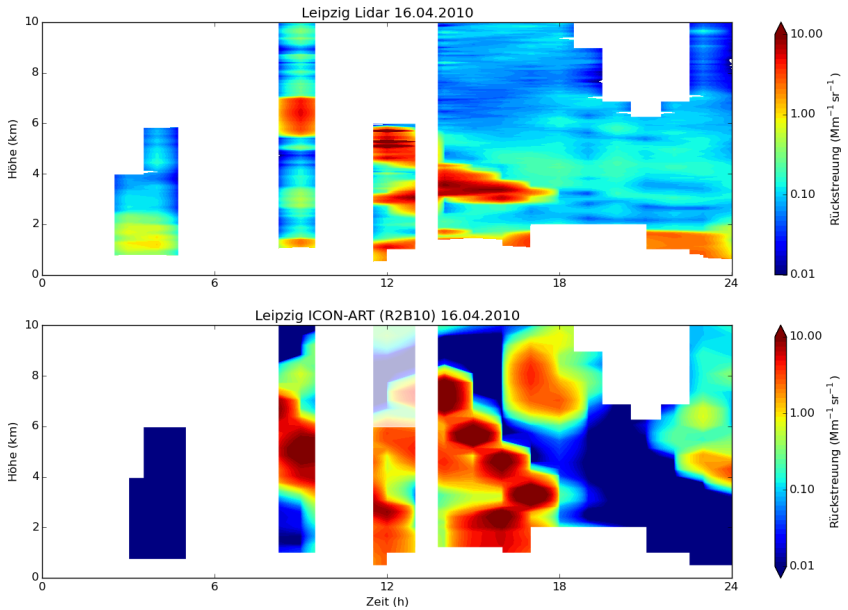


Abbildung 7.12: Zeit-Höhenschnitte der Lidardaten und der ICON-ART Simulation für Leipzig am 16. April 2010.

In Abbildung 7.12 ist der Zeit-Höhenschnitt für die Lidarmessung dargestellt. Innerhalb EARLINET wurde festgelegt, dass die Lidarprofile über eine Stunde gemittelt werden. Daher sind die Lidardaten mit ihren stündlichen Werten dargestellt und nicht als gleitendes Mittel. Wenn niedrige Wolken vorhanden sind wird in den nächsten Minuten nicht gemessen. Der folgende Laserpuls wird mit geringerer Energie durchgeführt, um zu überprüfen ob die Wolke noch vorhanden ist. Nur wenn es wolkenfrei ist werden wieder volle Profile im 30 Sekunden Intervall gemessen. Die Zeiträume und Höhenintervalle, in denen nicht gemessen werden konnte, sind weiß maskiert. Das Lidar liefert die Rückstreuung. Zwischen 3 und 5 UTC wird in der Grenzschicht eine Rückstreuung von etwas mehr als $1 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gemessen. Am Vormittag ist eine Messung zwischen 9 und 10 UTC vorhanden. Hier wird bereits aus der

Grenzschicht ein deutlich größeres Signal empfangen. In 6 km Höhe beträgt die Rückstreuung $5,4 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Um 12 UTC ist in 1, 3 und zwischen 4 und 6 km Höhe ein deutliches Signal zu erkennen. Das Maximum der Rückstreuung liegt über $10 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Der obere Teil sinkt bis 18 UTC auf 3 km Höhe ab. Die Rückstreuung im Zentrum beträgt weiterhin um die $9 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Das Signal in der Grenzschicht ist nun etwa $2,5 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Bis in 6 km Höhe ist eine Türkisfärbung im Zeit-Höhenschnitt zu erkennen. In der ersten Nacht ist in der ICON-ART Simulation über Leipzig noch keine Asche vorhanden. Das Signal um 9 UTC aus den Messungen ist auch in der Simulation vorhanden. Um 12 UTC werden ebenfalls in drei Höhen Signale simuliert. Allerdings liegen alle etwas höher als in der Beobachtung. Das Absinken des oberen Signals bis 18 UTC hinunter in 3 km Höhe entspricht der Lidarbeobachtung. In der Simulation ist um 17 UTC in 8 km Höhe und um 24 UTC in 4 km Höhe weitere rückstreuende Vulkanasche dargestellt.

Anhand des Vertikalprofils von 12 UTC wird im folgenden einer der Vorteile der expliziten Beschreibung der optischen Eigenschaften von Vulkanasche in ICON-ART deutlich. Die Abbildung 7.13 stammt aus Ansmann et al. (2010). Zum einen ist hier der Rückstreuoeffizient für die drei Wellenlängen des Lidars dargestellt und zum anderen die daraus errechnete Massenkonzentration. Solche Profile habe ich aus den Simulationsergebnissen von ICON-ART für die Rückstreuung bei 1064 nm berechnet (Abbildung 7.14). Zudem ist mit der zweiten Kurve die Rückstreuung für sphärische Partikel ($\epsilon = 1.0$) angegeben. In den Lidarbeobachtungen ist die Rückstreuung innerhalb der Grenzschicht stark wellenlängenabhängig. Dabei wird mit abnehmender Wellenlänge eine größere Rückstreuung erzielt. Ab etwa 2 km Höhe verlaufen die Kurven nahezu deckungsgleich. Die stärkste Rückstreuung wird in 3 km Höhe mit $8 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gemessen. Darüber befindet sich ein weiteres lokales Maximum in 5 km Höhe. Hier werden etwa $4 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ erreicht. In der Simulation ist die Rückstreuung in Bodennähe minimal größer. Sie nimmt innerhalb der Grenzschicht aber nicht mit der Höhe ab, wie das in der Beobachtung der Fall ist, sondern bleibt bei etwa $3 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Das Maximum ist in der ICON-ART

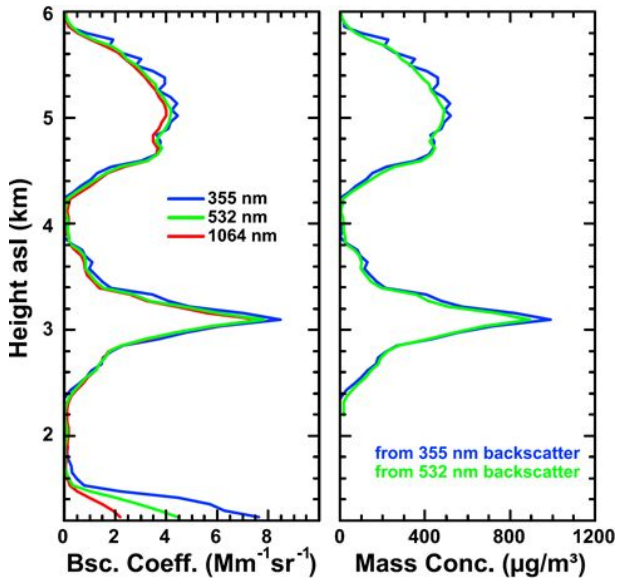


Abbildung 7.13: Höhenprofil der gemessenen Rückstreuung und der abgeleiteten Massenkonzentration für den 16. April 2010 12 UTC. Abbildung aus Ansmann et al. (2010).

Simulation bereits in 2,7 km Höhe erreicht. Für die nicht-sphärischen Partikel beträgt die Rückstreuung hier genau wie in den Beobachtungen $8 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Die optische Beschreibung der Aschepartikel mit sphärischen Partikeln führt zu einer deutlichen Überschätzung der abgeschwächten Rückstreuung. Mit sphärischen Partikeln sind es $13 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Das zweite deutliche Signal aus den Messungen wird auch in der Simulation wiedergegeben. Dieses liegt in der Simulation etwa 500 m höher, bei 5,5 km. Die Rückstreuung beträgt hier etwa $1 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ weniger als in der Lidarmessung. Insgesamt ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Maxima der beiden Profile. Die Höhendifferenz im Maximum beträgt nur 300 m. In dieser Höhe ist das lediglich ein Unterschied von einem Modelllevel.

Zusätzlich zu der Rückstreuung ist in Ansmann et al. (2010) die Massenkonzentration aus der Rückstreuung berechnet worden. Für diese Berechnung

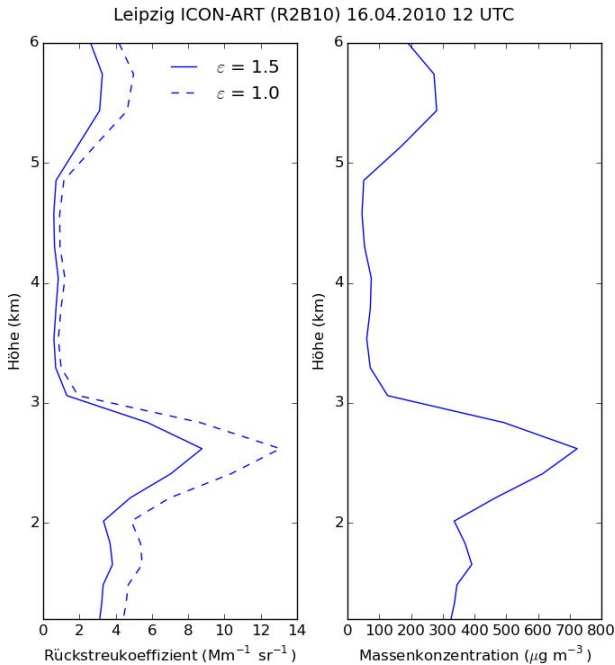


Abbildung 7.14: Höhenprofil der simulierten Rückstreuung und der simulierten Massenkonzentration für den 16. April 2010 12 UTC.

muss das Lidarverhältnis bekannt sein. Da dies nicht der Fall war, wurde ein Lidarverhältnis von Mineralstaub verwendet. Die Berechnung ergibt $1000 \mu\text{g m}^{-3}$ in 3 km, der Höhe der maximalen Rückstreuung. Die simulierte Massenkonzentration beträgt nur $700 \mu\text{g m}^{-3}$. Das bedeutet, dass aus der Berechnung, basierend auf der gemessenen Rückstreuung und dem angenommenen Lidarverhältnis, eine 42 % größere Massenkonzentration hervorgeht als aus der Simulation und das, obwohl die Rückstreuung in beiden gleich groß ist. Mit dem Lidar-Vorwärtsoperator in ICON-ART muss keine Annahme über ein Lidarverhältnis getroffen werden, da die Rückstreuung, basierend auf den optischen Eigenschaften, direkt simuliert wird. In das Verhältnis von Extinktion und Rückstreuung geht die Größenverteilung ein, welche bei

zukünftigen Eruptionen angepasst werden kann. Somit kann das Lidarverhältnis variieren. Diese Beschreibung lässt auch Mischungen verschiedener Aerosoltypen zu. Die Modellsimulationen sind damit deutlich flexibler als die aus den Messungen abgeleiteten Konzentrationen. Daher ist zu empfehlen, die Massenkonzentrationen den Modellsimulationen zu entnehmen und die Simulationen anhand des Rückstreusignals des Lidars zu validieren.

7.6 Einteilung in zeitliche Phasen

Da im Rahmen dieser Arbeit nicht alle Ceilometerstationen im einzelnen besprochen werden können, wird im folgenden das Vulkanascheereignis über Deutschland in verschiedene Phasen unterteilt und jeweils eine repräsentative Ceilometerstation den Simulationen gegenüber gestellt.

Phase 1: Asche und Grenzschichtbewölkung

Von 00 bis 18 UTC des 16. April 2010 beginnt die Aschefahne über Deutschland hinweg zu ziehen. Dabei erscheint die Fahnenstruktur an den einzelnen Stationen zerrissen und wenig zusammenhängend. In den Zeit-Höhenschnitten sind deshalb fleckenhafte Strukturen zu erkennen. Die Höhe, in der die Asche auftritt, ist variabel. Dies hat zur Folge, dass die Übereinstimmung bei der Höhe des Maximums der abgeschwächten Rückstreuung auch sehr unterschiedlich ausfällt. Dies ist an den ampelfarbig markierten Stationspunkten rechts unten in den Abbildungen 7.3 bis 7.5 zu erkennen. Dabei bedeutet die grüne Farbe, dass die Differenz der Lage des Maximums der abgeschwächten Rückstreuung zwischen Simulation und Messung nicht mehr als 500 Höhenmeter beträgt, es also eine sehr gute Übereinstimmung gibt. Gelbe Punkte werden verwendet, wenn die Übereinstimmung mittelmäßig ist und die Differenz zwischen 500 und 1000 m liegt. Eine geringe Übereinstimmung in der Höhe des Maximums wird durch die roten Punkte angezeigt. Hier ist der Unterschied größer als

1000 m. In diesen Abbildungen sind Stationen, an denen keine Messung durchgeführt wurde oder aufgrund von Wolken keine Auswertung erfolgen kann, nicht dargestellt. Um 06 UTC stimmen Beobachtung und Simulation bei zwei Stationen sehr gut, zwei gut und drei kaum in der Höhe überein (Abbildung 7.3). Nur Stationen im Nordosten sind überhaupt auswertbar. Um 12 und 18 UTC liefern deutlich mehr Messungen Daten, allerdings ist die Übereinstimmung in der Höhe meist mäßig.

Ein typisches Beispiel für diese Phase stellt Leipzig dar (Abbildung 7.11 und 7.12). Dieser Fall ist ausführlich in Abschnitt 7.5 besprochen. Ähnlich wie in Leipzig ist die Situation in Harzgerode (Abbildung A.1 im Anhang), Gera, Bonn, Eisenach, Essen, Klippeneck und Kyritz. Auch in Dörnack (Abbildung A.2) und Boltenhagen tritt die Vulkanasche fleckenartig im Zeit-Höhenschnitt in Erscheinung. An diesen beiden Stationen, die ganz im Norden von Deutschland liegen, wird die Vulkanasche allerdings schon deutlich früher registriert.

Phase 2: Zusammenhängende, langsam absinkende Ascheschicht I

Vom Nachmittag des 16. April 2010 bis in den Vormittag des 17. ist besonders in Mittel- und Süddeutschland eine nahezu gleichmäßig absinkende Ascheschicht zu beobachten. Ein besonders schönes Beispiel liefert, neben dem in Kapitel 7.4 vorgestellten Rheinstetten, der Ceilometerstandort Deuselbach. In Abbildung 7.15 ist im oberen Zeit-Höhenschnitt zu erkennen, dass dort bereits gegen 16 UTC in 5 km Höhe der erste Teil der Schicht beobachtet wird. Diese Schicht sinkt bis 8 UTC des darauf folgenden Morgen auf eine Höhe von 2 km ab. Je näher die Schicht dem Erdboden kommt, desto mächtiger wird sie. Die abgeschwächte Rückstreuung ist zwischen 00 und 06 UTC am größten. Um 04 UTC beträgt sie $4,2 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Zwischen 22 und 00 UTC besteht die Aschefahne aus zwei dünnen Schichten. Diese Zweiteilung ist auch in der Simulation zu beobachten, allerdings liegen hier die Schichten

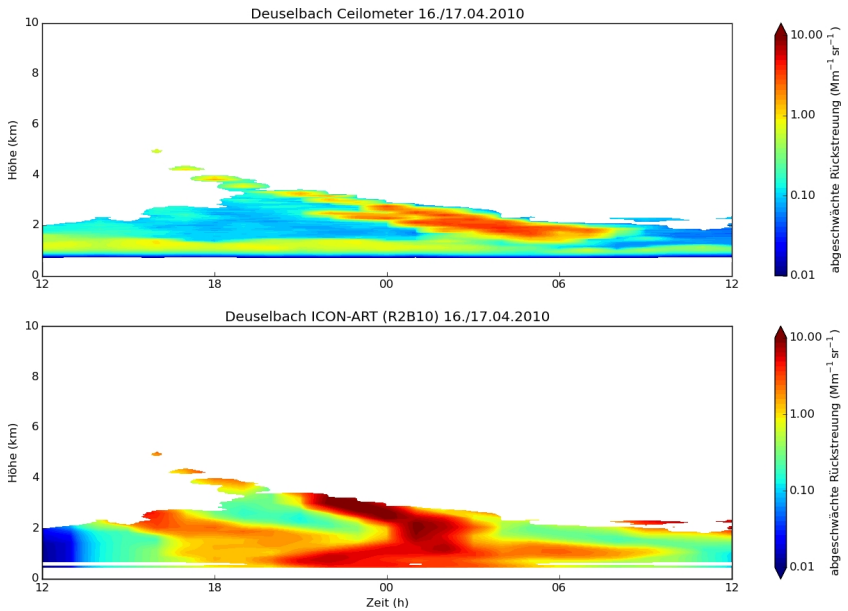


Abbildung 7.15: Zeit-Höhenschnitt für Deuselbach am 16.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.

weiter auseinander. Das abgebildete Maximum in der abgeschwächten Rückstreuung beträgt um 23 UTC $12 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. In Feuchtwangen, Augsburg, Klippeneck und Leutkirch ergibt sich nahezu das gleiche Bild. Interessant sind außerdem Hohenpeißenberg und Weihenstephan (Abbildung A.3). An diesen Stationen lässt sich in den Ceilometerbeobachtungen, trotz häufig auftretender Wolken, die absinkende Schicht erkennen. In Bamberg (Abbildung A.4), Geisenheim, Hof und Waibstadt fällt auf, dass die Ascheschicht, sobald sie in 2 bis 3 km Höhe abgesunken ist, deutlich dicker ist, als an den zuvor genannten Stationen.

Phase 3: Zusammenhängende Ascheschicht II

Unwesentlich später wird an einigen weiteren Stationen eine absinkende Ascheschicht beobachtet. Bei diesen Stationen stimmt die Lage der Schicht erneut gut mit den Simulationen überein, jedoch ist die abgeschwächte Rückstreuung der Beobachtung nun eine Größenordnung kleiner als im vorigen Fall und kleiner als simuliert. Diese Stationen befinden weiter nördlich bzw. nordöstlich von den in Phase 2 beschriebenen Stationen. Stellvertretend für Essen, Gera, Grünow, Leipzig und Wunsiedel sei hier in Abbildung 7.16 Wunsiedel gezeigt. Wunsiedel liegt knapp 100 km östlich von Bamberg. Daher ist zu erwarten, dass sich die Zeit-Höhenschnitte der Ceilometer dieser beiden Stationen ähneln. Der Vergleich mit Bamberg (Abbildung A.4) zeigt, dass es sich bei der Schicht, die ab 03 UTC in 4 km Höhe sichtbar wird, um eine neue, andersartige Schicht handelt, als die in Phase 2 beschriebene. Diese wiederum ist von 18 bis 22 UTC in Wunsiedel vorhanden. Da die Schicht hier aber relativ mächtig ist und von 12 bis 18 UTC auf Grund von Wolken keine Beobachtung möglich war, lässt sie sich nicht ohne Weiteres als Ascheschicht der Phase 2 identifizieren. Ein weiteres Indiz dafür, dass es sich um zwei getrennte, verschiedenartige Ascheschichten handelt, liefert die Abbildung der Höhe der maximalen abgeschwächten Rückstreuung (Abbildung 7.6 und 7.7). Hier ist deutlich ein Bruch zwischen Nord und Süd zu erkennen. Von Süden her gesehen zeigen diese Abbildungen, dass sich das Maximum zunächst in 4 km Höhe befindet, Richtung Norden auf etwa 1 km absinkt, dann plötzlich wieder bei 4 km Höhe liegt, um erneut Richtung Küste auf 1 km abzusinken. Auffällig ist in diesen Abbildungen auch, dass die Übereinstimmung von Messung und Simulation bei der Höhe für die Ascheschicht aus Phase 2 im Süden Deutschlands viel besser ist als für die Ascheschicht der Phase 3 im Norden Deutschlands. Da die Ascheschicht aus Phase 3 eine so geringe Rückstreuung ($\epsilon \approx 0,2 \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) erzeugt, ist das Signal der Vulkanasche geringer als die abgeschwächte Rückstreuung des Grenzschichtaerosols. Ein Beispiel hierzu ist für Alfeld am 17. April 2010

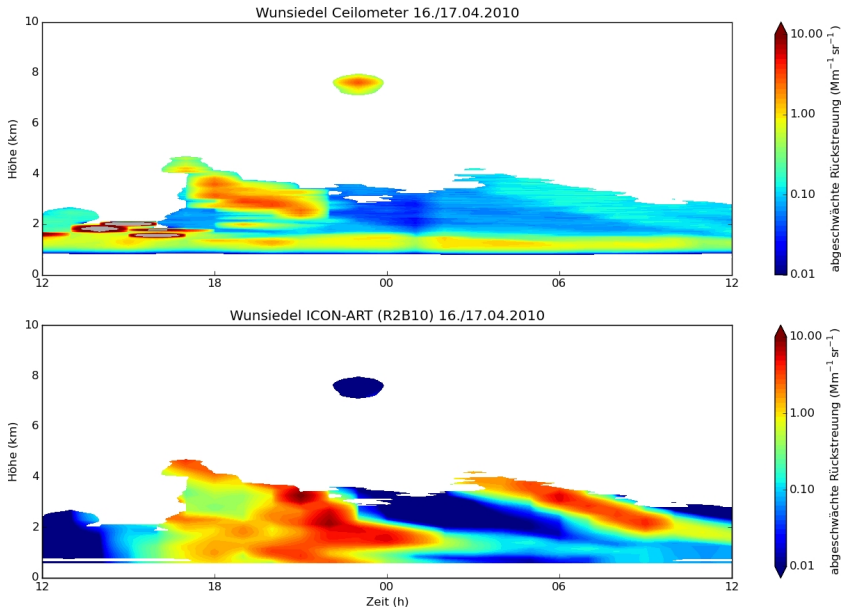


Abbildung 7.16: Zeit-Höhenschnitt für Wunsiedel am 16.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.

00 UTC gegeben (Abbildung A.5). Die Ascheschicht der Phase 3 erreicht Süddeutschland im Laufe des Nachmittags des 17. April 2010. Sie ist an den Ceilometerstationen Geisenheim, Feuchtwangen, Hof, Waibstadt, Augsburg, Deuselbach, Rheinstetten, Leutkirch und Werl zu erkennen. In Feuchtwangen (Abbildung A.6) ist sie am Abend in der Messung 2 km mächtig. In der Simulation ist die abgehobene Schicht mit weniger als 1 km deutlich dünner.

7.7 Partikelsedimentation

Bei einigen Stationen, wie beispielsweise Rheinstetten (Abbildung 7.8) oder Deuselbach (Abbildung 7.15) kommt es zu einer Zweiteilung der Ascheschicht. In der Beobachtung liegen diese Schichten sehr nahe

beieinander, in der Simulation deutlich weiter auseinander. Daher habe ich mich gefragt, ob dies durch die Partikelgrößenverteilung verursacht wird, denn die großen Partikel der Mode C sedimentieren auf Grund ihrer größeren Masse schneller als die kleineren. Untersucht werden soll daher, ob sich die übereinander befindlichen Schichten durch eine Separation der Moden bilden. Um das herauszufinden, sind in Abbildung 7.17 die wichtigsten Prozesse, die zum Absinken führen, und die Lage der einzelnen Moden aufgetragen. Im oberen Teil der Abbildung ist in bräunlichen Farben die Aschekonzentration dargestellt. Ausgehend von der Höhe der maximalen Aschekonzentration um 23 UTC ist für die folgenden Stunden der Verlauf der Höhen dieses Aschevolumens dargestellt. Die roten Punkte zeigen den Beitrag durch Advektion auf. Es ist also dargestellt welche Höhendifferenz das Aschevolumen in der folgenden Stunde durch den Beitrag der Advektion überwinden würde. Die blauen, roten und grünen Kreuze liefern die Beiträge der Sedimentationsgeschwindigkeit der Aschemode A, B und C. Die grünen Punkte stellen den Beitrag der mittleren Sedimentation des Aschevolumens dar. Die Summe aus Advektion und Sedimentation ist durch die rote Linie veranschaulicht. Der Verlauf dieser Trajektorie weist eine gute Übereinstimmung mit dem absinkenden Verlauf der Lage der höchsten Aschekonzentrationen auf. Dabei ist zu bedenken, dass die Trajektorie das fortbewegte Aschevolumen darstellt und die Aschekonzentration den zeitlichen Verlauf am festen Ort widerspiegelt. Das weist darauf hin, dass die Asche zu diesem Zeitpunkt sehr gleichförmig transportiert wird und es zu einem horizontal homogenen Absinken kommt. Die Betrachtung der einzelnen Beiträge zeigt, wie erwartet, den größten abwärts gerichteten Beitrag durch die Sedimentation der Partikel der Mode C. Die Vertikaladvektion ist teilweise nach oben gerichtet, sodass das Absinken der Ascheschicht verlangsamt wird. Der untere Teil der Abbildung 7.17 zeigt Konturlinien der drei Aschemoden. In den Filamenten sind, mit einer Ausnahme in der Mode B fehlt, immer alle Moden vorhanden. Dies belegt, dass es durch die Partikelsedimentation nicht zu einer Separierung der einzelnen Aschemoden kommt. Vielmehr müssen die

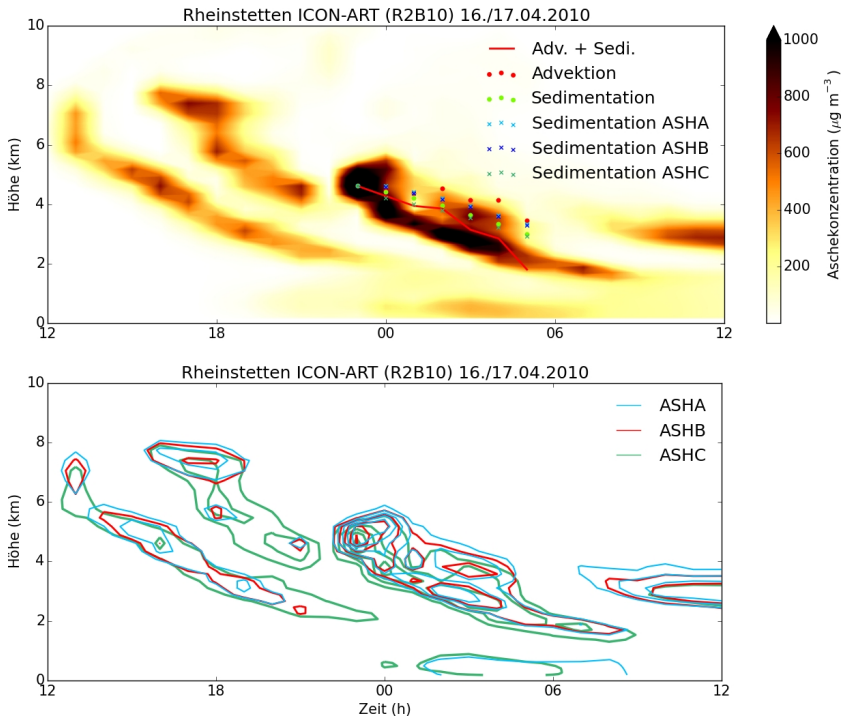


Abbildung 7.17: Analyse der simulierten Ascheschicht über Rheinstetten vom 16. April 2010 12 UTC bis 17. April 2010 12 UTC im Zeit-Höhenprofil. Aschekonzentration und Beitrag der wichtigsten Absinkprozesse (oben) und Aufschlüsselung der Aschekonzentrationen der einzelnen Moden mit Hilfe farbiger Konturlinien (unten).

Schichten aus unterschiedlichen Emissionshöhen oder von unterschiedlichen Emissionszeitpunkten stammen und können zusätzlich unterschiedliche Transportwege genommen haben. Dennoch sieht man einen Effekt der unterschiedlichen Sedimentationsgeschwindigkeiten. In den Filamenten liegt Mode C, gekennzeichnet durch die grünen Linien, immer etwas tiefer und Mode A, gekennzeichnet durch die blauen Linien, immer etwas höher als Mode B, welche durch rote Konturlinien veranschaulicht wird.

Das Ergebnis dieser Untersuchungsmethode, angewandt auf die Vulkanasche

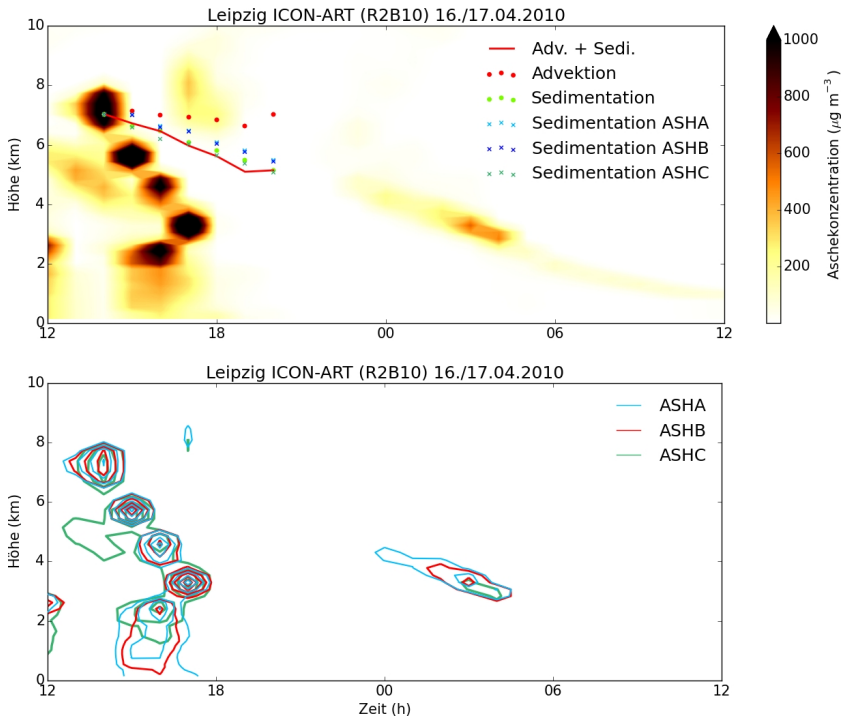


Abbildung 7.18: Analyse der Ascheschicht über Leipzig vom 16. April 2010 12 UTC bis 17. April 2010 12 UTC im Zeit-Höhenprofil. Aschekonzentration und Beitrag der wichtigsten Absinkprozesse (oben) und Darstellung der einzelnen Moden (unten).

über Leipzig in Phase I am Nachmittag des 16. April 2010, ist in Abbildung 7.18 dargestellt. Es wird das Aschevolumen, welches sich um 14 UTC in etwa 7 km Höhe befindet betrachtet. Die Trajektorie dieses Volumens verläuft in den folgenden Stunden nicht parallel zu den höchsten Aschekonzentrationen über Leipzig. Daraus folgt, dass die in mehreren Höhen an kurz aufeinander folgenden Zeitpunkten auftretenden Aschewolken nicht aus einer zusammenhängenden Schicht stammen. Vielmehr ziehen hier einzelne Schwaden über Leipzig hinweg. Zudem ist die Windgeschwindigkeit, welche durch die Vektoren rechts unten in den Abbildungen 7.3 bis 7.7

dargestellt ist, um 12 UTC des 16. April 2010 in Leipzig größer als zwischen 00 und 06 UTC des 17. April 2010 in Rheinstetten. Das bewirkt, dass in diesem Fall ein kleiner Versatz in Raum und Zeit sich massiv auf die Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulation auswirkt. Diesbezüglich sind Phase 2 und 3 deutlich weniger sensitiv, da die Asche langsam und großräumig absinkt. Hier sind zudem die Windgeschwindigkeiten deutlich geringer. Auch in Leipzig separieren sich die Moden nicht in eigene Schichten, und auch hier sind die unterschiedlichen Sedimentationsgeschwindigkeiten zu erkennen.

7.8 Fazit zum Vergleich von Simulation und Messung

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen das Potential des Vorwärtsoperators in Verbindung mit Lidar basierten Messungen deutlich auf. In Situationen, in denen regelmäßig Wolken über die Stationen hinwegziehen (Phase 1), ist es schwierig die Informationen der Ceilometer zu verwenden. Hier ist eine Identifikation von möglichen räumlichen und zeitlichen Verschiebungen zwischen Simulation und Messung kaum möglich. Dennoch lassen sich gute Übereinstimmungen finden, wie das Beispiel von Leipzig eindrucksvoll zeigt. Die Phasen 2 und 3 machen besonders deutlich, welchen Mehrwert eine Assimilation für die Vorhersagequalität der Vulkanasche hätte. Da hier die Übereinstimmung in der abgeschwächten Rückstreuung zunächst nahezu perfekt ist und sich dann um eine Größenordnung unterscheidet.

Im Vergleich mit den Ceilometermessungen ist folglich davon auszugehen, dass die Ascheschicht I (Phase 2) die korrekte abgeschwächte Rückstreuung und auch die korrekte Massenkonzentration besitzt. Der deutliche Unterschied zu Schicht II (Phase 3), die wenige Stunden später auftritt, lässt vermuten, dass sich die Parameter an der Quelle verändert haben. Dies könnte eine modifizierte Größenverteilung, Änderungen am Anteil feiner Vulkanasche, der in den Ferntransport eingeht, oder Variationen in anderen eruptierten Bestandteilen sein. Ein höherer Wasserdampfgehalt begünstigt Agglomeration und somit eine schnellere Sedimentation. Mit der Änderung der chemischen

Zusammensetzung des Gesteins ändern sich seine optischen Eigenschaften. Genauso kann sich durch die simultane Emission von Schwefeldioxid eine Hülle um die Aschepartikel bilden und die optischen Eigenschaften modifizieren. Auf der Seite der Messungen liegt der Fehler in der Ableitung der abgeschwächten Rückstreuung bei einem Faktor von zwei. Hinzu kommen mögliche Fehlinterpretationen bei der Unterscheidung zwischen Aerosol und Wolken, das Problem der Abschwächung des Signals durch tiefer liegende, Extinktion verursachende Schichten welcher im Abschnitt 7.4.1 untersucht wurde und die Mehrfachstreuung der Photonen innerhalb der Schicht. Letzteres führt zu einer Verzögerung in der Detektion und gaukelt somit eine Schicht in falscher Höhe vor. Die Auswirkungen des letztgenannten Effekts sind noch nicht erforscht.

Aufgrund der Tatsache, dass die Messinstrumente neben der Vulkanasche sekundäres Aerosol und Wolken detektieren welche im Modell nicht in die Berechnung der abgeschwächten Rückstreuung eingehen, sowie der Komplexität eines möglichen zeitlichen und räumlichen Versatzes der Ascheschicht, wird im Rahmen dieser Arbeit auf eine statistische Auswertung verzichtet. Insgesamt können die Simulationen gut validiert werden und das, obwohl die Simulationen nur zu Beginn am 14. April 2010 um 00 UTC von den IFS Daten initialisiert werden und das Modell ab diesem Zeitpunkt frei läuft. Dies demonstriert die gute Transportbeschreibung des Aerosols inklusive der Größenverteilung und der Wechselwirkungen mit den meteorologischen Prozesse.

8 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ICON-ART erweitert. Als erstes wurden die Klassen der monodispersen Größenverteilung der Vulkanasche durch drei Lognormal-Verteilungen ersetzt. Dies ermöglicht eine stetige Beschreibung des Aerosols, welche besonders für die optische Beschreibung der Aschepartikel von Bedeutung ist. Zur Beschreibung der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen wurde zunächst eine Literaturstudie durchgeführt, anhand derer ich den Brechungsindex für die Vulkanaschesimulationen des Eyjafjallajökull Ausbruchs im April 2010 festgelegt habe. Unter der Annahme von sphärischen Partikeln habe ich die Streu- und Absorptionseigenschaften der Vulkanasche mit Mie-Rechnungen bestimmt und die Interaktion von Vulkanasche und Strahlung in das Modellsystem implementiert.

Dieses Setup ermöglichte es mir, den Einfluss von Vulkanascheaerosol auf die atmosphärischen Prozesse der synoptischen Skala zu untersuchen. Mit den Aschekonzentrationen, die durch den Ausbruch des Eyjafjallajökull verursacht wurden, ergeben sich Störungen des Temperaturfeldes in zwei Metern Höhe von ± 1 K. Allerdings war mit diesen Aschekonzentrationen kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Temperaturänderungen und dem Vorhandensein von Vulkanascheaerosol zu erkennen, weswegen eine Sensitivitätsstudie mit zehnfach und hundertfach erhöhter Emissionsstärke durchgeführt wurde. Vergangene Vulkanausbrüche haben gezeigt, dass Emissionsstärken in dieser Größenordnung nicht ungewöhnlich sind. Auf diese Weise konnte ich erstmals den deutlichen Einfluss von Vulkanascheaerosol auf die thermodynamischen Prozesse auf der Skala numerischer Wettervorhersagen quantifizieren. Während die Amplitude der Störungen im aschefreien Gebiet kaum zunahm,

ergab sich eine Abnahme der Temperatur in zwei Metern Höhe von bis zu 4 K zur Mittagszeit unterhalb der Aschefahne. Auch im Vertikalprofil konnten so die Aerosol-Strahlungswechselwirkungen beobachtet werden. Für die potentielle Temperatur ergab sich am oberen Rand der Aschefahne eine deutliche Temperaturzunahme von 4 K. An der Spitze, oberhalb der Aschefahne, kommt es zu strahlungsbedingter Abkühlung. Diese beträgt im Kern ebenfalls 4 K. Im Bereich der Erwärmung nimmt die Vertikalgeschwindigkeit zu. Die Maximale Zunahme der Vertikalgeschwindigkeit in diesem Bereich beträgt $0,1 \text{ m s}^{-1}$. An den Rändern außerhalb der Aschefahne, sowie im Zentrum, wird negative Vertikalgeschwindigkeit induziert. Die Auswirkung der Strahlungswechselwirkungen auf die Fahndynamik wird zusätzlich am Beispiel des Höhenverlaufs des Massenzentrums deutlich. Die Höhendifferenz zwischen der Berücksichtigung und der Vernachlässigung der Strahlungswechselwirkungen beträgt 800 m. Weitere Untersuchungen der Fahndynamik im Rahmen dieser Arbeit zeigen für dieses Event mit der einfachen Quellstärke, dass die Advektion die räumliche Ausdehnung und Lage der Partikel deutlich stärker beeinflusst als die Partikelsedimentation.

Um die Qualität der mit ICON-ART durchgeführten Vulkanaschesimulationen zu beurteilen, habe ich mich entschieden, lidargestützte Messungen heranzuziehen. In erster Linie werden dazu die Ceilometer-Messungen des DWD verwendet. Im April 2010 waren 45 über ganz Deutschland verteilte Ceilometer-Stationen in Betrieb. Dieses Messnetz soll gerade über Nordwestdeutschland, wo die Asche eines isländischen Vulkans wahrscheinlich als erstes eintrifft, weiter ausgebaut werden. Auch die zeitaufwändige Kalibration der Messdaten, die ich durchführen musste, entfällt in Zukunft, da die Geräte mittlerweile umgestellt wurden und automatisch kalibriert werden. Da ein Ceilometer die abgeschwächte Rückstreuung misst, welche sich aus der Rückstreuung und der Extinktion entlang des Laserstrahls ergibt, und ein Modell typischerweise Partikelkonzentrationen liefert, müssen diese Größen in Einklang gebracht werden. Der erste Schritt in diese Richtung wurde mit dem Einbau der Strahlungswechselwirkungen schon getan. Die Mie-Rechnungen aus dem

ersten Teil der Arbeit liefern die Extinktion, die Einfachstreueralbedo und den Asymmetrieparameter. Es lässt sich außerdem noch die Berechnung der Rückstreuung zuschalten. Mit diesen Parametern, der Lidar-Gleichung und der Massenkonzentration lässt sich die abgeschwächte Rückstreuung berechnen. Allerdings ist die Partikelrückstreuung ausgerechnet bei einem Streuwinkel von 180° besonders sensitiv auf die Partikelform. Vulkanaschepartikel gelten als nicht-sphärisch und können durch gestreckte beziehungsweise gestauchte Rotationsellipsoide angenähert werden. Den Einfluss des Formfaktors auf die Extinktion und die Rückstreuung habe ich mit Hilfe von T-Matrix-Rechnungen untersucht. Es zeigt sich, dass die Extinktion bei der betrachteten Wellenlänge kaum von der Partikelform beeinflusst wird. Die Rückstreuung hingegen ist stark vom Formfaktor geprägt. Bei der kleinsten Aschemode ist die Rückstreuung von sphärischen Partikeln mehr als doppelt so groß als bei den nicht-sphärischen Partikeln mit einem Formfaktor von 1,5. Für die Umrechnung der Massenkonzentration der Asche in das Lidar-Signal wurde der Lidar-Vorwärtsoperator für ICON-ART entwickelt. Er greift auf die massenspezifischen Rückstreuoeffizienten zurück, die ich, unter Annahme von nicht-sphärischen Partikeln, mit der T-Matrix Methode berechnet habe. Vergleiche verschiedener Ceilometer-Stationen mit den simulierten Profilen der abgeschwächten Rückstreuung liefern erstmals sehr gute Übereinstimmungen im vertikalen und zeitlichen Verlauf des Signals, sowie in der Signalstärke. Als bedeutend für die Simulation von geneigten, feinen Ascheschichten haben sich nicht nur die verfeinerte vertikale Gitterweite meines Modellsetups herausgestellt, sondern auch die feinere horizontale Gitterweite. Die Zusammenschau der Ceilometer-Stationen zeigt zudem eine gute Übereinstimmung mit der horizontalen Ausdehnung der Aschefahne. Das lässt den Schluss zu, dass die Beschreibung der physikalischen Prozesse, die im Zusammenhang mit der Ausbreitung der Vulkanasche stehen, im Modellsystem ICON-ART sehr gut repräsentiert werden. Diese Korrespondenz zwischen Beobachtung und Modell ist umso erstaunlicher, wenn man den langen Transportweg der Asche von Island bis nach Süddeutschland bedenkt. Ab Tag vier der Simulation wurden

die Übereinstimmungen in der Signalstärke etwas schlechter. Vermutungen hierzu sind, dass sich im Laufe der Zeit die Quellstärke am Vulkan geändert hat, in verschiedenen Ausbruchsphasen des Vulkans Partikel mit veränderten optischen Eigenschaften freigesetzt werden, und dass die Vorhersagbarkeit der großräumigen dynamischen Prozesse nach vier Tagen geringer wird. Dies zeigt, wie komplex das ganze System ist und wie viele Parameter eine Rolle spielen. Die Einführung des Lidar-Vorwärtsoperators in ICON-ART ermöglicht es zusätzlich, beim Einsatz von komplexen Forschungslidaren oder Lidar-basierten Satelliteninstrumenten, wie dem CALIOP an Bord von CALIPSO, ohne weitere Umrechnung direkte Vergleiche zu ziehen. Diese Systeme können insbesondere dann zum Tragen kommen, wenn tiefe Wolken eine Beobachtung mit Ceilometern verhindern. In meiner Arbeit habe ich gezeigt, wann ein Ceilometer-Signal durch tiefe Wolken unbrauchbar ist, und wie Forschungslidare in kurzen Phasen der Wolkenlücken trotzdem ein verwertbares Signal messen können. Außerdem habe ich theoretisch untersucht, welchen Einfluss anthropogenes Aerosol in der Grenzschicht auf die abgeschwächte Rückstreuung hat.

Das Resultat dieser Arbeit ist, dass mit ICON-ART nun ein mächtiges Werkzeug zur Verfügung steht, mit dem quantitative Aschevorhersagen möglich sind. Im Falle von fehlenden Quellparametern kann anhand von Lidar-gestützten Messungen kalibriert werden. Damit wurden die Grundlagen für eine Assimilation des Aerosols gelegt. Die bei stärkeren Vulkanausbrüchen bedeutsam werdenden Strahlungswechselwirkungen können nun simuliert werden. Weitere Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen können darauf aufbauen.

A Anhang

Modellkonfiguration

Tabelle A.1: Auflistung der ICON-ART Simulationen. Benennung der einzelnen Simulationen, sowie Charakterisierung durch Prozesse der variierten Parameter

Simulation	Strahlungs- wechselwirkung	Form- faktor	Quell- stärke	Gebiet
ARI_E0	ja	1,0	0	global
ARI_E1	ja	1,0	1	global
ARI_E10	ja	1,0	10	global
ARI_E100	ja	1,0	100	global
NOARI_E100	nein	1,0	100	global
TMAT1.5	ja	1,5	1	global + Nests
TMAT1.0	ja	1,0	1	global + Nests

Vergleich Ceilometer-Messungen und ICON-ART Simulationen

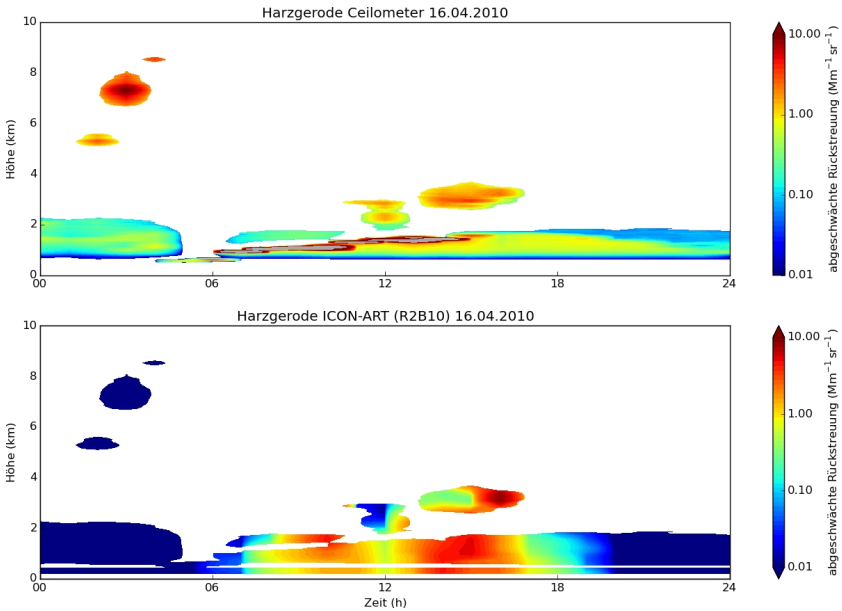


Abbildung A.1: Zeit-Höhenschnitt für Harzgerode am 16.04.2010. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.

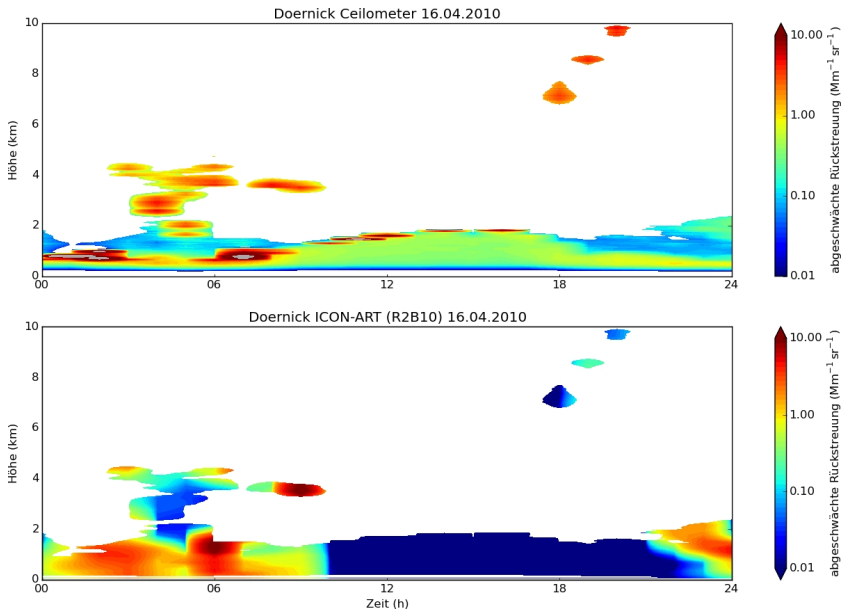


Abbildung A.2: Zeit-Höhenschnitt für Dörnick am 16.04.2010. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.

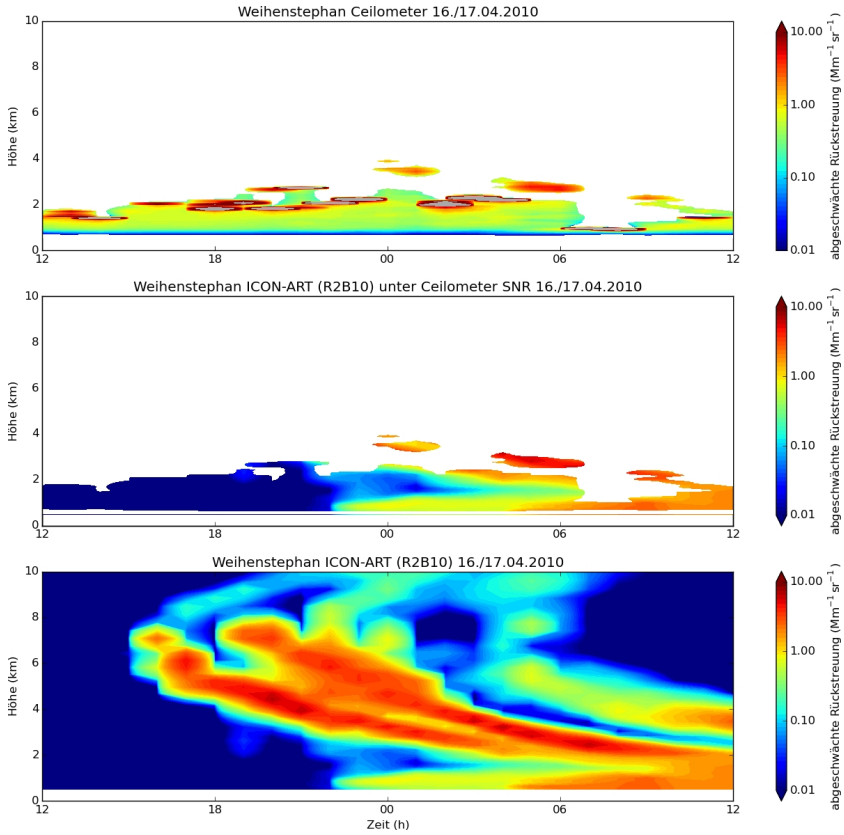


Abbildung A.3: Zeit-Höhenschnitt für Weihenstephan am 16.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung, in der Mitte die ICON-ART Simulation, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert und unten die reine ICON-ART Simulation dargestellt.

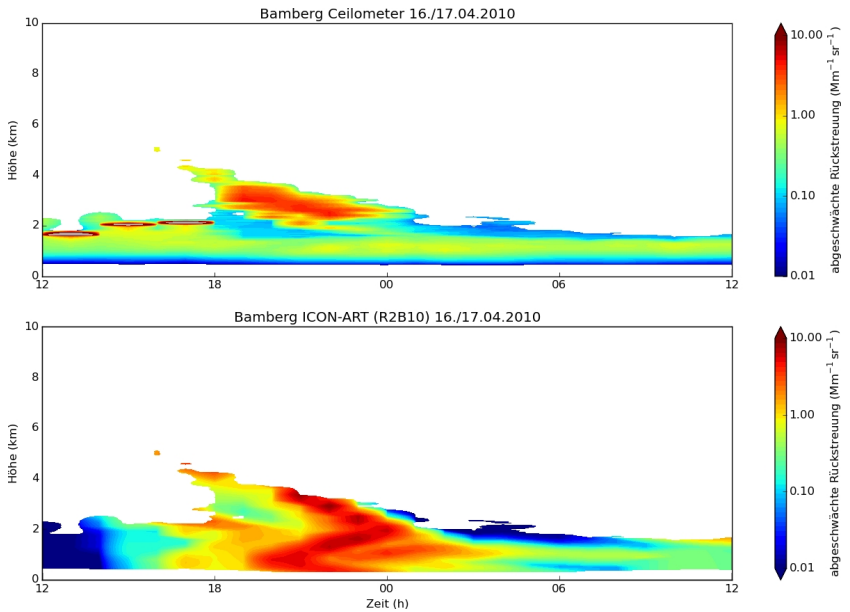


Abbildung A.4: Zeit-Höhenschnitt für Bamberg am 6.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.

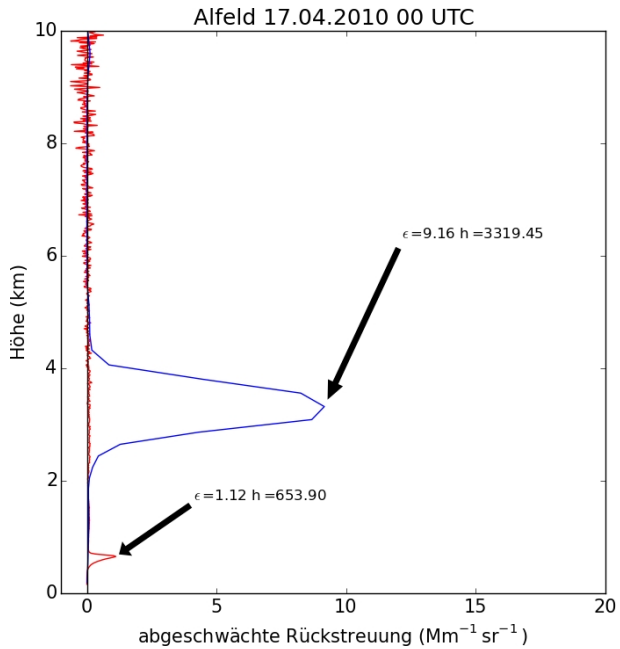


Abbildung A.5: Profil der abgeschwächten Rückstreuung für Alfeld 17. April 2010 00 UTC. In blau ist die ICON-ART Simulation dargestellt und in rot, mit einem gleitenden Mittel über 5 Minuten, die Ceilometermessung.

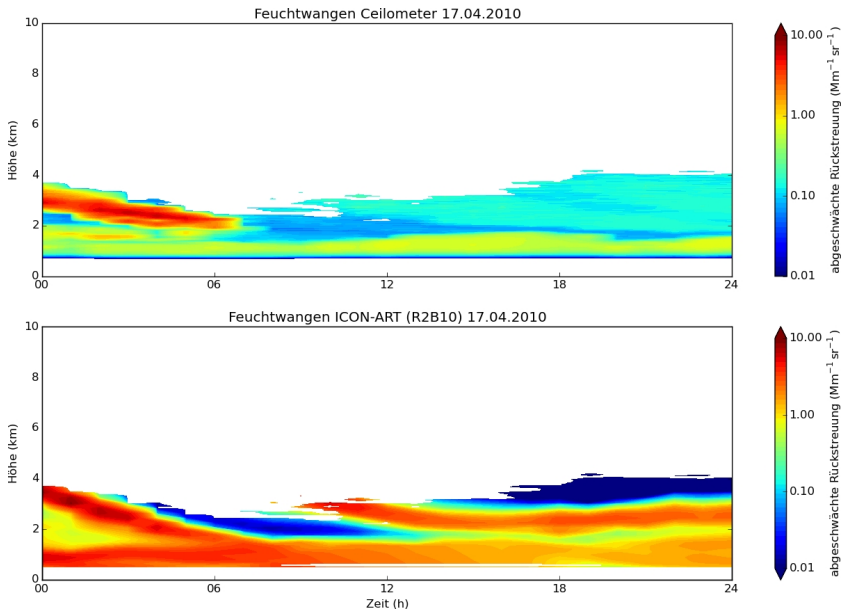


Abbildung A.6: Zeit-Höhenschnitt für Feuchtwangen am 17.04.2010. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.

B Symbolverzeichnis

α	Ångström-Exponent
β_b	volumenspezifische Rückstreukoeffizient
β_{bm}	molekularer Rückstreukoeffizient
β_{bp}	Partikel-Rückstreukoeffizient
β_e	volumenspezifischer Extinktionskoeffizient
β_{em}	molekularer Extinktionskoeffizient
β_{ep}	Partikel-Extinktionskoeffizient
β_{raw}	Rohdaten der abgeschwächten Rückstreuung
β_s	volumenspezifischer Streukoeffizient
γ	Hintergrundsignal
δ_l	lineares Depolarisationsverhältnis
ε	abgeschwächte Rückstreuung
ε	Formparameter
ζ	Vertikalkomponente der Wirbelstärke
η_L	Effizienz des Lidarsystems
θ_v	virtuelle potentielle Temperatur
$\lambda_{1/2}$	zwei verschiedene Wellenlängen
λ_{air}	mittlere freie Weglänge der Luft
ν	kinematische Viskosität der Luft
ξ	Asymmetrieparameter der Modellschicht
Π	Exner-Funktion
π	Kreiszahl
\wp	Messsignal
ρ	Dichte von Luft

ρ_p	Dichte eines Aerosolpartikels
σ	Standardabweichung
$\tau_{1/2}$	optische Dicke bei Wellenlänge $\lambda_{1/2}$
τ_e	optische Dicke
τ_L	Dauer eines Laserimpulses
τ_s	streu-optische Dicke
χ	Hilfsvariable zur Berechnung des Asymmetrieparameters
Ψ	(massen-)spezifische Variable
$\widehat{\Psi}$	Baryzentrisches Mittel einer (massen-)spezifischen Variable
Ψ''	Abweichung vom baryzentrischen Mittel
$\overline{\Psi}$	Reynolds-gemittelte Variable
$\widehat{\Psi}_0$	Anzahlgrößenverteilung
$\widehat{\Psi}_3$	Massengrößenverteilung
ω	Einfachstreuabbeito
A	Teleskopfläche
$\overline{A_c}$	Mittlere Fläche einer Gitterzelle in ICON
$a_{m,n}$	Expansionskoeffizient
a_n	Mie-Streukoeffizient
A_p	geometrische Querschnittsfläche eines Partikels
$b_{m,n}$	Expansionskoeffizient
b_n	Mie-Streukoeffizient
B_λ	wellenlängenabhängiger komplexer Brechungsindex
c	Lichtgeschwindigkeit
c'	effektive Phasengeschwindigkeit
C_b	Rückstreuquerschnitt
C_e	Extinktionsquerschnitt
C_L	Lidarkonstante
c_{pd}	spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck

c_{vd}	spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Volumen
$\overline{d_0}$	Mediandurchmesser der Anzahlverteilung
$\overline{d_3}$	Mediandurchmesser der Massenverteilung
d_p	Partikeldurchmesser
dt	Integrationszeitschritt
E	Emissionsrate
E_{inc}	elektrische Feldstärke einfallenden Lichtes
E_{sca}	elektrische Feldstärke gestreuten Lichtes
E_{tot}	Quellstärke
f	Coriolisparameter
f_l	Verteilungsfaktor
f_{irt}	Anteil der Vulkanasche, der zum Ferntransport zur Verfügung steht
$f_{m,n}$	Expansionskoeffizient
$F(v_n)$	Quellterm für horizontalen Impuls
g	Asymmetrieparameter
g	Schwerebeschleunigung
$g_{m,n}$	Expansionskoeffizient
h	Fahnenhöhe über dem Krater
h_u	Höhe des Gleichgewichtsniveaus
h_t	beobachtete Fahnenhöhe über NN
I	Intensität
I_{\parallel}	Intensität parallel polarisierten Lichts
I_{\perp}	Intensität senkrecht polarisierten Lichts
\Im	Imaginärteil
k_e	massenspezifische Extinktion
k_b	massenspezifische Rückstreuung
K_h	horizontale Komponente der kinetischen Energie
l	Modenindex
m	relativer Brechungsindex

M	Massenkonzentration
N	Anzahlkonzentration
N_s	Anzahl der Laserimpulse
n_c	Anzahl der Gitterzellen
n_I	Imaginärteil des Brechungsindex
n_R	Realteil des Brechungsindex
O	Überlappfunktion des Lidars
P	Signalstärke
$\overline{P_0}$	mittlere Laserenergie
p^{bg}	Hintergrundsignal
\hat{P}	entfernungskorrigiertes Signal
\hat{P}^{oc}	überlappkorrigiertes Signal
p_{00}	Referenzdruck
Q_b	Rückstreuungseffizienz
Q_e	Extinktionseffizienz
\hat{Q}	Diabatische Wärmequellterme
R_d	Gaskonstante trockener Luft
r	Entfernung zum Laser
r_e	mittlerer Erdradius
\Re	Realteil
S	Lidarverhältnis
\mathbf{S}	Streumatrix
t	Zeit
Δt	Zeitschritt, der für Transport, Diffusion und schnelle physikalische Parametrisierungen angewendet wird
T	Transmission
\mathbf{v}	dreidimensionaler Windvektor
\mathbf{v}_h	Horizontalkomponente des Windvektors
v_n	Normalkomponente der horizontalen Windgeschwindigkeit
v_{sed}	Sedimentationsgeschwindigkeit

v_t	Tangentialkomponente der horizontalen Windgeschwindigkeit
w	vertikale Komponente der Windgeschwindigkeit
W	Verlustrate durch nasse Deposition
x	Größenparameter
$\overline{\Delta x}$	effektive Gitterweite
z	vertikale Achse
z	Entfernung
\mathbf{Z}	Phasenmatrix
z^*	dimensionslose Höhe
Δz	Dicke der Modellschicht

C Abkürzungen

AATSR	Advanced Along Track Scanning Radiometer
ALC	Automated Lidar-Ceilometer
AERONET	AERosol RObotic NETwork
ART	Aerosols and Reactive Trace gases
CALIOP	Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization
CALIPSO	Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations
CARIBIC	Civil Aircraft for the Regular Investigation of the Atmosphere Based on an Instrument Container
CCN	Cloud Condensation Nuclei
COSMO	COnsortium for Small-scale MOdeling
DDA	Discrete Dipole Approximation
DFS	Deutsche Flugsicherung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DWD	Deutscher Wetterdienst
EARLINET	European Aerosol Research Lidar NETwork
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
EMEP	European Monitoring and Evaluation Programme
EUMETNET	European Meteorological Services Network
FAAM	Facility for Airborne Atmospheric Measurements
FLEXPART	FLEXible PARTicle disperion model
GOA	Geometrical Optics Approach
HSRL	High Spectral Resolution Lidar
IASI	Infrared Atmospheric Sounding Interferometer

ICAO	International Civil Aviation Organisation
ICON	ICOsahedral Non-hydrostatic
IFS	Integrated Forecasting System
IN	Ice Nuclei
IR	InfraRed
Lidar	Light Detection and Ranging
MARTHA	Multiwavelength Tropospheric Raman lidar for Temperature, Humidity, and Aerosol profiling
MetOp	Meteorological Operational Satellite
MISR	Multi-angle Imaging SpectroRadiometer
MODIS	MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer
MPI-M	Max Planck Institut für Meteorologie
MULIS	MUlti-wavelength LIdar System
MUSCAT	MUltiScale Chemistry Aerosol Transport Model
NAME	Numerical Atmospheric-dispersion Modelling Environment
NASA	National Aeronautics and Space Administration
POLIS	POrtable LIdar System
REMOTE	REgional MOdel with Tracer Extension
RRTM	Rapid Radiative Transfer Model
SACS	Support to Aviation Control Service
SEVIRI	Spin Enhanced Visible and Infrared Imager
TIR	thermal infrared
VAAC	Volcanic Ash Advisory Center
VEI	Vulkanexplosivitätsindex

Abbildungsverzeichnis

3.1	Online-Kopplung von ICON-ART. Die blau hinterlegten Prozesse werden von ICON durchgeführt. Die orange hinterlegten Prozesse sind Teil von ART. Prozesse in ICON, die einen direkten Einfluss auf Aerosol- und Spurengaskonzentrationen von ART haben, sind in orange umrandet. Die Abbildung wurde Rieger (2016) entnommen und angepasst.	32
3.2	(a) Größenverteilung der Aschepartikel aus Flugzeugmessungen über dem Nordatlantik (Schumann et al., 2011), (b) an diese Messungen angepasste Anzahlverteilung und (c) aus der Anzahlverteilung berechnete Massenverteilung für die Verwendung in ICON-ART.	35
3.3	Obergrenze der Fahne h_t , bis zu der die Emissionen in ICON-ART verteilt werden, Höhe des Gleichgewichtsniveaus h_u und die Fahnenhöhe h , die in die Berechnung der Quellstärke eingeht. . .	38
3.4	Vertikalprofil, mit dem die Vulkanascheemissionen über dem Vulkan freigesetzt werden	41
4.1	Schematische Darstellung der Module zur Berücksichtigung der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen. Das weiß hinterlegte Modul bereitet die Daten im Voraus auf.	54
4.2	Streueregime in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Partikelgröße. Der rote Kasten markiert den Bereich, der für die Berechnungen relevant ist, basierend auf der lognormalen Größenverteilung von Vulkanasche und den Wellenlängenbanden des RRTM. Abbildung nach Petty (2006).	57

4.3	Realteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die verschiedenen Messungen. Der Farbkode steht für die Klassifizierung des vulkanischen Gesteins.	62
4.4	Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die verschiedenen Messungen im kurzwelligen Bereich. Der Farbkode steht für die Klassifizierung des vulkanischen Gesteins.	63
4.5	Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die verschiedenen Messungen im infraroten und langwelligen Bereich. Der Farbkode steht für die Klassifizierung des vulkanischen Gesteins.	64
4.6	Massenspezifischer Extinktionskoeffizient, Einfachstreuallbedo und Asymmetrieparamter in Abhängigkeit von der Wellenlängenbanden des RRTM für den Brechungsindex von Basalt, Andesite und Obsidian für jeweils alle drei Aschemoden.	65
5.1	Analyse der Wetterlage vom 15. April 2010 00 UTC. Abgebildet ist das Geopotential in 500 hPa mit schwarzen Konturlinien, in weiß der Bodendruck und farbig die relative Topographie zwischen 500 und 1000 hPa (Behrendt und Mahlke, 2017).	69
5.2	Satellitenbild von Terra/MODIS 15. April 11:35 UTC mit dem Transport der grau-braunen Vulkanasche von Island in Richtung Norwegen (Jeff Schmaltz, MODIS Rapid Response Team at NASA GSFC, 2010).	70
5.3	Vertikal integrierte Vulkanaschemasse aus der ICON-ART Simulation für den 15.04.2010 um 12 UTC. Der graue Kasten zeigt, über welchem Gebiet das Satellitenbild aufgenommen wurde. Die blaue Line gibt die Lage des in Abschnitt 5.4 verwendeten Querschnitts an.	71

5.4	Satellitenbild aufgenommen von Terra/MODIS am 16. April 2010 10:45 UTC. Die Vulkanasche ist über der Nordsee zwischen England und den Niederlanden, sowie in einem Band quer über Deutschland bis nach Polen zu erkennen (Jeff Schmaltz, MODIS Rapid Response Team at NASA GSFC, 2010).	71
5.5	Vertikal integrierte Vulkanaschemasse der ICON-ART Simulation für den 16.04.2010 um 12 UTC. Der graue Kasten zeigt, über welchem Gebiet zuvor das Satellitenbild aufgenommen wurde. . .	72
5.6	Einfluss der Aschefahne auf die Temperatur in zwei Metern Höhe am 16.04.2010 um 12 UTC.	72
5.7	Einfluss der Aschefahne bei hundertfacher Emissionsstärke auf die Temperatur in zwei Metern Höhe am 16.04.2010 um 12 UTC.	73
5.8	Gitterpunkte, die unterhalb der Aschefahne liegen, sind in orange gekennzeichnet. Blau gefärbt sind die Gitterpunkte in aschefreiem Gebiet.	75
5.9	Verhalten der Temperatur in zwei Metern Höhe mit zunehmender Emissionsstärke für Gitterpunkte unter der Ascheschicht (links) und für aschefreie Gitterpunkte (rechts).	75
5.10	Querschnitt durch die Aschefahne (schwarze Konturlinien), in Farbe ist der Einfluss auf die potentielle Temperatur am 15.04.2010 um 12 UTC dargestellt.	76
5.11	Querschnitt durch die Aschefahne (schwarze Konturlinien), in Farbe ist der Einfluss auf die Vertikalgeschwindigkeit am 15.04.2010 um 12 UTC dargestellt.	77
5.12	Höhenverlauf des mittleren Massenzentrums der Vulkanasche im zeitlichen Verlauf. Die grüne Linie spiegelt den Verlauf für die Simulation mit Strahlungswechselwirkungen und die rote Linie den Verlauf für die Simulation ohne Strahlungswechselwirkungen wider.	78

6.1	Veranschaulichung der idealisierten Partikelformen. Links ein prolates und rechts ein oblates Ellipsoid.	92
6.2	Phasenfunktion in Abhängigkeit des Streuwinkels für verschiedene nicht-sphärische Partikel in bunt und für sphärische Partikel in schwarz. Abbildung aus Mishchenko et al. (1997).	93
6.3	Abhängigkeit des massenspezifischen Extinktionskoeffizienten, sowie des massenspezifischen Rückstreukoeffizienten vom Formfaktor, vom Brechungsindex und der Partikelgröße.	98
7.1	Darstellung der Modellgitter für die Nests R2B07 (20 km, blau), R2B08 (10 km, grün), R2B09 (5 km, gelb) und R2B10 (2,5 km, rot) mit Island im Nordwesten und Deutschland im Südosten des kleinsten Nests.	102
7.2	Darstellung der räumlichen Verteilung der DWD Ceilometerstationen im April 2010 und Topographie des R2B10 (2,5 km) Gitters in Deutschland.	104
7.3	Verteilung der simulierten Vulkanasche am 16. April 2010 um 06 UTC. Oben: vertikal integrierte Aschemasse. Die blauen Punkte geben die Orte der Lidarmessungen an. Unten links: Gebiete in denen der Grenzwert für den Flugverkehr überschritten wird. Unten rechts: Höhe des Maximums der abgeschwächten Rückstreuung, überlagert von Windvektoren in der betreffenden Höhe. Mit den farbigen Kreisen wird die Übereinstimmung der Höhe mit den Messungen beurteilt. Grüne Kreise stehen für eine sehr gute Übereinstimmung, gelbe für eine mittelmäßige und rote Kreise für eine geringe Übereinstimmung. Siehe hierzu Kapitel 7.6.	108
7.4	Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 16. April 2010 12 UTC.	110
7.5	Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 16. April 2010 18 UTC.	111
7.6	Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 17. April 2010 00 UTC.	112
7.7	Wie Abbildung 7.3, jedoch für den 17. April 2010 06 UTC.	113

7.8	Zeit-Höhenschnitte für Rheinstetten für den 16./17. April 2010. Oben: Ceilometermessung maskiert mit dem SNR. Mitte: Simulation maskiert mit dem SNR der Ceilometermessung. Unten: Unmaskierte Darstellung der Simulation.	115
7.9	Abgeschwächte Rückstreuung für Pelzerhaken am 16. April 2010 um 09 UTC aus der Ceilometermessung, der ICON-ART Simulation, sowie der Simulation mit unterschiedlichen künstlichen Extinktionsschichten innerhalb der Grenzschicht. Der graue horizontale Balken kennzeichnet die künstliche Extinktionsschicht.	119
7.10	Ceilometermessung bei und zwischen Wolken. Links: Zeit-Höhenschnitt für Leipzig am 16. April 2010 zwischen 7:30 und 8:00 UTC. Rechts: Höhenprofile der abgeschwächten Rückstreuung. In rot die Profile, die aufgrund der starken Sättigung negativ werden und in blau die Profile, bei denen das nicht der Fall ist. Für beide Abbildungsteile ist die Darstellung aller Profile ohne Mittelung erfolgt.	121
7.11	Zeit-Höhenschnitte der Ceilometerdaten und der ICON-ART Simulation für Leipzig am 16. April 2010.	122
7.12	Zeit-Höhenschnitte der Lidardaten und der ICON-ART Simulation für Leipzig am 16. April 2010.	123
7.13	Höhenprofil der gemessenen Rückstreuung und der abgeleiteten Massenkonzentration für den 16. April 2010 12 UTC. Abbildung aus Ansmann et al. (2010).	125
7.14	Höhenprofil der simulierten Rückstreuung und der simulierten Massenkonzentration für den 16. April 2010 12 UTC.	126
7.15	Zeit-Höhenschnitt für Deuselbach am 16.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.	129

7.16	Zeit-Höhenschnitt für Wunsiedel am 16.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.	131
7.17	Analyse der simulierten Ascheschicht über Rheinstetten vom 16. April 2010 12 UTC bis 17. April 2010 12 UTC im Zeit-Höhenprofil. Aschekonzentration und Beitrag der wichtigsten Absinkprozesse (oben) und Aufschlüsselung der Aschekonzentrationen der einzelnen Moden mit Hilfe farbiger Konturlinien (unten).	133
7.18	Analyse der Ascheschicht über Leipzig vom 16. April 2010 12 UTC bis 17. April 2010 12 UTC im Zeit-Höhenprofil. Aschekonzentration und Beitrag der wichtigsten Absinkprozesse (oben) und Darstellung der einzelnen Moden (unten).	134
A.1	Zeit-Höhenschnitt für Harzgerode am 16.04.2010. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.	142
A.2	Zeit-Höhenschnitt für Dörnack am 16.04.2010. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert.	143
A.3	Zeit-Höhenschnitt für Weihenstephan am 16.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung, in der Mitte die ICON-ART Simulation, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert und unten die reine ICON-ART Simulation dargestellt.	144

-
- A.4 Zeit-Höhenschnitt für Bamberg am 6.04.2010 12 UTC bis 17.04.2010 12 UTC. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert. 145
- A.5 Profil der abgeschwächten Rückstreuung für Alfeld 17. April 2010 00 UTC. In blau ist die ICON-ART Simulation dargestellt und in rot, mit einem gleitenden Mittel über 5 Minuten, die Ceilometermessung. 146
- A.6 Zeit-Höhenschnitt für Feuchtwangen am 17.04.2010. Oben ist die Ceilometermessung und unten die ICON-ART Simulation dargestellt, beide mit dem Signal-Rausch-Verhältnis des Ceilometers maskiert. 147

Tabellenverzeichnis

3.1	Bezeichnungen der verschiedenen Gitter, die in dieser Arbeit verwendet werden mit der jeweiligen effektiven Gitterweite. . . .	29
3.2	Mediandurchmesser und Standardabweichungen, mit denen die drei Vulkanaschemoden in ICON-ART initialisiert werden.	34
4.1	Parameter der verschiedenen Studien zur Messung des Brechungsindex vulkanischen Materials.	59
6.1	Massenspezifische Extinktionskoeffizienten für 1064 nm, abgeleitet aus den T-Matrix Rechnungen für die Aschemoden. . .	99
6.2	Massenspezifische Rückstreuoeffizienten für 1064 nm, abgeleitet aus den T-Matrix Rechnungen für die Aschemoden. . .	99
7.1	Ceilometerstandorte des DWD in 2010 und zugehörige Kalibrierwerte	106
A.1	Auflistung der ICON-ART Simulationen. Benennung der einzelnen Simulationen, sowie Charakterisierung durch Prozesse der variierten Parameter	141

Literaturverzeichnis

- Albrecht, B. A., 1989: Aerosols, Cloud Microphysics, and Fractional Cloudiness. *Science*, **245 (4923)**, 1227–1230.
- Andersson, S. M., B. G. Martinsson, J.-P. Vernier, J. Friberg, C. A. Brenninkmeijer, M. Hermann, P. F. van Velthoven, und A. Zahn, 2015: Significant radiative impact of volcanic aerosol in the lowermost stratosphere. *Nature Communications*, **6**.
- Ansmann, A., U. Wandinger, M. Riebesell, C. Weitkamp, und W. Michaelis, 1992: Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar. *Appl. Optics*, **31 (33)**, 7113–7131.
- Ansmann, A., M. Tesche, S. Groß, V. Freudenthaler, P. Seifert, A. Hiebsch, J. Schmidt, U. Wandinger, I. Mattis, D. Müller, und M. Wiegner, 2010: The 16 April 2010 major volcanic ash plume over central Europe: EARLINET lidar and AERONET photometer observations at Leipzig and Munich, Germany. *Geophys. Res. Lett.*, **37 (13)**, 113810.
- Ansmann, A., M. Tesche, P. Seifert, S. Groß, V. Freudenthaler, A. Apituley, K. Wilson, I. Serikov, H. Linné, B. Heinold, et al., 2011: Ash and fine-mode particle mass profiles from EARLINET-AERONET observations over central Europe after the eruptions of the Eyjafjallajökull volcano in 2010. *J. Geophys. Res.*, **116 (D20)**, d00U02.
- Baklanov, A., K. Schlünzen, P. Suppan, J. Baldasano, D. Brunner, S. Aksoyoglu, G. Carmichael, J. Douros, J. Flemming, R. Forkel, et al.,

- 2014: Online coupled regional meteorology chemistry models in Europe: current status and prospects. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (1), 317–398.
- Ball, J. G. C., B. E. Reed, R. G. Grainger, D. M. Peters, T. A. Mather, und D. M. Pyle, 2015: Measurements of the complex refractive index of volcanic ash at 450, 546.7, and 650 nm. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **120** (15), 7747–7757, 2015JD023521.
- 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. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **134** (634), 1337–1351.
- Becke, F., 1896: Beziehungen zwischen Dynamometamorphose und Moldkularcolumen. *Neues Jahrbuch für Mineralogie*, 182–183.
- Behrendt, R. und H. Mahlke, 2017: wetter3 webseite, <http://www1.wetter3.de/>.
- Bocquet, M., H. Elbern, H. Eskes, M. Hirtl, R. Žabkar, G. R. Carmichael, J. Flemming, A. Inness, M. Pagowski, J. L. Pérez Camaño, P. E. Saide, R. San Jose, M. Sofiev, J. Vira, A. Baklanov, C. Carnevale, G. Grell, und C. Seigneur, 2015: Data assimilation in atmospheric chemistry models: current status and future prospects for coupled chemistry meteorology models. *Atmos. Chem. Phys.*, **15** (10), 5325–5358.
- Bohren, C. F. und D. R. Huffman, 1983: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley New York, 530 p.
- Bond, T. C., G. Habib, und R. W. Bergstrom, 2006: Limitations in the enhancement of visible light absorption due to mixing state. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **111** (D20).
- Brenot, H., N. Theys, L. Clarisse, J. van Geffen, J. van Gent, M. Van Roozendael, R. van der A, D. Hurtmans, P.-F. Coheur, C. Clerbaux, P. Valks, P. Hedelt, F. Prata, O. Rasson, K. Sievers, und C. Zehner, 2014: Support

- to Aviation Control Service (SACS): an online service for near-real-time satellite monitoring of volcanic plumes. *NH*, **14** (5), 1099–1123.
- Bösenberg, J., V. Matthias, A. Amodeo, V. Amoiridis, A. Ansmann, J. M. Baldasano, I. Balin, D. Balis, C. Böckmann, A. Boselli, G. Carlsson, A. Chaikovsky, G. Chourdakis, A. Comerón, F. D. Tomasi, R. Eixmann, V. Freudenthaler, H. Giehl, I. Grigorov, A. Hågård, M. Iarlori, A. Kirsche, G. Kolarov, L. Komguem, S. Kreipl, W. Kumpf, G. Larchevêque, H. Linné, R. Matthey, I. Mattis, A. Mekler, I. Mironova, V. Mitev, L. Mona, D. Müller, S. Music, S. Nickovic, M. Pandolfi, A. Papayannis, G. Pappalardo, J. Pelon, C. Pérez, R. M. Perrone, R. Persson, D. P. Resendes, V. Rizi, F. R. and. A. Rodrigues, L. Sauvage, L. Schneidenbach, R. Schumacher, V. Shcherbakov, V. Simeonov, P. Sobolewski, N. Spinelli, I. Stachlewska, D. Stoyanov, T. Trickl, G. Tsaknakis, G. Vaughan, U. Wandinger, X. Wang, M. Wiegner, M. Zavrtnik, und C. Zerefos, 2003: EARLINET: A European Aerosol Research Lidar Network to establish an aerosol climatology. *Report. Max-Planck-Institut für Meteorologie*, (348), 1–191.
- Bucholtz, A., 1995: Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Appl. Optics*, **34** (15), 2765–2773.
- Bursik, M., 2001: Effect of wind on the rise height of volcanic plumes. *Geophys. Res. Lett.*, **28** (18), 3621–3624.
- Burton, S. P., E. Chemyakin, X. Liu, K. Knobelspiesse, S. Stamnes, P. Sawamura, R. H. Moore, C. A. Hostetler, und R. A. Ferrare, 2016: Information content and sensitivity of the 3 [beta]+ 2 [alpha] lidar measurement system for aerosol microphysical retrievals. *Atmos. Meas. Tech.*, **9** (11), 5555.
- Cantor, R., 1998: Complete avoidance of volcanic ash is only procedure that guarantees flight safety. *ICAO Journal*, **53** (7), 18.

- Carn, S. A., A. J. Krueger, N. A. Krotkov, K. Yang, und K. Evans, 2009: Tracking volcanic sulfur dioxide clouds for aviation hazard mitigation. *Nat. Hazards*, **51** (2), 325–343.
- Casadevall, T. J., 1994: The 1989–1990 eruption of Redoubt Volcano, Alaska: impacts on aircraft operations. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **62** (1), 301–316.
- Catrrall, C., J. Reagan, K. Thome, und O. Dubovik, 2005: Variability of aerosol and spectral lidar and backscatter and extinction ratios of key aerosol types derived from selected Aerosol Robotic Network locations. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **110** (D10).
- Chaikovsky, A., O. Dubovik, B. Holben, A. Bril, P. Goloub, D. Tanre, G. Pappalardo, U. Wandinger, L. Chaikovskaya, S. Denisov, J. Grudo, A. Lopatin, Y. Karol, T. Lapyonok, V. Amiridis, A. Ansmann, A. Apituley, L. Allados-Arboledas, I. Biniotoglou, A. Boselli, G. D’Amico, V. Freudenthaler, D. Giles, M. Jose Granados-Munoz, P. Kokkalis, D. Nicolae, S. Oshchepkov, A. Papayannis, M. R. Perrone, A. Pietruczuk, F. Rocadenbosch, M. Sicard, I. Slutsker, C. Talianu, F. De Tomasi, A. Tsekeri, und X. Wagner, Janet und Wang, 2016: Lidar-Radiometer Inversion Code (LIRIC) for the retrieval of vertical aerosol properties from combined lidar/radiometer data: development and distribution in EARLINET. *Atmos. Meas. Tech.*, (3), 1181–1205.
- Cohen, B. G. und G. C. Craig, 2006: Fluctuations in an equilibrium convective ensemble. Part II: Numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, **63** (8), 2005–2015.
- Corradini, S., L. Merucci, und A. J. Prata, 2009: Retrieval of so₂ from thermal infrared satellite measurements: correction procedures for the effects of volcanic ash. *Atmos. Meas. Tech.*, **2** (1), 177–191.
- Costa, A., G. Macedonio, und A. Folch, 2006: A three-dimensional Eulerian model for transport and deposition of volcanic ashes. *Earth Planet Sc. Lett.*, **241** (3-4), 634–647.

- Craig, G. C. und B. G. Cohen, 2006: Fluctuations in an equilibrium convective ensemble. Part I: Theoretical formulation. *J. Atmos. Sci.*, **63 (8)**, 1996–2004.
- Dacre, H., A. Grant, und B. Johnson, 2013: Aircraft observations and model simulations of concentration and particle size distribution in the Eyjafjallajökull volcanic ash cloud. *Atmos. Chem. Phys.*, **13 (3)**, 1277–1291.
- Day, S., S. Edwards, C. Fearnley, C. Kilburn, B. McGuire, L. Stanbrough, R. Wall, S. Delacroix, A. James, A. Smith, et al., 2010: Volcanic Hazard from Iceland: analysis and implications of the Eyjafjallajökull eruption.
- Dellino, P., M. T. Gudmundsson, G. Larsen, D. Mele, J. A. Stevenson, T. Thordarson, und B. Zimanowski, 2012: Ash from the Eyjafjallajökull eruption (Iceland): Fragmentation processes and aerodynamic behavior. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **117 (B9)**, b00C04.
- Ding, A., C. Fu, X. Yang, J. Sun, T. Petäjä, V.-M. Kerminen, T. Wang, Y. Xie, E. Herrmann, L. Zheng, et al., 2013: Intense atmospheric pollution modifies weather: a case of mixed biomass burning with fossil fuel combustion pollution in eastern China. *Atmos. Chem. Phys.*, **13 (20)**, 10 545–10 554.
- 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.
- Draxler, R. R. und G. D. Hess, 1998: An Overview of the HYSPLIT_4 Modelling System for Trajectories, Dispersion, and Deposition. *Aust. Meteor. Mag.*, **47**, 295–308.
- Dubovik, O. und M. D. King, 2000: A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **105 (D16)**, 20 673–20 696.

- EASA (European Aviation Safety Agency), 2015: Safety Information Bulletin 2010-17R7, verfügbar unter: <https://ad.easa.europa.eu/ad/2010-17R7> (zuletzt aufgerufen am 24.03.2018).
- Egan, W. G., T. Hilgeman, und K. Pang, 1975: Ultraviolet complex refractive index of Martian dust: Laboratory measurements of terrestrial analogs. *Icarus*, **25** (2), 344–355.
- Emeis, S., C. Münkel, S. Vogt, W. J. Müller, und K. Schäfer, 2004: Atmospheric boundary-layer structure from simultaneous SODAR, RASS, and ceilometer measurements. *Atmos. Environ.*, **38** (2), 273–286.
- Emeis, S., R. Forkel, W. Junkermann, K. Schäfer, H. Flentje, S. Gilge, W. Fricke, M. Wiegner, V. Freudenthaler, S. Groß, et al., 2011: Measurement and simulation of the 16/17 April 2010 Eyjafjallajökull volcanic ash layer dispersion in the northern Alpine region. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (6), 2689–2701.
- Flemming, J. und A. Inness, 2013: Volcanic sulfur dioxide plume forecasts based on UV satellite retrievals for the 2011 Grímsvötn and the 2010 Eyjafjallajökull eruption. *JGR*, **118** (17), 10,172–10,189.
- Flentje, H., H. Claude, T. Elste, S. Gilge, U. Köhler, C. Plass-Dülmer, W. Steinbrecht, W. Thomas, A. Werner, und W. Fricke, 2010: The Eyjafjallajökull eruption in April 2010–detection of volcanic plume using in-situ measurements, ozone sondes and lidar-ceilometer profiles. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (20), 10 085–10 092.
- Folch, A., A. Costa, und S. Basart, 2012: Validation of the FALL3D ash dispersion model using observations of the 2010 Eyjafjallajökull volcanic ash clouds. *Atmos. Environ.*, **48**, 165–183.
- Fourie, G., 2012: The refractive index of volcanic ash aerosols. Masterarbeit, University of Oxford.

- Fu, G., A. Heemink, S. Lu, A. Segers, K. Weber, und H.-X. Lin, 2016: Model-based aviation advice on distal volcanic ash clouds by assimilating aircraft in situ measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, **16** (14), 9189–9200.
- Fu, G., F. Prata, H. X. Lin, A. Heemink, A. Segers, und S. Lu, 2017: Data assimilation for volcanic ash plumes using a satellite observational operator: a case study on the 2010 Eyjafjallajökull volcanic eruption. *Atmos. Chem. Phys.*, **17** (2), 1187–1205.
- Gasch, P., 2016: Numerical simulations of an exceptional dust event in the Eastern Mediterranean including the mineral dust radiative feedback. Masterarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie.
- Gasch, P., D. Rieger, C. Walter, P. Khain, Y. Levi, und B. Vogel, 2017: An analysis of the September 2015 severe dust event in the Eastern Mediterranean. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **2017**, 1–37.
- Gasteiger, J., S. Groß, V. Freudenthaler, und M. Wiegner, 2011: Volcanic ash from Iceland over Munich: mass concentration retrieved from ground-based remote sensing measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (5), 2209–2223.
- Gasteiger, J., S. Groß, D. Sauer, M. Haarig, A. Ansmann, und B. Weinzierl, 2017: Particle settling and vertical mixing in the Saharan Air Layer as seen from an integrated model, lidar, and in situ perspective. *Atmos. Chem. Phys.*, **17** (1), 297–311.
- Geisinger, A., A. Behrendt, V. Wulfmeyer, J. Strohbach, J. Förstner, und R. Potthast, 2017: Development and application of a backscatter lidar forward operator for quantitative validation of aerosol dispersion models and future data assimilation. *Atmos. Meas. Tech.*, **10** (12), 4705–4726.
- Geisinger, A., A. Behrendt, V. Wulfmeyer, J. Strohbach, J. Förstner, R. Potthast, und I. Mattis, 2016: A backscatter lidar forward operator

- for particle-representing atmospheric chemistry models. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **2016**, 1–45.
- Grainger, R., D. Peters, G. Thomas, A. Smith, R. Siddans, E. Carboni, und A. Dudhia, 2013: Measuring volcanic plume and ash properties from space. *Geological Society, London, Special Publications*, **380 (1)**, 293–320.
- Grant, A., H. Dacre, D. Thomson, und F. Marengo, 2012: Horizontal and vertical structure of the Eyjafjallajökull ash cloud over the UK: a comparison of airborne lidar observations and simulations. *Atmos. Chem. Phys.*, **12 (21)**, 10 145–10 159.
- Groß, S., V. Freudenthaler, M. Wiegner, J. Gasteiger, A. Geiß, und F. Schnell, 2012a: Dual-wavelength linear depolarization ratio of volcanic aerosols: Lidar measurements of the Eyjafjallajökull plume over Maisach, Germany. *Atmos. Environ.*, **48**, 85–96.
- Groß, S., M. Wirth, und M. Esselborn, 2012b: *Aerosol Classification by Advanced Backscatter Lidar Techniques*, 477–486. Springer, Berlin Heidelberg.
- Gudmundsson, M. T., T. Thordarson, Á. Höskuldsson, G. Larsen, H. Björnsson, F. J. Prata, B. Oddsson, E. Magnússon, T. Högnadóttir, G. N. Petersen, et al., 2012: Ash generation and distribution from the april-may 2010 eruption of eyjafjallajökull, iceland. *Scientific reports*, **2**, 572.
- Guffanti, M., T. J. Casadevall, und K. E. Budding, 2010: *Encounters of aircraft with volcanic ash clouds: a compilation of known incidents, 1953-2009*. US Department of Interior, US Geological Survey, reston, Virginia, 11 p.
- Heard, I. P., A. J. Manning, J. M. Haywood, C. Witham, A. Redington, A. Jones, L. Clarisse, und A. Bourassa, 2012: A comparison of atmospheric dispersion model predictions with observations of SO₂ and sulphate aerosol from volcanic eruptions. *JGR*, **117 (D20)**, d00U22.

- Heese, B., H. Flentje, D. Althausen, A. Ansmann, und S. Frey, 2010: Ceilometer lidar comparison: backscatter coefficient retrieval and signal-to-noise ratio determination. *Atmos. Meas. Tech.*, **3** (6), 1763–1770.
- Heese, B. und M. Wiegner, 2008: Vertical aerosol profiles from Raman polarization lidar observations during the dry season AMMA field campaign. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **113** (D23).
- Heinold, B., I. Tegen, R. Wolke, A. Ansmann, I. Mattis, A. Minikin, U. Schumann, und B. Weinzierl, 2012: Simulations of the 2010 Eyjafjallajökull volcanic ash dispersal over Europe using COSMO–MUSCAT. *Atmos. Environ.*, **48**, 195–204.
- Heinze, R., A. Dipankar, C. C. Henken, C. Moseley, O. Sourdeval, S. Trömel, X. Xie, P. Adamidis, F. Ament, H. Baars, C. Barthlott, A. Behrendt, U. Blahak, S. Bley, S. Brdar, M. Brueck, S. Crewell, H. Deneke, P. Di Girolamo, R. Evaristo, J. Fischer, C. Frank, P. Friederichs, T. Göcke, K. Gorges, L. Hande, M. Hanke, A. Hansen, H.-C. Hege, C. Hoose, T. Jahns, N. Kalthoff, D. Klocke, S. Kneifel, P. Knippertz, A. Kuhn, T. van Laar, A. Macke, V. Maurer, B. Mayer, C. I. Meyer, S. K. Muppa, R. A. J. Neggers, E. Orlandi, F. Pantillon, B. Pospichal, N. Röber, L. Scheck, A. Seifert, P. Seifert, F. Senf, P. Siligam, C. Simmer, S. Steinke, B. Stevens, K. Wapler, M. Weniger, V. Wulfmeyer, G. Zängl, D. Zhang, und J. Quaas, 2017: Large-eddy simulations over Germany using ICON: a comprehensive evaluation. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **143** (702), 69–100.
- Hervo, M., 2014: Automatic Ceilometer Calibration.
- Hervo, M., Y. Poltera, und A. Haeefe, 2016: An empirical method to correct for temperature-dependent variations in the overlap function of CHM15k ceilometers. *Atmos. Meas. Tech.*, **9** (7), 2947–2959.
- Hohenegger, C., D. Lüthi, und C. Schär, 2006: Predictability mysteries in cloud-resolving models. *Mon. Weather Rev.*, **134** (8), 2095–2107.

- Hohenegger, C. und C. Schär, 2007: Predictability and error growth dynamics in cloud-resolving models. *J. Atmos. Sci.*, **64** (12), 4467–4478.
- Hoyle, C., V. Pinti, A. Welti, B. Zobrist, C. Marcolli, B. Luo, Á. Höskuldsson, H. Mattsson, O. Stetzer, T. Thorsteinsson, et al., 2011: Ice nucleation properties of volcanic ash from Eyjafjallajökull. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (18), 9911–9926.
- Hughes, E., L. Sparling, S. Carn, und A. Krueger, 2012: Using horizontal transport characteristics to infer an emission height time series of volcanic SO₂. *JGR*, **117** (D18), d18307.
- Ishimoto, H., K. Masuda, K. Fukui, T. Shimbori, T. Inazawa, H. Tuchiya, K. Ishii, und T. Sakurai, 2016: Estimation of the refractive index of volcanic ash from satellite infrared sounder data. *Remote Sens. Environ.*, **174**, 165–180.
- Johnson, B., K. Turnbull, P. Brown, R. Burgess, J. Dorsey, A. J. Baran, H. Webster, J. Haywood, R. Cotton, Z. Ulanowski, et al., 2012: In situ observations of volcanic ash clouds from the FAAM aircraft during the eruption of Eyjafjallajökull in 2010. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **117** (D20).
- Jones, A., D. Thomson, M. Hort, und B. Devenish, 2007: *The UK Met Office's next-generation atmospheric dispersion model, NAME III*, 580–589. Springer, Boston, MA.
- Kahn, R. A. und J. Limbacher, 2012: Eyjafjallajökull volcano plume particle-type characterization from space-based multi-angle imaging. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (20), 9459–9477.
- Kahnert, M. und E. Andersson, 2017: How much information do extinction and backscattering measurements contain about the chemical composition of atmospheric aerosol? *Atmos. Chem. Phys.*, **17** (5), 3423–3444.

- Klett, J. D., 1981: Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Appl. Optics*, **20** (2), 211–220.
- Kristiansen, N. I., A. J. Prata, A. Stohl, und S. A. Carn, 2015: Stratospheric volcanic ash emissions from the 13 February 2014 Kelut eruption. *Geophys. Res. Lett.*, **42** (2), 588–596, 2014GL062307.
- Krotkov, N., D. Flittner, A. Krueger, A. Kostinski, C. Riley, W. Rose, und O. Torres, 1999: Effect of particle non-sphericity on satellite monitoring of drifting volcanic ash clouds. *J. Quant. Spectrosc. Ra.*, **63** (26), 613–630.
- Langmann, B., 2000: Numerical modelling of regional scale transport and photochemistry directly together with meteorological processes. *Atmos. Environ.*, **34** (21), 3585–3598.
- Larsen, J. F., C. J. Nye, M. L. Coombs, M. Tilman, P. Izbekov, und C. Cameron, 2010: Petrology and geochemistry of the 2006 eruption of Augustine Volcano. Tech. rep., US Geological Survey.
- Leinonen, J., 2014: High-level interface to T-matrix scattering calculations: architecture, capabilities and limitations. *Opt. Express*, **22** (2), 1655–1660.
- Leinonen, J., 2017: Python code for T-Matrix scattering calculations. <https://github.com/jleinonen/pytmatrix>, aufgerufen am 26.07.2017.
- 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.
- Longchamp, C., C. Bonadonna, O. Bachmann, und A. Skopelitis, 2011: Characterization of tephra deposits with limited exposure: the example of the two largest explosive eruptions at Nisyros volcano (Greece). *Bull Volcanol.*, **73** (9), 1337–1352.

- Macke, A. und M. I. Mishchenko, 1996: Applicability of regular particle shapes in light scattering calculations for atmospheric ice particles. *Appl. Optics*, **35** (21), 4291–4296.
- Marengo, F., B. Johnson, K. Turnbull, S. Newman, J. Haywood, H. Webster, und H. Ricketts, 2011: Airborne lidar observations of the 2010 Eyjafjallajökull volcanic ash plume. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **116** (D20).
- Martin, E., S. Bekki, C. Ninin, und I. Bindeman, 2014: Volcanic sulfate aerosol formation in the troposphere. *J. Geophys. Res.*, **119** (22), 12,660–12,673, 2014JD021915.
- Martucci, G., C. Milroy, und C. D. O’Dowd, 2010: Detection of cloud-base height using Jenoptik CHM15K and Vaisala CL31 ceilometers. *J. Atmos. Ocean Tech.*, **27** (2), 305–318.
- Mastin, L., M. Guffanti, R. Servranckx, P. Webley, S. Barsotti, K. Dean, A. Durant, J. Ewert, A. Neri, W. Rose, et al., 2009a: A multidisciplinary effort to assign realistic source parameters to models of volcanic ash-cloud transport and dispersion during eruptions. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **186** (1), 10–21.
- Mastin, L. G., 2007: A user-friendly one-dimensional model for wet volcanic plumes. *Geochem. Geophys. Geosy.*, **8** (3), q03014.
- Mastin, L. G., 2014: Testing the accuracy of a 1-D volcanic plume model in estimating mass eruption rate. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **119**, 2474–2495.
- Mastin, L. G., M. Guffanti, J. Ewert, und J. Spiegel, 2009b: *Preliminary spreadsheet of eruption source parameters for volcanoes of the world*. US Geological Survey, Reston, Virginia, 25 p.
- Mattis, I., 2017: Persönliche kommunikation.

- Mattis, I., A. Ansmann, D. Müller, U. Wandinger, und D. Althausen, 2004: Multiyear aerosol observations with dual-wavelength Raman lidar in the framework of EARLINET. *J. Geophys. Res.*, **109** (D13), d13203.
- Mattis, I. und F. Wagner, 2014: E-PROFILE: Glossary of lidar and ceilometer variables.
- Mattis, I., P. Siefert, D. Müller, M. Tesche, A. Hiebsch, T. Kanitz, J. Schmidt, F. Finger, U. Wandinger, und A. Ansmann, 2010: Volcanic aerosol layers observed with multiwavelength Raman lidar over central Europe in 2008–2009. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **115** (D00L04).
- Mätzler, C., 2002: MATLAB functions for Mie scattering and absorption, version 2. Tech. rep., Institute of Applied Physics, University of Bern. 1–24.
- McKendry, I., D. Van der Kamp, K. Strawbridge, A. Christen, und B. Crawford, 2009: Simultaneous observations of boundary-layer aerosol layers with CL31 ceilometer and 1064/532 nm lidar. *Atmos. Environ.*, **43** (36), 5847–5852.
- Merikallio, S., O. Muñoz, A.-M. Sundström, T. H. Virtanen, M. Horttanainen, G. d. Leeuw, und T. Nousiainen, 2015: Optical modeling of volcanic ash particles using ellipsoids. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **120** (9), 4102–4116.
- Mie, G., 1908: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, **330** (3), 377–445.
- Mishchenko, M. I. und L. D. Travis, 1998: Capabilities and limitations of a current FORTRAN implementation of the T-matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers. *J. Quant. Spectrosc. Ra.*, **60** (3), 309–324.
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis, R. A. Kahn, und R. A. West, 1997: Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture

- of randomly oriented polydisperse spheroids. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **102 (D14)**, 16 831–16 847.
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis, und A. A. Lacis, 2002: *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*. Cambridge University Press, Cambridge, 462 p.
- Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono, und S. A. Clough, 1997: Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **102 (D14)**, 16 663–16 682.
- Müller, D., A. Ansmann, I. Mattis, M. Tesche, U. Wandinger, D. Althausen, und G. Pisani, 2007: Aerosol-type-dependent lidar ratios observed with Raman lidar. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **112 (D16)**.
- Mona, L., A. Amodeo, G. D’Amico, A. Giunta, F. Madonna, und G. Pappalardo, 2012: Multi-wavelength Raman lidar observations of the Eyjafjallajökull volcanic cloud over Potenza, southern Italy. *Atmos. Chem. Phys.*, **12 (4)**, 2229–2244.
- Müller, D., F. Wagner, D. Althausen, U. Wandinger, und A. Ansmann, 2000: Physical properties of the Indian aerosol plume derived from six-wavelength lidar observations on 25 March 1999 of the Indian Ocean Experiment. *Geophys. Res. Lett.*, **27 (9)**, 1403–1406.
- Münkel, C., N. Eresmaa, J. Räsänen, und A. Karppinen, 2007: Retrieval of mixing height and dust concentration with lidar ceilometer. *Boundary Layer Meteorol.*, **124 (1)**, 117–128.
- Newman, S. M., L. Clarisse, D. Hurtmans, F. Marenco, B. Johnson, K. Turnbull, S. Havemann, A. J. Baran, D. O’Sullivan, und J. Haywood, 2012: A case study of observations of volcanic ash from the Eyjafjallajökull eruption: 2. Airborne and satellite radiative measurements. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **117 (D20)**.

- O'Dowd, C., S. Varghese, D. Martin, R. Flanagan, A. McKinstry, D. Ceburnis, J. Ovadnevaite, G. Martucci, J. Bialek, C. Monahan, et al., 2012a: The Eyjafjallajökull ash plume—Part 2: Simulating ash cloud dispersion with REMOTE. *Atmos. Environ.*, **48**, 143–151.
- O'Dowd, C., D. Ceburnis, J. Ovadnevaite, G. Martucci, J. Bialek, C. Monahan, H. Berresheim, A. Vaishya, T. Grigas, S. G. Jennings, et al., 2012b: The Eyjafjallajökull ash plume—Part I: Physical, chemical and optical characteristics. *Atmos. Environ.*, **48**, 129–142.
- Ono, K., K. Watanabe, H. Hoshizumi, and S.-i. Ikebe, 1995: Ash eruption of the Naka-dake crater, Aso volcano, southwestern Japan. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **66** (1), 137–148.
- Oxford Economics, 2010: The Economic Impacts of Air Travel Restrictions Due to Volcanic Ash, verfügbar unter: <https://www.oxfordeconomics.com/my-oxford/projects/129051> (zuletzt aufgerufen am 10.08.2016).
- Paillat, S. und E. Kaminski, 2014: Entrainment in plane turbulent pure plumes. *J. Fluid Mech.*, **755**.
- Pappalardo, G., L. Mona, G. D'Amico, U. Wandinger, M. Adam, A. Amodeo, A. Ansmann, A. Apituley, L. Alados Arboledas, D. Balis, et al., 2013: Four-dimensional distribution of the 2010 Eyjafjallajökull volcanic cloud over Europe observed by EARLINET. *Atmos. Chem. Phys.*, **13** (8), 4429–4450.
- Patterson, E., 1981: Measurements of the imaginary part of the refractive index between 300 and 700 nanometers for Mount St. Helens ash. *Science*, **211** (4484), 836–838.
- Patterson, E. M., C. O. Pollard, und I. Galindo, 1983: Optical properties of the ash from El Chichon Volcano. *Geophys. Res. Lett.*, **10** (4), 317–320.

- Pavolonis, M. J., A. K. Heidinger, und J. Sieglaff, 2013: Automated retrievals of volcanic ash and dust cloud properties from upwelling infrared measurements. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **118** (3), 1436–1458.
- Petersen, G. N., 2010: A short meteorological overview of the Eyjafjallajökull eruption 14 April–23 May 2010. *Weather*, **65** (8), 203–207.
- Petty, G. W., 2006: *A first course in atmospheric radiation*. 2. ed., Sundog Publ., Madison, 459 p.
- Pollack, J. B., O. B. Toon, und B. N. Khare, 1973: Optical properties of some terrestrial rocks and glasses. *Icarus*, **19** (3), 372–389.
- Pérez, C., S. Nickovic, J. M. Baldasano, M. Sicard, F. Rocadenbosch, und V. E. Cachorro, 2006: A long Saharan dust event over the western Mediterranean: Lidar, Sun photometer observations, and regional dust modeling. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **111** (D15), d15214.
- Pruppacher, H. und J. Klett, 2010: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Springer, Dordrecht, 954 p.
- Purcell, E. M. und C. R. Pennypacker, 1973: Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys. J.*, **186**, 705–714.
- Raschendorfer, M., 2001: The new turbulence parameterization of LM. *COSMO newsletter*, **1**, 89–97.
- Rauthe-Schöch, A., A. Weigelt, M. Hermann, B. Martinsson, A. Baker, K.-P. Heue, C. Brenninkmeijer, A. Zahn, D. Scharffe, S. Eckhardt, et al., 2012: CARIBIC aircraft measurements of Eyjafjallajökull volcanic clouds in April/May 2010. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **12** (2), 879–902.
- Renner, E. und R. Wolke, 2010: Modelling the formation and atmospheric transport of secondary inorganic aerosols with special attention to regions with high ammonia emissions. *Atmos. Environ.*, **44** (15), 1904–1912.

- Rieger, D., 2016: Der Einfluss von natürlichem Aerosol auf Wolken. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- Rieger, D., A. Steiner, V. Bachmann, P. Gasch, J. Förstner, K. Deetz, B. Vogel, und H. Vogel, 2017: Impact of the 4 April 2014 Saharan dust outbreak on the photovoltaic power generation in Germany. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **2017**, 1–31.
- Rieger, D., M. Bangert, I. Bischoff-Gauss, J. Förstner, K. Lundgren, D. Reinert, J. Schröter, H. Vogel, G. Zängl, R. Ruhnke, und B. Vogel, 2015: ICON-ART 1.0 – a new online-coupled model system from the global to regional scale. *GMD*, **8 (6)**, 1659–1676.
- Riemer, N., 2002: Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die troposphärische Chemie und die Sichtweite. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH).
- Rinke, R., 2008: Parametrisierung des Auswaschens von Aerosolpartikeln durch Niederschlag. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH).
- Robock, A., 2000: Volcanic eruptions and climate. *Rev. Geophys.*, **38 (2)**, 191–219.
- Rocha-Lima, A., J. Martins, L. Remer, N. Krotkov, M. Tabacniks, Y. Ben-Ami, und P. Artaxo, 2014: Optical, microphysical and compositional properties of the Eyjafjallajökull volcanic ash. *Atmos. Chem. Phys.*, **14 (19)**, 10 649–10 661.
- Rose, W. I. und A. J. Durant, 2009: Fine ash content of explosive eruptions. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **186 (1-2)**, 32–39.
- Ryall, D. und R. Maryon, 1998: Validation of the UK Met. Office's NAME model against the ETEX dataset. *Atmos. Environ.*, **32 (24)**, 4265–4276.

- Sasano, Y., H. Shimizu, N. Takeuchi, und M. Okuda, 1979: Geometrical form factor in the laser radar equation: an experimental determination. *Appl. Optics*, **18 (23)**, 3908–3910.
- Schmidt, A., C. S. Witham, N. Theys, N. A. Richards, T. Thordarson, K. Szpek, W. Feng, M. C. Hort, A. M. Woolley, A. R. Jones, et al., 2014: Assessing hazards to aviation from sulfur dioxide emitted by explosive Icelandic eruptions. *JGR*, **119 (24)**, 14,180–14,196, 2014JD022070.
- Schumann, U., B. Weinzierl, O. Reitebuch, H. Schlager, A. Minikin, C. Forster, R. Baumann, T. Sailer, K. Graf, H. Mannstein, et al., 2011: Airborne observations of the Eyjafjalla volcano ash cloud over Europe during air space closure in April and May 2010. *Atmos. Chem. Phys.*, **11 (5)**, 2245–2279.
- Seinfeld, J. H. und S. N. Pandis, 2006: Atmospheric Chemistry and Physics - From Air Pollution to Climate Change (2nd Edition). *John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA*, 1203 pp.
- Shimizu, A., N. Sugimoto, I. Matsui, K. Arao, I. Uno, T. Murayama, N. Kagawa, K. Aoki, A. Uchiyama, und A. Yamazaki, 2004: Continuous observations of Asian dust and other aerosols by polarization lidars in China and Japan during ACE-Asia. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **109 (D19)**.
- Siebert, L., T. Simkin, und P. Kimberly, 2011: *Volcanoes of the World*. Univ of California Press, Berkeley, 349 p.
- Siomos, N., D. S. Balis, A. Poupkou, N. Liora, S. Dimopoulos, D. Melas, E. Giannakaki, M. Filioglou, S. Basart, und A. Chaikovsky, 2017: Investigating the quality of modeled aerosol profiles based on combined lidar and sunphotometer data. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **2017**, 1–36.
- Somerville, W., B. Auguié, und E. Le Ru, 2016: SMARTIES: User-friendly codes for fast and accurate calculations of light scattering by spheroids. *J. Quant. Spectrosc. Ra.*, **174**, 39–55.

- Sparks, R., M. Bursik, S. Carey, J. Gilbert, L. Glaze, H. Sigurdsson, und A. Woods, 1997: *Volcanic Plumes*, Vol. 54. Wiley, Chichester, England, 574 p.
- Sparks, R. S. J., L. Wilson, und H. Sigurdsson, 1981: The pyroclastic deposits of the 1875 eruption of Askja, Iceland. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **299 (1447)**, 241–273.
- Steinke, I., O. Möhler, A. Kiselev, M. Niemand, H. Saathoff, M. Schnaiter, J. Skrotzki, C. Hoose, und T. Leisner, 2011: Ice nucleation properties of fine ash particles from the Eyjafjallajökull eruption in April 2010. *Atmos. Chem. Phys.*, **11 (24)**, 12 945–12 958.
- Stohl, A., M. Hittenberger, und G. Wotawa, 1998: Validation of the Lagrangian particle dispersion model FLEXPART against large-scale tracer experiment data. *Atmos. Environ.*, **32 (24)**, 4245–4264.
- Stohl, A., A. Prata, S. Eckhardt, L. Clarisse, A. Durant, S. Henne, N. Kristiansen, A. Minikin, U. Schumann, P. Seibert, et al., 2011: Determination of time-and height-resolved volcanic ash emissions and their use for quantitative ash dispersion modeling: the 2010 Eyjafjallajökull eruption. *Atmos. Chem. Phys.*, **11 (9)**, 4333–4351.
- Swanson, S. E. und J. E. Beget, 1991: Melting properties of volcanic ash. *U.S. Geol. Surv. Bull.*, **2047**, 87.
- Takamura, T., Y. Sasano, und T. Hayasaka, 1994: Tropospheric aerosol optical properties derived from lidar, sun photometer, and optical particle counter measurements. *Appl. Optics*, **33 (30)**, 7132–7140.
- Tegen, I., P. Hollrig, M. Chin, I. Fung, D. Jacob, und J. Penner, 1997: Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **102 (D20)**, 23 895–23 915.

- Textor, C., H.-F. Graf, M. Herzog, J. M. Oberhuber, W. I. Rose, und G. Ernst, 2006b: Volcanic particle aggregation in explosive eruption columns. Part II: Numerical experiments. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **150** (4), 378–394.
- Textor, C., H.-F. Graf, M. Herzog, J. M. Oberhuber, W. I. Rose, und G. G. Ernst, 2006a: Volcanic particle aggregation in explosive eruption columns. Part I: Parameterization of the microphysics of hydrometeors and ash. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **150** (4), 359–377.
- Thomas, G. E., S. F. Bass, R. G. Grainger, und A. Lambert, 2005: Retrieval of aerosol refractive index from extinction spectra with a damped harmonic-oscillator band model. *Appl. Optics*, **44** (7), 1332–1341.
- Thomas, H. und A. Prata, 2011: Sulphur dioxide as a volcanic ash proxy during the April–May 2010 eruption of Eyjafjallajökull Volcano, Iceland. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (14), 6871–6880.
- Turnbull, K., B. Johnson, F. Marengo, J. Haywood, A. Minikin, B. Weinzierl, H. Schlager, U. Schumann, S. Leadbetter, und A. Woolley, 2012: A case study of observations of volcanic ash from the Eyjafjallajökull eruption: 1. In situ airborne observations. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **117** (D20).
- Twomey, S., 1974: Pollution and the Planetary Albedo. *Atmos. Environ.*, **8** (12), 1251–1256.
- 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.
- Vogel, H., J. Förstner, B. Vogel, T. Hanisch, B. Mühr, U. Schättler, und T. Schad, 2014: Time-lagged ensemble simulations of the dispersion of the Eyjafjallajökull plume over Europe with COSMO-ART. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (15), 7837–7845.

- Volz, F. E., 1973: Infrared optical constants of ammonium sulfate, Sahara dust, volcanic pumice, and flyash. *Appl. Optics*, **12** (3), 564–568.
- Walter, C., 2014: Einfluss von Aerosolpartikeln aus Vegetationsbränden auf die Wolkenbildung auf der regionalen Skala. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie.
- 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.
- Wang, Y., K. N. Sartelet, M. Bocquet, P. Chazette, M. Sicard, G. D'Amico, J. F. Léon, L. Alados-Arboledas, A. Amodeo, P. Augustin, J. Bach, L. Belegante, I. Biniotoglou, X. Bush, A. Comerón, H. Delbarre, D. García-Vázquez, J. L. Guerrero-Rascado, M. Hervo, M. Iarlori, P. Kokkalis, D. Lange, F. Molero, N. Montoux, A. Muñoz, C. Muñoz, D. Nicolae, A. Papayannis, G. Pappalardo, J. Preissler, V. Rizi, F. Rocadenbosch, K. Sellegri, F. Wagner, und F. Dulac, 2014: Assimilation of lidar signals: application to aerosol forecasting in the western Mediterranean basin. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (22), 12 031–12 053.
- Waterman, P., 1965: Matrix Formulation of Electromagnetic Scattering. *P. IEEE*, **53** (8), 805–812.
- Watt, S. F. L., D. M. Pyle, T. A. Mather, R. S. Martin, und N. E. Matthews, 2009: Fallout and distribution of volcanic ash over Argentina following the May 2008 explosive eruption of Chaitén, Chile. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **114** (B4), b04207.
- Weber, K., J. Eliasson, A. Vogel, C. Fischer, T. Pohl, G. van Haren, M. Meier, B. Grobety, und D. Dahmann, 2012: Airborne in-situ investigations of the Eyjafjallajökull volcanic ash plume on Iceland and over north-western

- Germany with light aircrafts and optical particle counters. *Atmospheric Environment*, **48**, 9–21.
- Webley, P. und L. Mastin, 2009: Improved prediction and tracking of volcanic ash clouds. *J. Volcan. Geoth. Res.*, **186** (1), 1–9.
- Weimer, M., J. Schröter, J. Eckstein, K. Deetz, M. Neumaier, G. Fischbeck, L. Hu, D. B. Millet, D. Rieger, H. Vogel, B. Vogel, T. Reddmann, O. Kirner, R. Ruhnke, und P. Braesicke, 2017: An emission module for ICON-ART 2.0: implementation and simulations of acetone. *Geosci. Model Dev.*, **10** (6), 2471–2494.
- Weinzierl, B., T. Sailer, D. Sauer, A. Minikin, O. Reitebuch, B. Mayer, und U. Schumann, 2012: The Eyjafjalla eruption in 2010 and the volcanic impact on aviation. *Atmospheric Physics*, Springer, 625–644.
- Weinzierl, B., A. Petzold, M. Esselborn, M. Wirth, K. Rasp, K. Kandler, L. Schütz, P. Koepke, und M. Fiebig, 2009: Airborne measurements of dust layer properties, particle size distribution and mixing state of Saharan dust during SAMUM 2006. *Tellus B*, **61** (1), 96–117.
- Wiegner, M. und A. Geiß, 2012: Aerosol profiling with the Jenoptik ceilometer CHM15kx. *Atmos. Meas. Tech.*, **5** (8), 1953–1964.
- Wiegner, M., S. Emeis, V. Freudenthaler, B. Heese, W. Junkermann, C. Munkel, K. Schäfer, M. Seefeldner, und S. Vogt, 2006: Mixing layer height over Munich, Germany: Variability and comparisons of different methodologies. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **111** (D13).
- Wiegner, M., J. Gasteiger, K. Kandler, B. Weinzierl, K. Rasp, M. Esselborn, V. Freudenthaler, B. Heese, C. Toledano, M. Tesche, und D. Althausen, 2009: Numerical simulations of optical properties of Saharan dust aerosols with emphasis on lidar applications. *Tellus B*, **61** (1), 180–194.

- Wiegner, M., F. Madonna, I. Biniotoglou, R. Forkel, J. Gasteiger, A. Geiß, G. Pappalardo, K. Schäfer, und W. Thomas, 2014: What is the benefit of ceilometers for aerosol remote sensing? An answer from EARLINET. *Atmos. Meas. Tech.*, **7** (7), 1979–1997.
- Wieland, D. J., M. I. Mishchenko, A. Macke, und B. E. Carlson, 1997: Improved T-matrix computations for large, nonabsorbing and weakly absorbing nonspherical particles and comparison with geometrical-optics approximation. *Appl. Optics*, **36** (18), 4305–4313.
- Wilkins, K. L., I. M. Watson, N. I. Kristiansen, H. N. Webster, D. J. Thomson, H. F. Dacre, und A. J. Prata, 2016: Using data insertion with the NAME model to simulate the 8 May 2010 Eyjafjallajökull volcanic ash cloud. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **121** (1), 306–323, 2015JD023895.
- Winker, D. M., W. H. Hunt, und M. J. McGill, 2007: Initial performance assessment of CALIOP. *Geophys. Res. Lett.*, **34** (19), 119803.
- Witham, C., H. Webster, M. Hort, A. Jones, und D. Thomson, 2012: Modelling concentrations of volcanic ash encountered by aircraft in past eruptions. *Atmos. Environ.*, **48**, 219–229.
- Woodhouse, M., A. Hogg, J. Phillips, und R. Sparks, 2013: Interaction between volcanic plumes and wind during the 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **118** (1), 92–109.
- Wu, L., V. Mallet, M. Bocquet, und B. Sportisse, 2008: A comparison study of data assimilation algorithms for ozone forecasts. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **113** (D20).
- Wyatt, M. B., V. E. Hamilton, H. Y. McSween, P. R. Christensen, und L. A. Taylor, 2001: Analysis of terrestrial and Martian volcanic compositions using thermal emission spectroscopy: 1. Determination of mineralogy, chemistry, and classification strategies. *J. Geophys. Res. Planets*, **106** (E7), 14 711–14 732.

- Yang, P. und K. Liou, 1996: Geometric-optics–integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals. *Appl. Optics*, **35** (33), 6568–6584.
- 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. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **141** (687), 563–579.
- Zhuang, J. und F. Yi, 2016: Nabro aerosol evolution observed jointly by lidars at a mid-latitude site and CALIPSO. *Atmos. Environ.*, **140**, 106–116.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich bedanken.

Vielen Dank an Herrn Prof. Dr. Christoph Kottmeier, dass Sie die Betreuung als Referent angenommen haben, für das Vertrauen und für die konstruktive Korrektur dieser Arbeit. Bei Frau Prof. Dr. Corinna Hoose möchte ich mich für die angenehmen Diskussionen der Ergebnisse dieser Arbeit und die Übernahme des Korreferats bedanken.

Meinem Gruppenleiter Dr. Bernhard Vogel danke ich für die langjährige Betreuung meines wissenschaftlichen Werdegangs und die Möglichkeit, dass ich dieses spannende Thema bearbeiten konnte. Danke Dr. Heike Vogel für Deine Diskussionsbereitschaft und die Hilfe bei Problemen.

Danke schön Dr. Daniel Rieger, dass Du so ein angenehmer Zimmerkollege warst. Vielen Dank für die vielen wissenschaftlichen Diskussionen und privaten Gespräche. Und ein riesiges Dankeschön dafür, dass Du nach dem Verlassen des Instituts diese Arbeit in Deiner Freizeit Korrektur gelesen und mit so vielen Anmerkungen und Ideen verbessert hast. Danke Dir Dr. Konrad Deetz für Deine stetige Hilfsbereitschaft ganz gleich zu welchem Thema. Danke Philipp Gasch für die tolle Zusammenarbeit bei der Entwicklung der neuen Aerosol-Strahlungsroutine. Danke Dr. Ali Hoshyaripour für den Input aus der Vulkanasche-Community. Danke Dr. Andrew Barrett für die Hilfe bei Feinheiten der englischen Sprache. Den ehemaligen Kollegen Dr. Isabel

Kaplan, Dr. Tobias Schad und Dr. Rowell Hagemann Danke für die kleinen und großen Hilfestellungen im Laufe meiner Zeit am IMK. Danke Simon Gruber für den regen Austausch und die Unterstützung bezüglich der abschließenden Prüfungsangelegenheiten.

Einen großen Dank Dir lieber Dr. Frank Wagner dafür, dass Du mir die Lidar-Messtechnik näher gebracht hast, mir durch Deine Kontakte die Ceilometer-Daten beschafft hast und für die Hilfe bei der Kalibration. Vielen Dank Dr. Ina Mattis für das Bereitstellen und die Erläuterungen zu den Lidar-Daten der Messungen in Leipzig. Vielen Dank dem Deutschen Wetterdienst für die Schaffung des Sonderforschungsprojekts Vulkanasche, durch das meine Stelle am KIT finanziert wurde. An dieser Stelle möchte ich auch allen Projektbeteiligten für die gute und angenehme Zusammenarbeit danken, insbesondere Jochen Förstner der mir zu Beginn geholfen hat schnell in die Thematik rund um die Simulation von Vulkanasche in ICON-ART rein zu kommen und mir immer ein guter Ansprechpartner war.

Vielen Dank für die Tipps und Ratschläge bezüglich Python und anderen technischen Angelegenheiten und vor allem vielen Dank für die guten Gespräche beim mittäglichen Spaziergang, liebe Dr. Jennifer Schröter. Für die Begleitung bei den Dauerläufen in der Mittagspause danke ich Dr. Matthias Frey.

Vielen Dank auch an die Damen im Hintergrund ohne die vieles nicht so reibungslos funktionieren würde. Danke an unsere IT-Administratorin Gabi Klinck und das Sekretariat mit Rosi Gräbner, Frau Stenschke, Frau Deckert und Frau Schönbein.

Danke meiner Familie und meinen Freunden, dass Ihr mich unterstützt, mit mir mit fiebert und mir immer den Rücken stärkt. Danke Papa fürs Korrekturlesen. Danke meinem Mann Lars, Du bist mir in allen Lebenslagen eine große Hilfe. Schön, dass es dich gibt.

Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung des Karlsruher Instituts für Technologie (0179-5619)

Bisher erschienen:

- Nr. 1:** *Fiedler, F. / Prenosil, T.*
Das MESOKLIP-Experiment. (Mesoskaliges Klimaprogramm im Oberrheintal). August 1980
- Nr. 2:** *Tangermann-Dlugi, G.*
Numerische Simulationen atmosphärischer Grenzschichtströmungen über langgestreckten mesoskaligen Hügelketten bei neutraler thermischer Schichtung. August 1982
- Nr. 3:** *Witte, N.*
Ein numerisches Modell des Wärmehaushalts fließender Gewässer unter Berücksichtigung thermischer Eingriffe. Dezember 1982
- Nr. 4:** *Fiedler, F. / Höschele, K. (Hrsg.)*
Prof. Dr. Max Diem zum 70. Geburtstag. Februar 1983 (vergriffen)
- Nr. 5:** *Adrian, G.*
Ein Initialisierungsverfahren für numerische mesoskalige Strömungsmodelle. Juli 1985
- Nr. 6:** *Dorwarth, G.*
Numerische Berechnung des Druckkiderstandes typischer Geländeformen. Januar 1986
- Nr. 7:** *Vogel, B.; Adrian, G. / Fiedler, F.*
MESOKLIP-Analysen der meteorologischen Beobachtungen von mesoskaligen Phänomenen im Oberrheingraben. November 1987
- Nr. 8:** *Hugelmann, C.-P.*
Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion. Februar 1988

- Nr. 9:** *Hafner, T.*
Experimentelle Untersuchung zum Druckwiderstand der Alpen. April 1988
- Nr. 10:** *Corsmeier, U.*
Analyse turbulenter Bewegungsvorgänge in der maritimen atmosphärischen Grenzschicht. Mai 1988
- Nr. 11:** *Walk, O. / Wieringa, J. (eds)*
Tsumeb Studies of the Tropical Boundary-Layer Climate. Juli 1988
- Nr. 12:** *Degrazia, G. A.*
Anwendung von Ähnlichkeitsverfahren auf die turbulente Diffusion in der konvektiven und stabilen Grenzschicht. Januar 1989
- Nr. 13:** *Schädler, G.*
Numerische Simulationen zur Wechselwirkung zwischen Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht. November 1990
- Nr. 14:** *Heldt, K.*
Untersuchungen zur Überströmung eines mikroskaligen Hindernisses in der Atmosphäre. Juli 1991
- Nr. 15:** *Vogel, H.*
Verteilungen reaktiver Luftbeimengungen im Lee einer Stadt – Numerische Untersuchungen der relevanten Prozesse. Juli 1991
- Nr. 16:** *Höschele, K. (ed.)*
Planning Applications of Urban and Building Climatology – Proceedings of the IFHP / CIB-Symposium Berlin, October 14-15, 1991. März 1992
- Nr. 17:** *Frank, H. P.*
Grenzschichtstruktur in Fronten. März 1992
- Nr. 18:** *Müller, A.*
Parallelisierung numerischer Verfahren zur Beschreibung von Ausbreitungs- und chemischen Umwandlungsprozessen in der atmosphärischen Grenzschicht. Februar 1996
- Nr. 19:** *Lenz, C.-J.*
Energieumsetzungen an der Erdoberfläche in gegliedertem Gelände. Juni 1996

- Nr. 20:** *Schwartz, A.*
Numerische Simulationen zur Massenbilanz chemisch reaktiver Substanzen im mesoskaligen Bereich. November 1996
- Nr. 21:** *Beheng, K. D.*
Professor Dr. Franz Fiedler zum 60. Geburtstag. Januar 1998
- Nr. 22:** *Niemann, V.*
Numerische Simulation turbulenter Scherströmungen mit einem Kaskadenmodell. April 1998
- Nr. 23:** *Koßmann, M.*
Einfluß orographisch induzierter Transportprozesse auf die Struktur der atmosphärischen Grenzschicht und die Verteilung von Spurengasen. April 1998
- Nr. 24:** *Baldauf, M.*
Die effektive Rauigkeit über komplexem Gelände – Ein Störungstheoretischer Ansatz. Juni 1998
- Nr. 25:** *Noppel, H.*
Untersuchung des vertikalen Wärmetransports durch die Hangwindzirkulation auf regionaler Skala. Dezember 1999
- Nr. 26:** *Kuntze, K.*
Vertikaler Austausch und chemische Umwandlung von Spurenstoffen über topographisch gegliedertem Gelände. Oktober 2001
- Nr. 27:** *Wilms-Grabe, W.*
Vierdimensionale Datenassimilation als Methode zur Kopplung zweier verschiedenskaliger meteorologischer Modellsysteme. Oktober 2001
- Nr. 28:** *Grabe, F.*
Simulation der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre, Vegetation und Erdoberfläche bei Verwendung unterschiedlicher Parametrisierungsansätze. Januar 2002
- Nr. 29:** *Riemer, N.*
Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die troposphärische Chemie und die Sichtweite. Mai 2002

- Nr. 30:** *Braun, F. J.*
Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie.
Dezember 2002
- Nr. 31:** *Kunz, M.*
Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer
über Mittelgebirgen. März 2003
- Nr. 32:** *Bäumer, D.*
Transport und chemische Umwandlung von Luftschadstoffen
im Nahbereich von Autobahnen – numerische Simulationen.
Juni 2003
- Nr. 33:** *Barthlott, C.*
Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen
Grenzschicht. Juni 2003
- Nr. 34:** *Wieser, A.*
Messung turbulenter Spurengasflüsse vom Flugzeug aus.
Januar 2005
- Nr. 35:** *Blahak, U.*
Analyse des Extinktionseffektes bei Niederschlagsmessungen
mit einem C-Band Radar anhand von Simulation und Messung.
Februar 2005
- Nr. 36:** *Bertram, I.*
Bestimmung der Wasser- und Eismasse hochreichender
konvektiver Wolken anhand von Radardaten, Modell-
ergebnissen und konzeptioneller Betrachtungen. Mai 2005
- Nr. 37:** *Schmoeckel, J.*
Orographischer Einfluss auf die Strömung abgeleitet
aus Sturmschäden im Schwarzwald während des
Orkans „Lothar“. Mai 2006
- Nr. 38:** *Schmitt, C.*
Interannual Variability in Antarctic Sea Ice Motion:
Interannuelle Variabilität antarktischer Meereis-Drift.
Mai 2006
- Nr. 39:** *Hasel, M.*
Strukturmerkmale und Modelldarstellung der Konvektion
über Mittelgebirgen. Juli 2006

Ab Band 40 erscheinen die Wissenschaftlichen Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung bei KIT Scientific Publishing (ISSN 0179-5619). Die Bände sind unter www.ksp.kit.edu als PDF frei verfügbar oder als Druckausgabe bestellbar.

- Nr. 40:** *Lux, R.*
Modellsimulationen zur Strömungsverstärkung von orographischen Grundstrukturen bei Sturmsituationen
ISBN 978-3-86644-140-8
- Nr. 41:** *Straub, W.*
Der Einfluss von Gebirgswellen auf die Initiierung und Entwicklung konvektiver Wolken
ISBN 978-3-86644-226-9
- Nr. 42:** *Meißner, C.*
High-resolution sensitivity studies with the regional climate model COSMO-CLM
ISBN 978-3-86644-228-3
- Nr. 43:** *Höpfner, M.*
Charakterisierung polarer stratosphärischer Wolken mittels hochauflösender Infrarotspektroskopie
ISBN 978-3-86644-294-8
- Nr. 44:** *Rings, J.*
Monitoring the water content evolution of dikes
ISBN 978-3-86644-321-1
- Nr. 45:** *Riemer, M.*
Außertropische Umwandlung tropischer Wirbelstürme: Einfluss auf das Strömungsmuster in den mittleren Breiten
ISBN 978-3-86644-766-0
- Nr. 46:** Nicht erschienen.
- Nr. 47:** Nicht erschienen.
- Nr. 48:** Nicht erschienen.

- Nr. 49:** *Peters, T.*
Ableitung einer Beziehung zwischen der Radarreflektivität, der Niederschlagsrate und weiteren aus Radardaten abgeleiteten Parametern unter Verwendung von Methoden der multivariaten Statistik
ISBN 978-3-86644-323-5
- Nr. 50:** *Khodayar Pardo, S.*
High-resolution analysis of the initiation of deep convection forced by boundary-layer processes
ISBN 978-3-86644-770-7
- Nr. 51:** *Träumner, K.*
Einmischprozesse am Oberrand der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht
ISBN 978-3-86644-771-4
- Nr. 52:** Nicht erschienen.
- Nr. 53:** *Lundgren, K.*
Direct Radiative Effects of Sea Salt on the Regional Scale
ISBN 978-3-86644-773-8
- Nr. 54:** *Sasse, R.*
Analyse des regionalen atmosphärischen Wasserhaushalts unter Verwendung von COSMO-Simulationen und GPS-Beobachtungen
ISBN 978-3-86644-774-5
- Nr. 55:** *Grenzhäuser, J.*
Entwicklung neuartiger Mess- und Auswertungsstrategien für ein scannendes Wolkenradar und deren Anwendungsbereiche
ISBN 978-3-86644-775-2
- Nr. 56:** *Grams, C.*
Quantification of the downstream impact of extratropical transition for Typhoon Jangmi and other case studies
ISBN 978-3-86644-776-9
- Nr. 57:** *Keller, J.*
Diagnosing the Downstream Impact of Extratropical Transition Using Multimodel Operational Ensemble Prediction Systems
ISBN 978-3-86644-984-8

- Nr. 58:** *Mohr, S.*
Änderung des Gewitter- und Hagelpotentials im Klimawandel
ISBN 978-3-86644-994-7
- Nr. 59:** *Puskeiler, M.*
Radarbasierte Analyse der Hagelgefährdung in Deutschland
ISBN 978-3-7315-0028-5
- Nr. 60:** *Zeng, Y.*
Efficient Radar Forward Operator for Operational
Data Assimilation within the COSMO-model
ISBN 978-3-7315-0128-2
- Nr. 61:** Nicht erschienen.
- Nr. 62:** *Jerger, D.*
Radar Forward Operator for Verification of Cloud
Resolving Simulations within the COSMO Model
ISBN 978-3-7315-0172-5
- Nr. 63:** *Maurer, V.*
Vorhersagbarkeit konvektiver Niederschläge :
Hochauflösende Ensemblesimulationen für Westafrika
ISBN 978-3-7315-0189-3
- Nr. 64:** *Stawiarski, C.*
Optimizing Dual-Doppler Lidar Measurements of Surface
Layer Coherent Structures with Large-Eddy Simulations
ISBN 978-3-7315-0197-8
- Nr. 65:** *Mahlke, H.*
Mechanismen der Auslösung hochreichender Konvektion
im südwestdeutschen Mittelgebirgsraum
ISBN 978-3-7315-0203-6
- Nr. 66:** *Fosser, G.*
Precipitation statistics from regional climate model
at resolutions relevant for soil erosion
ISBN 978-3-7315-0227-2
- Nr. 67:** *Adler, B.*
Boundary-Layer Processes Producing Mesoscale
Water-Vapour Variability over a Mountainous Island
ISBN 978-3-7315-0247-0

- Nr. 68:** *Kraut, I.*
Separating the Aerosol Effect in Case of a „Medicane“
ISBN 978-3-7315-0405-4
- Nr. 69:** *Breil, M.*
Einfluss der Boden-Vegetation-Atmosphären Wechsel-
wirkungen auf die dekadische Vorhersagbarkeit des
Westafrikanischen Monsuns
ISBN 978-3-7315-0420-7
- Nr. 70:** *Lott, F. F.*
Wind Systems in the Dead Sea and Footprints
in Seismic Records
ISBN 978-3-7315-0596-9
- Nr. 71:** *Rieger, D.*
Der Einfluss von natürlichem Aerosol auf Wolken
über Mitteleuropa
ISBN 978-3-7315-0672-0
- Nr. 72:** *Loewe, K.*
Arctic mixed-phase clouds. Macro- and
microphysical insights with a numerical model
ISBN 978-3-7315-0686-7
- Nr. 73:** *Piper, D. A.*
Untersuchung der Gewitteraktivität und der
relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen
über Mittel- und Westeuropa
ISBN 978-3-7315-0701-7
- Nr. 74:** *Metzger, J.*
Wind Systems and Energy Balance in the Dead Sea Valley
ISBN 978-3-7315-0699-7
- Nr. 75:** *Deetz, K.*
Assessing the Aerosol Impact on Southern West
African Clouds and Atmospheric Dynamics
ISBN 978-3-7315-0744-4
- Nr. 76:** *Ehmele, F. T.*
Stochastische Simulation großflächiger, hochwasser-
relevanter Niederschlagsereignisse.
ISBN 978-3-7315-0761-1

- Nr. 77:** *Hackenbruch, J.*
Anpassungsrelevante Klimaänderungen für
städtische Baustrukturen und Wohnquartiere
ISBN 978-3-7315-0771-0
- Nr. 78:** *Schmidberger, M.*
Hagelgefährdung und Hagelrisiko in Deutschland
basierend auf einer Kombination von Radardaten
und Versicherungsdaten.
ISBN 978-3-7315-0846-5
- Nr. 79:** *Gruber, S.*
Contrails and Climate Engineering - Process Studies on
Natural and Artificial High-Level Clouds and Their Impact
on the Radiative Fluxes.
ISBN 978-3-7315-0896-0
- Nr. 80:** *Walter, C.*
Simulationen der Ausbreitung von Vulkanasche unter
expliziter Berücksichtigung der optischen Eigenschaften
der Aschepartikel.
ISBN 978-3-7315-0939-4

CAROLIN WALTER

Simulationen der Ausbreitung von Vulkanasche unter expliziter Berücksichtigung der optischen Eigenschaften der Aschepartikel

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Modellsystem ICON-ART erweitert, um die optischen Eigenschaften von Vulkanasche zu beschreiben. Dies ermöglicht die Untersuchung der Aerosol-Strahlungswechselwirkungen von Vulkanasche auf die atmosphärischen Prozesse der synoptischen Skala. Des Weiteren wird ein Lidar-Vorwärtsoperator implementiert, der die direkte Simulation der abgeschwächten Rückstreuung ermöglicht. Da die Partikelrückstreuung bei einem Streuwinkel von 180° besonders sensitiv auf die Partikelform ist, werden die benötigten Parameter für nicht-sphärische Partikel durch T-Matrix Rechnungen bestimmt. Die Bedeutung dieser Erweiterungen wird anhand von Simulationen des Ausbruchs des Eyjafjallajökull im April 2010 verdeutlicht.

ISSN 0179-5619

ISBN 978-3-7315-0939-4

Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

