
Modellierung von Kondensstreifenzirren: Mikrophysikalische und optische Eigenschaften



Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Lisa Bock
aus Kempten (Allgäu)

München, März 2014

Erstgutachter: Prof. Dr. Bernd Kärcher
Zweitgutachter: Prof. Dr. Bernhard Mayer
Tag der mündlichen Prüfung: 15. Mai 2014

Kurzfassung

Der Beitrag der Luftfahrt am gesamten anthropogenen Strahlungsantrieb beträgt 3-8 %. Mit steigendem Luftverkehrsaufkommen um etwa 5 % jährlich wächst dieser Beitrag stetig an. Kondensstreifenzirren machen den größten Anteil an der Klimawirkung des Luftverkehrs aus. Die Ergebnisse der bisherigen Studien sind aber noch mit großen Unsicherheiten versehen. Mit dem Ziel einer realistischeren Darstellung von Kondensstreifenzirren und genaueren Validierungsmöglichkeiten der Kondensstreifenzirren-Parametrisierung im Klimamodell wird in dieser Arbeit die Parametrisierung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren, welche einen großen Einfluss auf deren Klimawirksamkeit haben, verbessert.

Als Vorarbeit musste das im Klimamodell ECHAM5 verwendete Zwei-Momenten-Schema für natürliche Wolken in Bezug auf die Konsistenz der Mikrophysik mit einem fraktionellen Bedeckungsgradschema modifiziert werden. Zudem wurde die Nukleationsparametrisierung um den Einfluss durch präexistierendes Eis erweitert. Die für ECHAM4 entwickelte Kondensstreifenzirren-Parametrisierung wurde in ECHAM5 übertragen und um das Zwei-Momenten-Schema erweitert. Neben dem Eiswassergehalt wird damit auch die Eispartikelanzahldichte im Modell prognostiziert. Folglich kann die mittlere Eispartikelgröße bestimmt werden. Es stellte sich heraus, dass genaue Informationen über die Ausdehnung des Volumens der Kondensstreifenzirren wichtig für die Darstellung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften der Kondensstreifenzirren sind. Der Einfluss von Diffusion und Sedimentation auf die Vergrößerung des Volumens der Kondensstreifenzirren wurde im Modell parametrisiert.

Das Ergebnis zeigt eine ähnliche globale Verteilung der Kondensstreifenzirren wie in der Studie mit ECHAM4. Die Bedeckungsgrade sind jedoch höher, zeigen aber im Vergleich mit Satellitendaten gute Übereinstimmungen. Die optische Dicke orientiert sich einerseits an der Höhe des Eiswassergehalts. Beide zeigen Maxima in den Tropen, wo die Menge des kondensierbaren Wasserdampfs hoch ist. Andererseits orientiert sich die globale Verteilung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften, anders als in früheren Studien, stark an der Flugverkehrsdichte. Durch häufige Bildung von Eispartikeln in den Hauptfluggebieten bleibt die Eispartikelanzahldichte groß und die mittlere Partikelgröße klein. Folglich ist die optische Dicke in diesen Gebieten durch die Berücksichtigung der Eispartikelanzahldichte höher als in früheren Studien. Wenn man, wie in früheren Studien, das Strahlungsschema mit einer Beschränkung auf größere Eispartikel anwendet, ist der Strahlungsantrieb mit 29 mW/m^2 im Vergleich zur vorangegangenen Studie in ECHAM4 etwas geringer.

Emittierte Rußpartikel aus den Flugzeugtriebwerken stellen eine dominierende Quelle der Eispartikel in Kondensstreifenzirren dar. Die erweiterte Parametrisierung von Kondensstreifenzirren im Modell ist Voraussetzung für eine Studie über den Einfluss einer Rußemissionsänderung auf den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren. Bei einer angenommenen Reduzierung der initialen Eispartikelanzahldichte um 80 % werden die Eispartikel größer und die optische Dicke kleiner. Der Bedeckungsgrad der sichtbaren Kondensstreifenzirren verringert sich um mehr als die Hälfte, jedoch wurde die Vermutung, dass sich die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren durch die Bildung größerer Eispartikel verkürzt, nicht bestätigt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Parametrisierung natürlicher Zirren	6
2.1	Bedeckungsgrad und Übersättigung	6
2.2	Eisnukleation	8
2.2.1	Ansteuerung der Nukleationsparametrisierung	10
2.2.2	Nukleation bei präexistierendem Eis	11
2.3	Budgetbetrachtung	12
2.4	Tunen des Modells	16
3	Parametrisierung von Kondensstreifenzirren	20
3.1	Bedeckungsgrad	20
3.1.1	Potentieller Bedeckungsgrad	22
3.1.2	Volumenbedeckungsgrad und gescherter Bedeckungsgrad	24
3.2	Parametrisierte Prozesse	25
3.2.1	Bildung	25
3.2.2	Scherung und Diffusion	29
3.2.3	Sedimentation	32
3.2.4	Deposition bzw. Sublimation	35
3.2.5	Niederschlag	36
3.3	Budgetbetrachtung	37
4	Modellklimatologie und Validierung	39
4.1	Natürliche Zirren	40
4.1.1	Bedeckungsgrad	40
4.1.2	Eiswassergehalt	43
4.1.3	Eispartikelanzahl	44
4.2	Eisübersättigung	47
4.3	Kondensstreifenzirren	49
4.3.1	Bedeckungsgrad	49
4.3.2	Eiswassergehalt	53
4.3.3	Eispartikelgröße und optische Dicke	54
5	Simulation von Kondensstreifenzirren	57
5.1	Zeitliche Entwicklung eines Kondensstreifenzirren-Clusters	57
5.2	Bedeckungsgrad	61
5.3	Mikrophysikalische und optische Eigenschaften von Kondensstreifenzirren . .	65
5.3.1	Eispartikelanzahl und Eiswassergehalt	65
5.3.2	Volumenradius und optische Dicke	66
5.4	Strahlungsantrieb	70

6	Verwendung alternativer Treibstoffe	74
6.1	Änderung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften	75
6.2	Änderung des Bedeckungsgrades	79
6.3	Änderung der Klimawirkung	81
7	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Symbole und Abkürzungen	88
B	Glossar	91
	Literaturverzeichnis	94

1 Einleitung

Einführung und Motivation

Kondensstreifen sind linienförmige Eiswolken, die hinter den Triebwerken eines Flugzeugs entstehen, wenn die Umgebungsluft kalt und feucht genug ist. Sie bilden sich durch die Vermischung der heißen und feuchten Flugzeugabgase und der kalten Umgebungsluft. Wird während dieses Prozesses die Übersättigung bezüglich Flüssigwasser erreicht, kondensiert, hauptsächlich auf den emittierten Rußpartikeln, Wasser. Wird die Gefriertemperatur unterschritten, gefrieren diese während der weiteren Abkühlung zu Eispartikeln (Schmidt, 1941; Appleman, 1953; Kärcher et al., 1996; Schumann, 2002). Meist verschwinden Kondensstreifen nach Sekunden bis Minuten nachdem sie gebildet wurden, wenn die Atmosphäre untersättigt ist. Ist die Umgebungsluft eisübersättigt, können Kondensstreifen über eine längere Zeit bestehen bleiben (Brewer, 1946). Persistente Kondensstreifen, die jungen sowie die daraus entstandenen älteren, die mit der Zeit meist ihre Linienförmigkeit verlieren, werden im Folgenden als Kondensstreifenzirren bezeichnet. Es wurden Kondensstreifenzirren beobachtet, die mindestens 17 Stunden existierten (Minnis et al., 1998). Ihre räumliche Ausbreitung hängt von der horizontalen und vertikalen Ausbreitung der übersättigten Schicht sowie der Windscherung ab (Kärcher and Spichtinger, 2009).

Die aktuelle Ausbreitung von Kondensstreifenzirren und deren Eigenschaften wurden mit verschiedenen Messtechniken untersucht. Der Bedeckungsgrad linienförmiger Kondensstreifenzirren über Westeuropa wurde erstmals durch visuelle Auswertungen einzelner NOAA-Satellitenbilder mit 0.37 % bestimmt (Bakan et al., 1994). Aufbauend auf der Entwicklung eines automatischen Detektionsalgorithmus (Mannstein et al., 1999) gab es mehrere Studien, die regional begrenzt Bedeckungsgrad und mikrophysikalische und optische Eigenschaften von linienförmigen Kondensstreifenzirren abschätzten (Meyer et al., 2002; Minnis et al., 2004, 2005; Palikonda et al., 2005; Meyer et al., 2007; Iwabuchi et al., 2012; Duda et al., 2013; Bedka et al., 2013). Da die Detektion der Kondensstreifenzirren auf deren Linienförmigkeit angewiesen ist, existieren aus Satellitenbeobachtungen keine Informationen zu gealterten (nicht linienförmigen) Kondensstreifenzirren. Ein Versuch dieses Problem in solchen Beobachtungen zu überwinden ist die Entwicklung eines Verfolgungsalgorithmus für Meteosat-Bilder, mittels welchem ein größerer Teil des Lebenszykluses als bisher und die optische Dicke von Kondensstreifenzirren untersucht werden kann (Vázquez-Navarro et al., 2012). In situ-Flugzeugmessungen geben zusätzlich Informationen über die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren (Schröder et al., 2000; Gayet et al., 2004; Febvre et al., 2009; Voigt et al., 2011).

Kondensstreifenzirren haben einen bedeutenden Anteil am globalen Strahlungsantrieb durch den Luftverkehr. Die Streuung von kurzwelliger Strahlung durch Eispartikel führt zu einer Reduzierung der solaren Einstrahlung auf die Erdoberfläche. Dieser Albedo-Effekt wirkt kühlend. Auf der anderen Seite führt die Absorption und Emission der langwelligen Strahlung zu einer Reduzierung der terrestrischen Ausstrahlung, dem Treibhauseffekt, da die absorbierte Infrarotstrahlung von den Eiswolken bei wesentlich niedrigeren Temperaturen als jenen

auf der Erdoberfläche emittiert wird. Dieser Effekt dominiert im Mittel und wirkt wärmend (Meerkötter et al., 1999). Verschiedene Modellstudien haben eine Klimawirkung von 3.5 bis 17 mW/m² für linienförmige Kondensstreifenzirren bestimmt (Minnis et al., 1999; Myrhe and Stordal, 2001; Ponater et al., 2002; Marquart et al., 2003; Fichter et al., 2005; Rap et al., 2010). Sausen et al. (2005) skalierten die Ergebnisse einiger dieser Studien linear und schätzten den Strahlungsantrieb durch linienförmige Kondensstreifenzirren für das Jahr 2000 auf 10 mW/m². In einer neuen Studie von Spangenberg et al. (2013) wurde aus Satellitendaten des Jahres 2006 der Strahlungsantrieb von linienförmigen Kondensstreifenzirren mit 8.5 mW/m² abgeschätzt. Dadurch waren bei Vernachlässigung der älteren nicht-linienförmigen Kondensstreifenzirren 3.5% des anthropogenen Strahlungsantriebs auf den Luftverkehr zurückzuführen (Lee et al., 2009). Da der Luftverkehr aber jährlich um etwa fünf Prozent anwächst (ICAO, 2007), wird dieser Anteil von Jahr zu Jahr größer, wenn der Beitrag aus anderen Bereichen weniger stark ansteigt.

Die Studie von Burkhardt and Kärcher (2011) zeigte, dass der berechnete Strahlungsantrieb aller Kondensstreifenzirren den der linienförmigen Kondensstreifenzirren um ein Vielfaches übersteigt, sowie vergleichbar mit dem akkumulierten Strahlungseffekt von Kohlenstoffdioxid ist. Berechnungen des globalen Strahlungsantriebs von Kondensstreifenzirren mit verschiedenen Modellen ergaben Werte zwischen 12 bis 50 mW/m² (Burkhardt and Kärcher, 2011; Chen et al., 2012; Schumann, 2012).

Durch die zu erwartende Entwicklung des Ölpreises ist der Umstieg auf alternative Treibstoffe im Luftverkehr in wirtschaftlicher Hinsicht eine mögliche Option. Zusätzlich ist es eine Möglichkeit trotz des Anstieges des Luftverkehrsaufkommens dessen Klimaeffekt zu verringern. Dabei müssen auch die Klimaeffekte, die durch die Produktion der alternativen Treibstoffe verursacht werden, in den Berechnungen berücksichtigt werden. Das aktuell verwendete Kerosin könnte durch Biotreibstoff, Flüssigerdgas oder Wasserstoff ersetzt werden. Es ist zu erwarten, dass diese Veränderungen unter anderem auch die Eigenschaften von Kondensstreifenzirren beeinflussen. Messungen an einem Prüfstand hinter Flugzeugtriebwerken haben ergeben, dass durch die Verwendung von alternativen Treibstoffen aus Erdgas oder Kohle eine geringere Rußemission zu erwarten ist (Anderson et al., 2011). Die Anzahl der emittierten Rußpartikel beeinflusst wiederum die Anzahl der Eispartikel, die bei der Entstehung des Kondensstreifens gebildet werden. In bestimmten Emissions- und Temperaturbereichen gilt: je weniger Rußpartikel ausgestoßen werden, desto weniger Eispartikel können entstehen (Kärcher and Yu, 2009). Stehen weniger Eispartikel zur Verfügung, um den Wasserdampf aus der Umgebung aufzunehmen, werden die Partikel größer. Folglich verringert sich durch die Abnahme der Eispartikelanzahl und der Zunahme der Eispartikelgröße die gesamte Partikeloberfläche und damit die Wolkenalbedo. Außerdem können die Eispartikel möglicherweise früher sedimentieren. Die damit verbundene Änderung des Eiswassergehalts hat wiederum Einfluss auf die Strahlungswirkung der Kondensstreifenzirren. Folglich können sich durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen die optischen Eigenschaften, die Lebensdauer und die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren verändern. In welcher Weise und mit welchen Auswirkungen auf die globale Strahlungsbilanz dies geschieht, wird in dieser Arbeit mittels der durchgeführten Modellentwicklung in einem ersten Schritt untersucht.

Globale Modellierung

Simulationen von Kondensstreifenzirren mittels globalen Modellen werden durchgeführt, um die globale Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren bestimmen zu können. Die räumliche und zeitliche Abdeckung in globalen Modellen ist größer als es durch Messdaten möglich ist. Nur geostationäre Satelliten können auch global und kontinuierlich Daten zu linienförmigen

gen Kondensstreifenzirren liefern. Im Modell ist außerdem in den Strahlungsberechnungen ein direkter Vergleich zwischen einer Atmosphäre mit und ohne Kondensstreifenzirren möglich.

Die ersten Studien mit globalen Modellen enthielten ausschließlich linienförmige Kondensstreifenzirren. Dabei basierte die Bestimmung des Kondensstreifenbedeckungsgrads auf der Einführung des potentiellen Kondensstreifenbedeckungsgrads aus Offline-Berechnungen von Temperatur, Feuchte und Druck aus ECMWF-Reanalysedaten (Sausen et al., 1998). Der potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad beschreibt das Teilgebiet der Atmosphäre, in welchem sich persistente Kondensstreifen bilden können. Er wurde damals als der maximal mögliche Kondensstreifenbedeckungsgrad interpretiert. Die erste Abschätzung über den globalen, jährlichen mittleren Strahlungsantrieb wurde berechnet, indem der globale potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad und eine feste optischen Dicke, welche auf Messungen über den USA basierte, mit den Daten aus einem Flugkataster des Jahres 1992 kombiniert wurde. Der errechnete Bedeckungsgrad wurde an Satellitenmessungen des Bedeckungsgrades über Europa angeglichen. Der Strahlungsantrieb wurde dann mittels eines Strahlungstransfermodells und der Annahme einer festen optischen Dicke von 0.03 bestimmt (Minnis et al., 1999; Myrhe and Stordal, 2001).

In der Studie von Ponater et al. (2002) wurden dann erstmals in dem globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM4 der Bedeckungsgrad, die optischen Eigenschaften und der Strahlungsantrieb von persistenten linearen Kondensstreifenzirren zu jedem Zeitschritt konsistent diagnostiziert. Der Bedeckungsgrad wurde mit der gleichen Skalierungsmethode wie in der früheren Studie von Sausen et al., 1998 an Messdaten über Europa angeglichen. Der Eiswassergehalt und damit eine zeitlich und räumlich variierende optische Dicke wurde anhand des zur Verfügung stehenden Wasserdampfs in jedem Zeitschritt abgeschätzt. Somit konnten Abhängigkeiten des aktuellen meteorologischen Hintergrunds berücksichtigt werden. Die mittlere optische Dicke von sichtbaren Kondensstreifenzirren (optische Dicke größer 0.02) betrug über den USA 0.1 bis 0.13 und über Europa 0.06 bis 0.09 (Ponater et al., 2002) und war folglich kleiner als der feste Wert, der in früheren Studien verwendet wurde. Aus diesem Grund wurde der berechnete Strahlungsantrieb im Vergleich zu den früheren Studien geringer.

Unter Verwendung einer Kondensstreifen-Parametrisierung im UK Met Office Climate Model wurde der globale Bedeckungsgrad von linienförmigen Kondensstreifenzirren für das Jahr 2002 abgeschätzt (Rap et al., 2010). Diese Studie orientierte sich an dem potentiellen Bedeckungsgradschema von Ponater et al. (2002). Der simulierte Bedeckungsgrad und die optische Dicke der Kondensstreifenzirren wurde an Beobachtungsdaten angeglichen.

Erweitert wurden diese Studien durch die Simulation von persistenten linearen Kondensstreifenzirren und den daraus entstehenden nicht-linienförmigen Kondensstreifenzirren im globalen Klimamodell ECHAM4. Dafür wurde die Parametrisierung des potentiellen Bedeckungsgrads überarbeitet, die Eisübersättigung im Modell parametrisiert (Burkhardt et al., 2008) und eine neue Wolkenklasse für Kondensstreifenzirren eingeführt. Der Eiswassergehalt der Kondensstreifenzirren wird im Modell prognostisch behandelt. Das Wasserbudget ist geschlossen und Kondensstreifenzirren können mit natürlichen Zirren um den zur Verfügung stehenden deponierbaren Wasserdampf konkurrieren. Damit ist das geringere Auftreten natürlicher Zirren als Feedbackprozess miteinbezogen. Durch die Behandlung der Kondensstreifenzirren in einer eigenen Wolkenklasse können Persistenz, Advektion und die Verbreiterung von Kondensstreifenzirren mitbetrachtet werden (Burkhardt and Kärcher, 2009). Der berechnete Strahlungsantrieb aller Kondensstreifenzirren übersteigt den der linienförmigen Kondensstreifenzirren um ein Vielfaches. Das zeigt, wie wichtig es ist, Kondensstreifenzirren

aller Altersklassen in die Abschätzungen des gesamten Klimaeffekts des Luftverkehrs mit einzubeziehen.

In einer Studie mit einem vereinfachtem Modell zur Kondensstreifen-Vorhersage wurde der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren für das Jahr 2006 bestimmt (Schumann and Graf, 2013). In diesem Modell wird der Lebenszyklus der Kondensstreifenzirren von der Entstehung bis zur Auflösung mit vorgegebenen meteorologischen und flugzeugspezifischen Daten simuliert (Schumann, 2012). Die Kondensstreifenzirren können nicht mit dem Wasserbudget interagieren, da während der Simulation die meteorologischen Felder vorgegeben werden.

Chen and Gettelman (2013) schätzten mit einer Parametrisierung für Kondensstreifenzirren im CAM5-Modell die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen ab. Die Kondensstreifen wurden mit einer festen Partikelgröße initialisiert (Chen et al., 2012). Die neugebildeten Kondensstreifen werden nach der Initialisierung mit den natürlichen Wolken in einer Wolkenklasse zusammengefasst. Folglich ist keine Differenzierung aufgrund von unterschiedlichen mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften möglich. Vielmehr werden dadurch nicht nur die Eigenschaften der Kondensstreifenzirren verändert, sondern auch diejenigen der natürlichen Zirren.

Problemstellung und Ziele

Für die globale Klimamodellierung wurde für die Abschätzung des Klimaeffekts von Kondensstreifenzirren mit der Kondensstreifenzirren-Parametrisierung in ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2009) mit der Einführung einer neuen Wolkenklasse für Kondensstreifenzirren ein großer Fortschritt gemacht. Doch die Darstellung der optischen Dicke der Kondensstreifenzirren ist weiterhin mit einer großen Unsicherheit belegt. Die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften wurden in der Ein-Momenten-Mikrophysik alleine anhand des Eiswassergehalts bestimmt. Folglich kann nicht in Fälle unterschieden werden, in denen sich die Eismasse auf viele kleine oder wenige große Partikel verteilt. Dieser Unterschied hat aber einen Einfluss auf die mikrophysikalischen Prozesse innerhalb der Kondensstreifenzirren. Eine genauere Darstellung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren macht eine genauere Validierung mit Beobachtungsdaten möglich. Darüber hinaus sind die Strahlungseigenschaften der Eiswolken von deren mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften abhängig. Mit einem Wolken-Strahlungs-Modell wurde festgestellt, dass bei gleichbleibendem Eiswassergehalt starke Variationen des Strahlungseffekts von Zirren in Abhängigkeit der Eispartikelgröße existieren; vor allem bei kleinen Partikelgrößen, wie sie in Kondensstreifenzirren eher als in natürlichen Zirren vorkommen (Zhang et al., 1999). Dies zeigt die Notwendigkeit, die Modellierung von Kondensstreifenzirren durch eine realistischere Abschätzung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften weiterzuführen, da dies Voraussetzung für einen realistischeren Ablauf der mikrophysikalischen Prozesse, für einen detaillierteren Vergleich mit Beobachtungsdaten und für eine verbesserte Abschätzung der Klimawirkung von Kondensstreifenzirren ist.

Folgende Fragestellungen standen zu Beginn dieser Arbeit:

1. Wie kann die Konsistenz der natürlichen Wolken- und Kondensstreifenzirren-Parametrisierung bei der Einführung einer Zwei-Momenten-Mikrophysik beibehalten werden?
2. Wie können Prozesse, welche die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften beeinflussen, besser parametrisiert werden?

3. Wie sieht die globale Verteilung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren aus?
4. Welche Auswirkung hat die Verringerung der initialen Eispartikelanzahl, wie sie sich z. B. durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen ergeben würde, auf die Eigenschaften von Kondensstreifenzirren?

Damit die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften realistischer dargestellt werden können, soll die Modellierung von Kondensstreifenzirren in dieser Arbeit um ein mikrophysikalisches Zwei-Momenten-Schema erweitert werden. Das bedeutet, dass zusätzlich zur Eismasse die Information über die Eispartikelanzahl zur Verfügung steht. Folglich kann die mittlere Eispartikelgröße durch Eispartikelanzahl und Eiswassergehalt bestimmt werden. Somit ist die Parametrisierung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften nicht mehr alleine vom Eiswassergehalt abhängig. Damit ist ihre Darstellung für eine globale Untersuchung exakter und auch die Berechnung der Strahlungswirkung sollte realistischer sein.

Gliederung der Arbeit

Das globale Klimamodell mit mikrophysikalischem Zwei-Momenten-Schema, welches die Basis dieser Arbeit bildet, war zu Anfang nicht für die Modellierung von Kondensstreifenzirren geeignet. Zuerst musste die Konsistenz zwischen Bedeckungsgrad und der Wolkenmikrophysik für Eiswolken wiederhergestellt werden. Dies verlangte Modifizierungen des Zwei-Momenten-Schemas für natürliche Wolken (Kap. 2). Nach diesen Änderungen können die kleine Bedeckungsgradänderungen durch Kondensstreifenzirren neben existierenden Zirren simuliert werden.

Die schon vorhandene Parametrisierung von Kondensstreifenzirren in ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2009) wird in ECHAM5 implementiert und um ein mikrophysikalisches Zwei-Momenten-Schema erweitert (Kap. 3). Eine weitere Neuerung ist die prognostische Bestimmung des Volumens der Kondensstreifenzirren, was eine realistischere Repräsentation der mikrophysikalischen Eigenschaften möglich macht. Außerdem wurde die Depositionsparametrisierung an das Diffusionswachstum angenähert.

In Kapitel 4 wird eine Validierung mit Beobachtungsdaten durchgeführt. Der Bedeckungsgrad, der Eiswassergehalt und die Eispartikelanzahldichte von natürlichen Zirren werden nach den Veränderungen der Parametrisierung (Kap. 2) mit Beobachtungsdaten verglichen. Auch die implementierte Auftrittswahrscheinlichkeit von Eisübersättigung wird mit Satellitendaten validiert. Die Parametrisierung der Kondensstreifenzirren (Kap. 3) wird durch den Vergleich des Bedeckungsgrads, des Eiswassergehalts und der optischen Eigenschaften mit Beobachtungsdaten überprüft.

Die globalen Ergebnisse des Bedeckungsgrads und der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren werden in Kapitel 5 ausgewertet.

In Kapitel 6 werden als Anwendungsbeispiel in einem ersten Experiment die Auswirkungen auf die Eigenschaften von Kondensstreifenzirren untersucht, die sich durch eine geringere Anzahl an emittierten Rußpartikeln, wie es bei einem Einsatz von alternativen Treibstoffen erwartet wird, ergeben würden. Die vorherigen Ergebnisse werden mit denen einer Simulation verglichen, in welcher eine geringere Anzahl vom Flugzeug emittierter Rußpartikel und somit eine geringe Anzahl von Eispartikeln bei der Bildung berücksichtigt werden.

Im Anhang der Arbeit befindet sich ein Symbolverzeichnis und ein Glossar mit einigen zentralen Begriffen dieser Arbeit.

2 Parametrisierung natürlicher Zirren

Bevor die Parametrisierung von Kondensstreifenzirren (Kap. 3) beschrieben wird, soll in diesem Kapitel auf die Parametrisierung natürlicher Zirren eingegangen werden. Die Entwicklung und Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren hängt von der Existenz natürlicher Zirren in der Umgebung ab. Sie treten häufig in direkter Nachbarschaft auf und beeinflussen damit beide gemeinsam den Wasserhaushalt.

Für diese Arbeit wurde das globale Klimamodell ECHAM5 (Roeckner et al., 2003), welches im Hamburger Max-Planck-Institut für Meteorologie entwickelt wurde, mitsamt der Weiterentwicklung des Wolkenchemas bezüglich der Zwei-Momenten-Mikrophysik (Lohmann et al., 2008), verwendet. Das stratiforme Wolkenchema in ECHAM5 enthält prognostische Gleichungen für alle Wasserphasen (gasförmig, flüssig, fest), eine ‘Bulk’-Mikrophysik mit impliziten Annahmen über Form- und Größenverteilung der Wolkenpartikel (Lohmann and Roeckner, 1996) und ein empirisches Wolkenbedeckungsgradschema (Sundqvist, 1978). In der Zwei-Momenten-Mikrophysik werden neben dem Flüssigwassergehalt und Eiswassergehalt auch die Anzahldichten von Wassertropfen und Eispartikeln berechnet und prognostisch behandelt. Somit ist eine genauere Darstellung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften möglich.

Da mit dem Zwei-Momenten-Schema auch eine gitter-gemittelte Eisübersättigung zugelassen wurde, entstand eine Inkonsistenz zwischen dem diagnostischem Bedeckungsgradschema nach Sundqvist und der Wolkenmikrophysik. Um dieses Problem zu beseitigen, wurde die gitter-gemittelte Übersättigung, welche für die Bestimmung der Eispartikelbildung nötig ist, für diese Arbeit nicht zugelassen (Kap. 2.1). Das hatte zur Folge, dass die Steuerung der Nukleationsparametrisierung, welche von der aufgelösten gitter-gemittelten Übersättigung abhängig war, verändert werden musste. In Kap. 2.2 wird der neu entwickelte Ablauf, welcher die Nukleation steuert, sowie die neu eingeführte Berücksichtigung von schon vorhandenen Eispartikeln bei der Nukleation, beschrieben. Um den Einfluss der verschiedenen Prozesse, die im Modell Senken und Quellen für die Eispartikelanzahldichte bedeuten, bewerten zu können, wurden die Budgets dieser einzelnen Prozesse betrachtet (Kap. 2.3). Anschließend wurde wegen der durchgeführten Änderungen das gesamte Modell bezüglich des Strahlungsbudgets neu getuned (Kap. 2.4).

2.1 Bedeckungsgrad und Übersättigung

Der Bedeckungsgrad natürlicher Wolken, b_{ci} , wird in ECHAM5 mit einer empirischen Funktion der relativen Feuchte berechnet (Sundqvist et al., 1989). Er wird in jedem Zeitschritt in Abhängigkeit von Feuchte und Temperatur diagnostisch bestimmt.

$$b_{ci} = 1 - \sqrt{1 - \frac{r - r_{ci}}{1 - r_{ci}}} \quad (2.1)$$

$r = p_w/p_{sat}(T)$ ist die gitter-gemittelte relative Feuchte, welche mit dem Partialdruck für Wasserdampf, p_w , und dem Sättigungsdampfdruck von Flüssigwasser bzw. Eis, p_{sat} , bestimmt wird, und r_{ci} ist die kritische relative Feuchte für Kondensation in Abhängigkeit von der Höhe (Xu and Krueger, 1991). Darin steckt die Annahme, dass durch die subgridskali-ge Variabilität der Feuchte ab einem Grenzwert, r_{ci} , übersättigte Gebiete in der Gitterbox existieren. Dieser Anteil vergrößert sich mit steigender relativer Feuchte. Die Gleichung (2.1) basiert auf der Annahme einer stetigen Gleichverteilung mit fester Varianz des Wasserdampf-mischungsverhältnisses in einer Gitterbox (Gregory et al., 2002). Das bedeutet, dass in einer Gitterbox alle Werte innerhalb eines symmetrischen Intervalls um das gitter-gemittelte Was-serdampf-mischungsverhältnis mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten. Auf der linken Seite der Abb. 2.1 ist der Bedeckungsgrad in Abhängigkeit der relativen Feuchte für $r_{ci} = 0.7$ dargestellt.

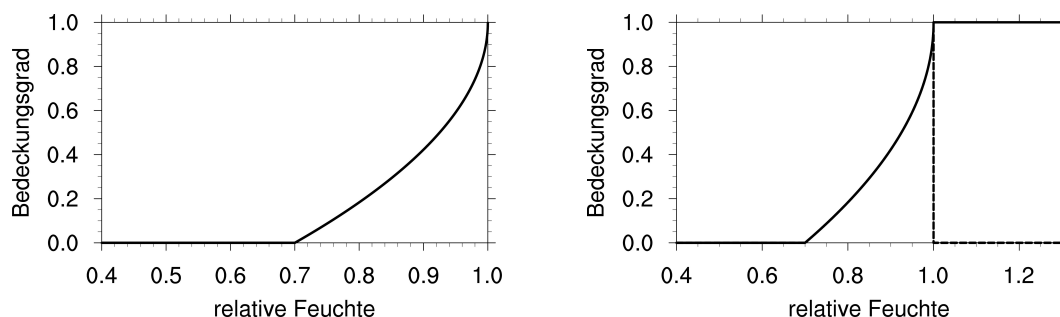


Abbildung 2.1: Links: Diagnostischer Bedeckungsgrad in Abhängigkeit der relativen Feuchte mit $r_{ci} = 0.7$ nach Sundqvist et al. (1989). Rechts: Wie links, allerdings mit Einführung der gitter-gemittelten Übersättigung

Labormessungen haben gezeigt, dass in der Realität hohe Eisübersättigungen auftreten können, in Extremfällen bis zu 170 % bei sehr niedrigen Temperaturen von ca. 175 Kelvin (Koop et al., 2000). Hohe Eisübersättigungen wurde im wolkenfreien Gebiet, aber auch innerhalb schon existierender Zirren mit dem Flugzeug gemessen (Krämer et al., 2009). In der Modellversion mit mikrophysikalischem Zwei-Momenten-Schema (Lohmann et al., 2008) wurde die gitter-gemittelte Übersättigung bezüglich Eis eingeführt, damit anhand dieser die Nukleationsrate der Eispartikel parametrisiert werden kann. Jedoch ergibt sich daraus eine, wie im Folgenden beschriebene, Inkonsistenz zwischen der mikrophysikalischen Wolkenparametrisierung und dem diagnostischen Bedeckungsgradschema. Bilden sich Zirren im Modell, d.h. die Eispartikel nukleieren an der homogenen Gefriergrenze bei ca. 150 bis 170 %, ist die Gitterbox übersättigt und der Bedeckungsgrad steigt auf 1.0 (Abb. 2.1, rechts). Die Box ist damit immer vollbedeckt, sobald Eiswolken existieren. Ist die Gitterbox übersättigt, aber können sich keine Eispartikel bilden, ist der Bedeckungsgrad gleich Null. Somit entsteht für Eiswolken ein 0-1-Bedeckungsgradschema, welches nur in sehr viel höher räumlich aufgelösten Modellen eine realistische Vereinfachung wäre. Das bedeutet, für Eiswolken gibt es im Modell kein fraktionales Bedeckungsgradschema mehr.

Im Zuge dieser Arbeit tritt das Problem auf, dass sich mit einem 0-1-Bedeckungsgradschema im Modell keine Kondensstreifen bilden können, wenn schon natürliche Zirrusbewölkung in der Gitterbox auftritt. Zudem wäre die Untersuchung der relativ kleinen Änderung in der Wolkenbedeckung durch Kondensstreifenzirren durch die gesamte Überschätzung des natürlichen Bedeckungsgrades nicht ausreichend möglich. Daraus folgt, dass wieder der fraktionale Bedeckungsgrad für den Bereich der Eiswolken eingeführt werden muss. Dies geschieht, indem die Werte der relativen Feuchte auf den Bereich eingeschränkt werden, in welchem

das fraktionale Bedeckungsgradschema nach Sundqvist gilt (Abb. 2.1, links). Das bedeutet, die gitter-gemittelte Feuchte kann maximal den Wert 1.0 haben und es kann keine gitter-gemittelte Übersättigung mehr auftreten (Sättigungsadjustment). Die Feuchte oberhalb der Sättigung wird innerhalb der Wolke deponiert. Damit ist die Inkonsistenz von Bedeckungsgrad und Wolkenmikrophysik für diese Arbeit beseitigt.

Für die Parametrisierung der Deposition, wie sie in ECHAM5 auch schon früher benutzt wurde, wird eine Änderung des Massenmischungsverhältnisses von Wasserdampf und der Temperatur, Δq und ΔT , aus Dynamik, Konvektion, Sedimentation, Evaporation und Sublimation von Niederschlag berechnet. Mittels ΔT kann auch eine Änderung des Sättigungsdampfdrucks, Δq_s , bestimmt werden. Die Differenz zwischen Δq und Δq_s gibt an, ob mehr Feuchte durch Wolken aufgenommen werden kann, oder Wolken Feuchte an die Umgebung abgeben müssen.

$$q_{\text{diff}} = \Delta q - \Delta q_s \quad (2.2)$$

Wenn q_{diff} negativ ist, bedeutet das, dass die Luft untersättigt ist und die Wolke sich (teilweise) auflöst. In Mischphasenwolken werden das Eiswasser-, q_{ci} , und das Flüssigwassermischungsverhältnis, q_{cl} , zu gleichen Teilen reduziert. Die Änderung des Eiswassermischungsverhältnisses, Δq_{ci} , berechnet sich wie folgt:

$$\Delta q_{ci} = b_{ci} \cdot \left(\frac{q_{ci}}{q_{ci} + q_{cl}} \right) \cdot q_{\text{diff}} \quad (2.3)$$

Wenn q_{diff} positiv ist, dann wird die ganze überschüssige Feuchtigkeit in Eis- bzw. Mischwolken auf der Eisphase deponiert.

$$\Delta q_{ci} = b_{ci} \cdot q_{\text{diff}} \quad (2.4)$$

Eine Ausweitung des diagnostischen fraktionalen Bedeckungsgradschemas auf Werte oberhalb der Sättigung ist für Zirren nicht möglich. Zirren bilden sich meist erst bei höheren Übersättigungen, können aber, solange die Luft gesättigt ist, bestehen bleiben. Diese Entwicklung kann mit dem Ansatz der diagnostischen Bedeckungsgrads nicht berücksichtigt werden. In Zukunft kann durch die Entwicklung eines prognostischen Bedeckungsgrades die gitter-gemittelte Eisübersättigung wieder eingeführt werden, ohne dass der fraktionale Bedeckungsgrad für Zirren verloren geht. Diese Weiterentwicklung übersteigt allerdings die Ziele dieser Doktorarbeit und ist Gegenstand anderer Projekte. Aus diesem Grund ist die Beschränkung auf das Bedeckungsgradschema nach Sundqvist durch das Verhindern einer gitter-gemittelten Übersättigung im Moment die beste Lösung.

2.2 Eisnukleation

Die Bildung von Eispartikeln kann in der Natur durch zwei verschiedene Mechanismen stattfinden. Bei Temperaturen unterhalb etwa -38°C können wässrige Aerosolpartikel durch homogene Nukleation bei hoher Eisübersättigung gefrieren, wie in Laborexperimenten festgestellt wurde (Koop et al., 2000). Die genaue Temperaturgrenze ist abhängig von der Größe der Wassertropfen. Bei heterogener Nukleation ermöglichen unlösliche Keime die Anlagerung von Wassermolekülen mit anschließendem Gefrieren. Dieser Prozess kann bei niedrigeren Eisübersättigungen und auch bei Temperaturen oberhalb der homogenen Gefriergrenze stattfinden (DeMott et al., 1997).

Die Nukleationsparametrisierung für Zirruswolken im ECHAM5-Modell basiert auf dem Prozess des homogenen Gefrierens (Kärcher and Lohmann, 2002; Lohmann and Kärcher, 2002). Die Temperaturgrenze, unterhalb welcher bei hohen Eisübersättigungen im Modell Eispartikel nukleieren, wurde auf -35°C festgelegt. Heterogene Nukleation wird nicht berücksichtigt. Das ist vertretbar, da homogene Nukleation in Gebieten ohne starke Aerosolbelastungen und bei nicht zu geringem dynamischem Forcing als der dominierende Gefrierprozess angesehen wird. Es kann jedoch sein, dass durch die Beschränkung auf homogene Nukleation die Eispartikelanzahl etwas überschätzt wird. Heterogene Nukleation würde schon bei geringeren Übersättigungen beginnen und durch die begrenzte Anzahl an Nukleationskernen weniger Eispartikel bilden. Die entstandenen Eispartikel würden dann die Eisübersättigung limitieren. Gekoppelt ist das Schema an das Zwei-Momenten-Aerosol-Schema HAM (Stier et al., 2005), welches das Aerosolgemisch zusätzlich zur Aerosolmasse und der Anzahlkonzentration bestimmt. Die Anzahl der Eispartikel im Modell ist durch die Anzahl vorhandener Aerosole begrenzt.

Die Bildung von Eispartikeln ist unter anderem in Abhängigkeit von Kühlrate, Temperatur und Höhe der Eisübersättigung parametrisiert. Es besteht eine positive Korrelation zwischen der Eispartikelanzahldichte und der Vertikalgeschwindigkeit, w , welche den Zusammenhang zur Kühlrate angibt. Das bedeutet, je höher die Werte sind, die die Vertikalgeschwindigkeit erreicht, desto mehr Eispartikel können sich bilden (Kärcher and Lohmann, 2002).

$$n_{ci} \propto \frac{w}{\sqrt{\tau}} \propto w^{3/2} \quad (2.5)$$

τ ist die Zeitskala des Gefrierens mit $\tau \propto w^{-1}$. Dieser Zusammenhang zwischen der Eispartikelanzahl und der Vertikalgeschwindigkeit kann physikalisch damit erklärt werden, dass höhere Vertikalgeschwindigkeiten durch die größere Kühlrate der Luftmassen stärkere Eisübersättigungsanstiege zur Folge haben, und dadurch mehr Partikel gefrieren können, bevor die Eisübersättigung abgebaut ist. Ergebnisse aus numerischen Simulationen sowie analytischen Lösungen bestätigen diesen Zusammenhang.

Im globalen Modell ist die Vertikalgeschwindigkeit, w , zusammengesetzt aus der gittergemittelten Vertikalgeschwindigkeit, \bar{w} , sowie dem subgridskaligen Beitrag der turbulenten kinetischen Energie, TKE.

$$w = \bar{w} + 0.7 \cdot \sqrt{\text{TKE}} \quad (2.6)$$

Die TKE wurde von der prognostischen Beschreibung aus Brinkop and Roeckner (1995) abgeleitet. Für Zirren wurde ein Anpassungsfaktor von 0.7 gewählt (Joos et al., 2008).

In der ursprünglichen Version des mikrophysikalischen Zwei-Momenten-Schemas mit gittergemittelter Übersättigung bezüglich Eis ist die Nukleationsparametrisierung vom Auftreten der Übersättigung abhängig. Sobald die kritische Gefrierfeuchte erreicht wird, wird die Eispartikelanzahldichte vor allem in Abhängigkeit der Kühlrate, der Zeitskala des Nukleationsereignisses und der Temperatur bestimmt (Kärcher and Lohmann, 2002). Anschließend wird die mikrophysikalische Entwicklung in jungen Zirren durch das konkurrente Verhalten zwischen Anstieg der Eisübersättigung durch Auftrieb und Kühlung oder durch Feuchtekonvergenz und dem Abbau von Eisübersättigung durch Nukleation neuer Partikel sowie dem Depositionswachstum der schon gebildeten Partikel beschrieben.

Da, wie in Kap. 2.1 erläutert, in der hier entwickelten Modellversion keine gittergemittelte Übersättigung mehr vorkommen kann, wird die kritische Gefrierfeuchte, ab welcher die Nukleation startet, nicht von der gittergemittelten relativen Feuchte erreicht. Aus diesem

Grund war es nötig, eine neue Ansteuerung der Nukleationsparametrisierung für diese Arbeit zu entwickeln (Kap. 2.2.1). Des Weiteren wurde eine Parametrisierung, die den Einfluss von präexistierenden Eispartikeln auf die Nukleation bestimmt, implementiert (Kap. 2.2.2).

2.2.1 Ansteuerung der Nukleationsparametrisierung

Kühlrate, Temperatur und Feuchte bestimmen, ob und wie viele Eispartikel sich zu einer Wolke bilden. Schon existierende Eispartikel beeinflussen das Zusammenspiel. Sie stehen in Konkurrenz um das zur Verfügung stehende Wasser. Um die Anzahldichte der entstehenden Eispartikel im Modell zu bestimmen, ist es wichtig, zu unterscheiden, ob eine Wolke bereits existierte oder sich neu bildete. Da mit dem Sundqvist-Schema in jedem Zeitschritt in Abhängigkeit von Temperatur und Feuchte der Bedeckungsgrad neu bestimmt wird, gibt es keine Information darüber, welcher Anteil des neuen Bedeckungsgrades schon im letzten Zeitschritt bestand. Es ist nicht nachvollziehbar, ob der Bedeckungsgrad durch Transport von Wolkenteilchen aus anderen Gitterboxen zustande kommt, oder sich durch Feuchteanstieg oder Temperatursenkung eine neue Wolke bildet. Deshalb wurde eine neue Modellvariable eingeführt, die sich den Bedeckungsgrad der in die Gitterbox transportierten Luftmassen aus dem vorherigen Zeitschritt merkt. Damit ist es möglich, die Änderung des Bedeckungsgrades festzustellen. Nimmt der diagnostizierte Bedeckungsgrad zu (Abb. 2.2 A), wird zwischen einem alten Wolkenanteil (Abb. 2.2 A1) und einem in diesem Zeitschritt neu entstandenen Wolkenanteil (Abb. 2.2 A2 und A3) unterschieden. Diese klare Trennung ist nur dann möglich, wenn davon ausgegangen wird, dass sich innerhalb eines Zeitschritts innerhalb einer Gitterbox nicht gleichzeitig Wolken auflösen und neu bilden. Mit dieser Information kann nun für den alten und den neuen Wolkenanteil unabhängig entschieden werden, wie viele neue Partikel sich bilden. Es gilt die Annahme, dass genug Feuchte für die Bildung neuer Eispartikel zur Verfügung steht, sobald sich eine Wolke neu formiert hat oder angewachsen ist. Das ist der Fall, wenn der diagnostizierte Bedeckungsgrad größer als der aus dem letzten Zeitschritt ist. Die Eispartikelanzahldichte wird anhand der Nukleationsparametrisierung (Kärcher and Lohmann, 2002; Lohmann and Kärcher, 2002) bestimmt (Abb. 2.2 A2). Existierten im Zeitschritt vorher schon Wolken, sind in diesem alten Wolkenanteil schon Eispartikel vorhanden, die die Nukleation neuer Eispartikel beeinflussen (Abb. 2.2 A1). Die Parametrisierung für diesen Fall wird in Kap. 2.2.2 beschrieben. Nimmt der Bedeckungsgrad im Vergleich zum vorherigen Zeitschritt ab, bleibt die Eispartikelanzahldichte in der Wolke gleich (Abb. 2.2 B). Damit nimmt nur die absolute Eispartikelanzahl in der Wolke bzw. Gitterbox ab.

Wenn nun der Fall auftritt, dass sich laut des diagnostischen Bedeckungsgrades eine neue Wolke gebildet hat, bzw. die alte Wolke angewachsen ist, aber die Vertikalgeschwindigkeit zur gleichen Zeit im Modell negativ ist, muss die neugebildete Partikelanzahl auf anderem Weg berechnet werden (Abb. 2.2 A3). Aus der zu deponierenden Eismasse, welche durch das Sättigungsadjustment bestimmt wird, und einem mittleren temperaturabhängigen Radius, aus Messdaten abgeleitet (Wang and Sassen, 2002), wird dann die Eispartikelanzahl bestimmt. Tests des Modells haben gezeigt, dass diese Situation relativ selten auftritt und somit eine Lösung für einzelne Spezialfälle ist.

Durch das Sättigungsadjustment im Modell können Fälle auftreten, in denen bei geringer Eispartikelanzahldichte den Eispartikeln in den natürlichen Zirren zu viel Eiswassergehalt aufgeschlagen wird. Dadurch können unrealistisch große Partikel entstehen, die dann sehr

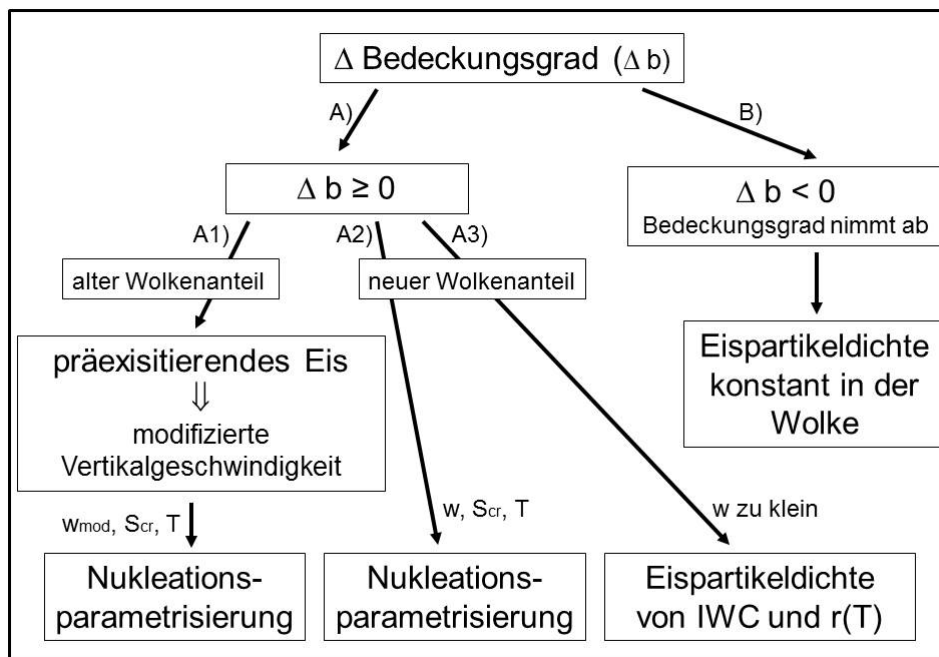


Abbildung 2.2: Schaubild zur Steuerung der Bildung von Eiskristallen in Zirren im Modell

schnell sedimentieren. Im Folgenden wird ein Korrekturterm beschrieben, der in diesen Fällen die Eiskristalldichte erhöht. In der Natur nehmen Eiskristalle durch das Diffusionswachstum Feuchtigkeit auf. Die Menge an Eis, die deponiert werden kann, ist von der Temperatur, der Feuchtigkeit und der Masse bzw. Größe der Eiskristalle abhängig. Da in dieser Modellversion die Deposition durch das Sättigungsadjustment bestimmt wird, wird dabei nicht berücksichtigt, wie viel Feuchtigkeit die vorhandenen Eiskristalle innerhalb eines Zeitschritts tatsächlich aufnehmen können. Es wird innerhalb der Wolke immer die gesamte Feuchtigkeit oberhalb der Sättigung in Wolkenwasser bzw. -eis verschoben. Aus diesem Grund können sehr große Partikel entstehen, wenn wenig Partikel vorhanden sind und sehr viel Feuchtigkeit oberhalb der Sättigung abgebaut werden muss. Um zu verhindern, dass in solchen Fällen die Eiskristalle zu groß werden und zu schnell ausfallen, wurde eine Korrektur eingebaut. Mittels einer schon vorhandenen Parametrisierung des Diffusionswachstums (Lohmann et al., 2008) wird berechnet, wie groß die vorhandenen Eiskristalle innerhalb des Zeitschritts werden können. Das Diffusionswachstum gibt die Menge an Wasserdampf an, die ein Eiskristall in Abhängigkeit seiner Form und der Höhe der Übersättigung innerhalb einer bestimmten Zeit aus der Umgebung aufnehmen kann. Der Radius der Eiskristalle nach der Deposition darf diese Größe nicht mehr als um den Faktor 2,5 übersteigen. Sonst wird die Partikelanzahl an diesen Wert angepasst, also die Anzahl der neugebildeten Eiskristalle vergrößert. Die Abbildungen 2.4 e) und f) zeigen die Änderungen durch diese Korrektur in der Eiskristalldichte.

2.2.2 Nukleation bei präexistierendem Eis

Existieren in einer Wolke Eiskristalle, wird die Nukleation neuer Eiskristalle davon beeinflusst. Die vorhandenen Eiskristalle profitieren vom Anstieg der Übersättigung S_i z. B. bei

Auftrieb und wachsen auf Kosten der Feuchte an. Somit ist der Anstieg von $\frac{dS_i}{dt}$ verlangsamt, d.h. für die neu entstehenden Eispartikel reduziert sich durch das Depositionswachstum der präexistierenden Partikel der zur Verfügung stehende Wasserdampf und die Neunukleation wird dadurch verringert oder ganz unterdrückt.

Die Berücksichtigung präexistierender Partikel für die Sekundärnukleation wurde im Zusammenhang dieser Arbeit neu in das Zwei-Momenten-Schema in ECHAM5 implementiert. Durch die Einführung eines Tracers kann unterschieden werden, welcher Anteil des Bedeckungsgrades im vorherigen Zeitschritt schon existierte. In diesem alten Wolkenanteil hat das präexistierende Eis Einfluss auf die Bildung neuer Eispartikel (Kärcher et al., 2006). Um diesen Prozess zu berücksichtigen, wird die starke Abhängigkeit der Neubildung von Eispartikeln von der Vertikalgeschwindigkeit bei der Bildung ausgenutzt (vgl. Gl. 2.5). In der Parametrisierung wird der Feuchteverlust durch präexistierende Eispartikel durch eine fiktive Abwärtsgeschwindigkeit, $w_p < 0$, ausgedrückt (Kärcher et al., 2006) und damit die Nukleation neuer Partikel verringert. Anschließend wird eine modifizierte Vertikalgeschwindigkeit, w_{mod} , für die Sekundärnukleation berechnet.

$$w_{mod} = w + w_p \quad (2.7)$$

Ist $|w_p| > w$, unterdrücken die präexistierenden Partikel die Bildung von neuen Eispartikeln ganz.

2.3 Budgetbetrachtung

In Abbildung 2.3 ist die Verteilung der Eispartikelanzahldichte im zonalen Jahresmittel als Resultat eines Modelllaufs über 10 Jahre dargestellt. In der Höhe reichen die Zirren bis etwa zur Tropopause, diese liegt an den Polen im Mittel bei etwa 9 Kilometern (300 hPa) und steigt dann zu den Tropen hin bis etwa 16 Kilometer (100 hPa) an. Die untere Grenze ist die Temperaturlinie von 273 Kelvin (Abb. 2.3, untere schwarze Linie), unterhalb welcher die Eispartikel schmelzen. Da diese Angaben gemittelt sind, können bei Abweichungen durchaus unterhalb dieser Linie Eispartikel existieren. Die obere schwarze Linie (Abb. 2.3) ist die mittlere Temperaturlinie von 238 Kelvin, oberhalb welcher die Nukleation von Eispartikeln stattfindet. Unterhalb dieser Temperatur ist der Bereich der Mischphasenwolken, in denen Wassertropfen und Eispartikel nebeneinander existieren können.

Um zu erklären, wie das Muster der Eispartikelanzahldichte in Abbildung 2.3 zustande kommt, soll eine Analyse der Nukleationsrate (Abb. 2.4) sowie die Gegenüberstellung der Raten aus anderen mikrophysikalischen Quellen und Senken (Abb. 2.5) helfen.

In Abbildung 2.4 a) ist die Änderung der Eispartikelanzahldichte durch Nukleation pro doppelten Zeitschritt (30 Minuten) gemittelt für die gesamte Wolke dargestellt. Das Maximum der Änderung der Eispartikelanzahldichte durch Nukleation befindet sich in den Tropen. Dort ist es sehr kalt, es treten hohe Vertikalgeschwindigkeiten durch die parametrisierte TKE auf und es wird viel Feuchte in die Höhe transportiert. Die weiteren Graphiken zeigen die Nukleation für die jeweiligen Wolkenanteile. Die Anzahldichte, welche durch Nukleation bei Neubildung (Abb. 2.4 b) oder Sekundärnukleation (Abb. 2.4 c) entsteht, ist von der Größenordnung und Verteilung vergleichbar. Da der schon vorhandene Wolkenanteil volumenmäßig über neugebildete Wolkenanteile dominiert, ist die mittlere Anzahldichte neu

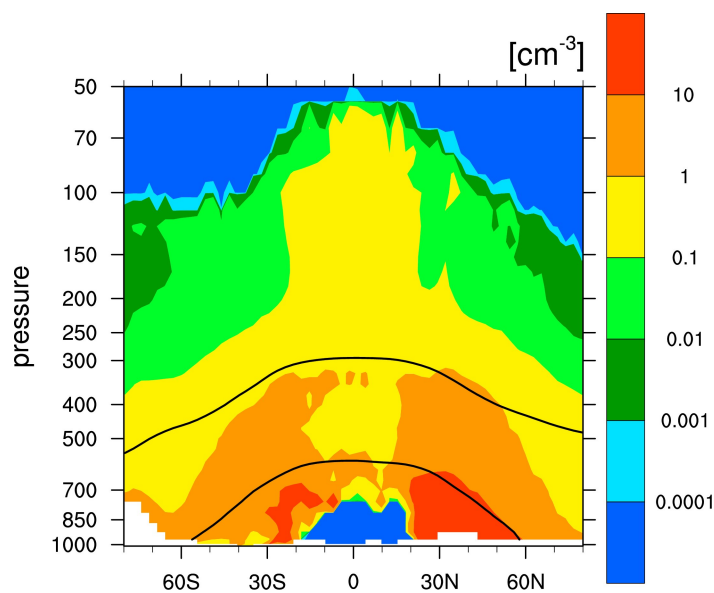


Abbildung 2.3: Zonales Mittel der Eispartikelanzahldichte in cm^{-3} gemittelt über einen 10-Jahres-Modelllauf. Obere schwarze Linie gibt den durchschnittlichen Verlauf von 238 K an, die untere Linie liegt bei 273 K.

nukleierter Eispartikel (Abb. 2.4 a), welche das mit dem Bedeckungsgrad gewichtete Mittel aus beiden Wolkenanteilen angibt, durch die Sekundärnukleation geprägt.

Ist die Vertikalgeschwindigkeit zu gering, wird anhand eines temperaturabhängigen Radius und des zur Verfügung stehenden Wassers die Nukleationsrate berechnet (Abb. 2.4 d). Die Werte dieser Korrektur sind gering, was bedeutet, dass dieser Fall nur selten eintritt. Falls die Nukleationsrate zu klein für das zu deponierende Wasser ist, werden zusätzlich Partikel kreiert. Die zwei unteren Graphiken zeigen die im Mittel zusätzlich entstandenen Eispartikel (Abb. 2.4 e und f). Die Korrektur ist groß in den unteren Gebieten, wo die Feuchte höher ist und viel Eis in den Wolken deponiert wird. Die Größenordnung der Korrektur im alten Wolkenteil ist relativ groß, was bedeutet, dass die parametrisierte Sekundärnukleation häufig zu geringe Werte liefert oder zu selten anspringt.

Ein Vergleich der Nukleationsquelle mit anderen Quellen und Senken der Eispartikelanzahldichte zeigt Abbildung 2.5. In Abb. 2.5 a) ist nochmals die Nukleation dargestellt, welche die Hauptquelle für Eispartikel in der oberen Troposphäre ist. Einen mittleren Verlust an Eispartikeln durch Sedimentation (Abb. 2.5 b) tritt in der obersten Schicht und in den Tropen in einer Höhe von 120 hPa sowie 350 hPa auf. Sonst gibt es durchschnittlich immer einen Zuwachs an Eispartikeln durch Sedimentation. Die Sedimentation wird im Modell wie vertikale Advektion behandelt, und es wird eine Fallgeschwindigkeit in Abhängigkeit der mittleren Masse der Eispartikel bestimmt (Roeckner et al., 2003; Lohmann et al., 2008). Die Graphik Abb. 2.5 c) zeigt, dass die größte Senke für die Eispartikelanzahl die Bildung von Schnee ist. Die berücksichtigten Prozesse im Modell sind das Zusammenwachsen von Eispartikeln zu einer Schneeflocke (Aggregation) und das Einsammeln von Eispartikeln durch bereits fallenden Schneeflocken (Akkretion) (Roeckner et al., 2003). Eine Quelle im oberen Bereich der Troposphäre ist das Detrainment von hochreichender Konvektion (Abb. 2.5 d), bei welcher sehr feuchte Luft aus konvektiven Wolke in die Umgebung ausgemischt wird. Der Zuwachs der Eispartikel durch Gefrieren von Wolkentropfen ist in Abbildung 2.5 e) dargestellt. Unterhalb von 238 Kelvin gefrieren alle Wolkentropfen. Zwischen 238 und 273 Kelvin be-

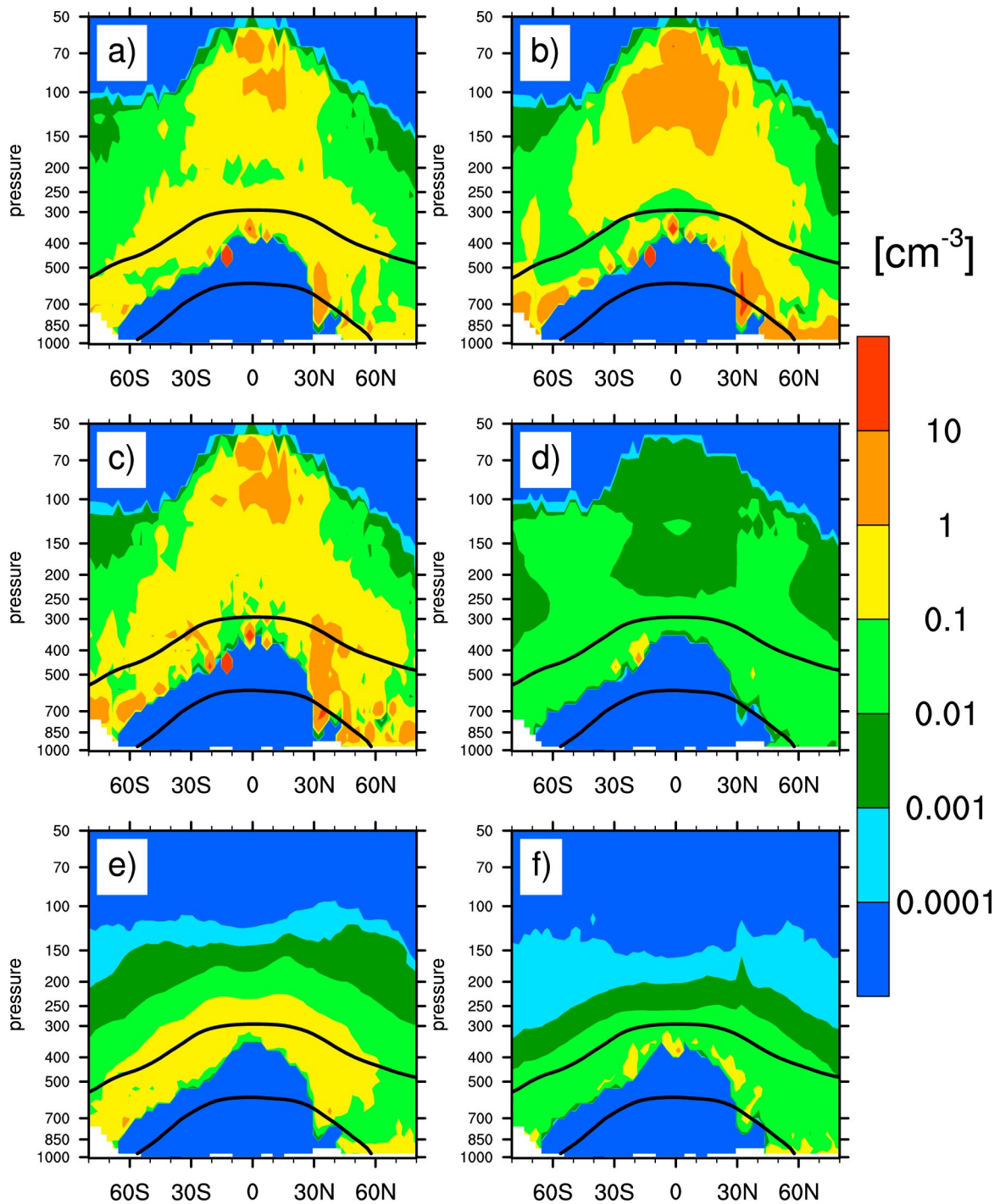


Abbildung 2.4: Änderung der Eispartikelanzahldichte [cm⁻³] innerhalb der Wolke aufgrund von einzelnen Prozessen innerhalb eines Zeitschritts (30 Min). Obere schwarze Linie gibt durchschnittlichen Verlauf von 238 K an, untere Linie von 273 K. Mittlere Nukleationsrate der gesamten Wolke (a, vgl. Abb. 2.2 A), nur im neuen Wolkenanteil (b, vgl. Abb. 2.2 A2), nur im alten Wolkenanteil (c, vgl. Abb. 2.2 A1), nur im neuen Wolkenanteil aufgrund der Korrektur durch temperaturabhängigen Radius (d, vgl. Abb. 2.2 A3), aufgrund der Korrektur nach Vergleich mit Diffusionswachstum im alten Wolkenanteil (e) und im neuen Wolkenanteil (f).

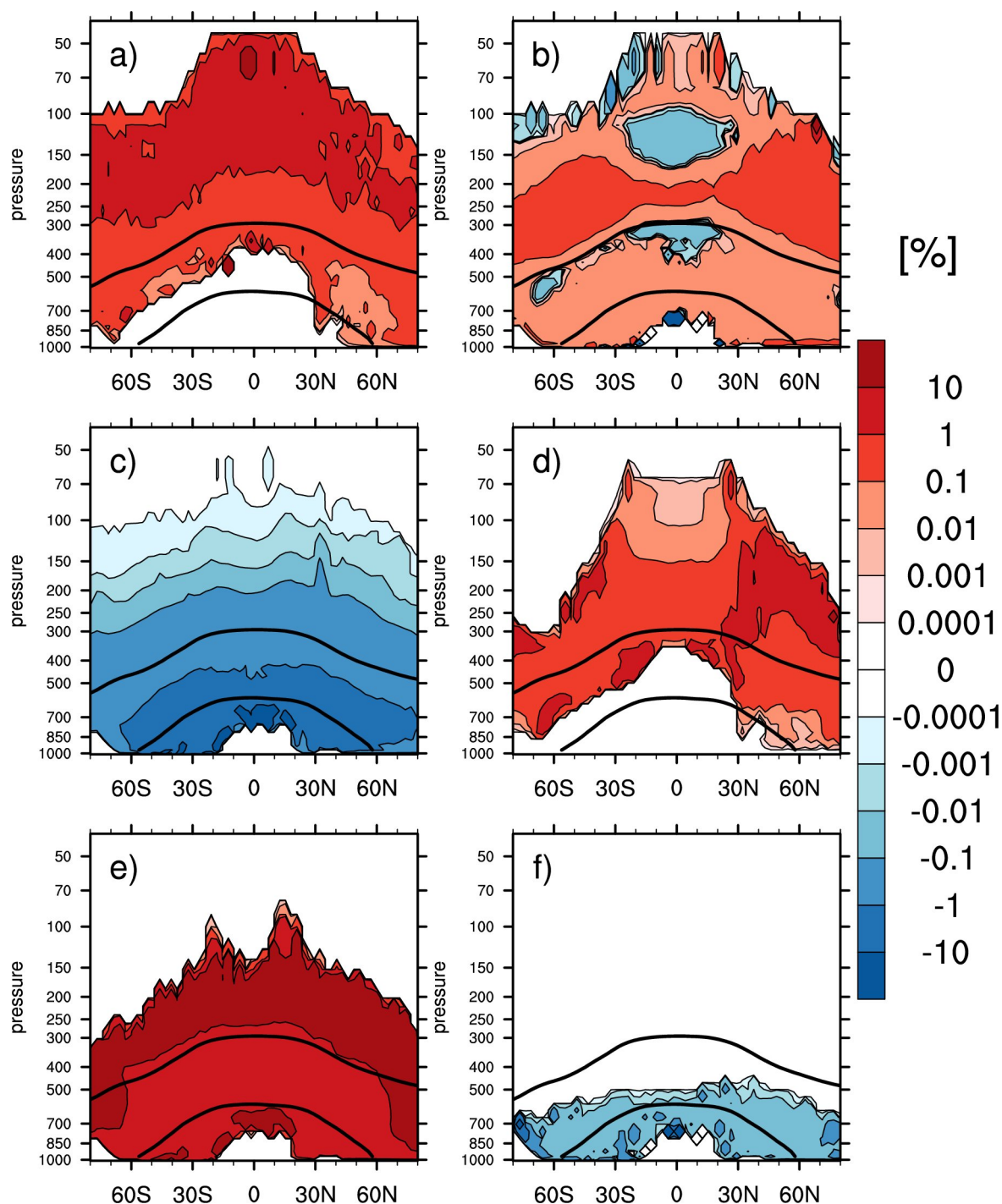


Abbildung 2.5: Anteil verschiedener mikrophysikalischer Prozesse an der Eispartikelanzahl dichte innerhalb der Wolke. Obere schwarze Linie gibt durchschnittlichen Verlauf von 238 K an, untere Linie liegt bei 273 K. Die Prozesse sind Nukleation (a), Sedimentation (b), Niederschlag (c), Detrainment bei Konvektion (d), Gefrieren von Wolkentropfen (e) und Schmelzen von Eispartikeln (f).

stehen die parametrisierten Gefrierprozesse aus Kontaktgefrieren, Immersionsgefrieren und dem Bergeron-Findeisen-Prozess (Lohmann et al., 2007). Über 273 Kelvin schmelzen alle Eispartikel zu Wassertropfen (Abb. 2.5 f).

Die Betrachtung der verschiedenen mikrophysikalischen Prozessraten zeigt, dass Nukleation

von Eispartikeln, möglicherweise verbunden mit Konvektion, ein dominierender Prozess für das Auftreten von Eispartikeln in der oberen Troposphäre (Abb. 2.3) ist. Dass an den Polen Nukleation bis in einer Höhe von 100 hPa stattfindet, liegt daran, dass dort die Tropopause im Modell zu hoch liegt und zusätzlich Schwankungen unterliegt. Diese Fälle treten aber nicht sehr häufig auf.

Im Bereich zwischen 273 und 238 Kelvin ist die hohe Eispartikelanzahldichte nur durch das Gefrieren von Wolkentropfen als Quelle erklärbar. Obwohl die Niederschlagsrate hier sehr hoch ist, bleibt die Eispartikelanzahl groß.

2.4 Tunen des Modells

Wolken sind ein großer Unsicherheitsfaktor in globalen Klimamodellen. Wolken sind in der Natur kleinskaliger als die festen Gitterboxen im globalen Klimamodell. Wolken an sich und damit auch die mikrophysikalischen Prozesse innerhalb der Wolken können nicht aufgelöst werden. Dafür braucht es Parametrisierungen. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor ist, dass manche Vorgänge, wie die Raten von Regen- und Schneebildung nicht gemessen werden können, aber einen starken Einfluss auf das Budget von Wolkenwasser und -eis und damit auch auf das Klima haben. In der Parametrisierung dieser Prozesse sind wir darauf angewiesen, bestimmte Parameter so einzustellen, dass ein globales Strahlungsgleichgewicht am oberen Rand der Atmosphäre mit realistischen Netto-Bestrahlungsstärken entsteht und verschiedene global gemittelte Größen, wie zum Beispiel Feuchte (Tab. 2.2), mit Messdaten vergleichbar sind. Im Modell ist ein globales Strahlungsgleichgewicht, mit einer maximalen Abweichung von ein W/m^2 , zufriedenstellend. Dieser Wert ist beim Tuning von globalen Klimamodellen üblich (Lohmann and Ferrachat, 2010). Das Strahlungsgleichgewicht soll sich zwischen der kurzwelligen Netto-Bestrahlungsstärke, ASR, und der langwelligen Netto-Bestrahlungsstärke, OLR, am oberen Rand der Atmosphäre einstellen.

Nachdem, wie in diesem Kapitel beschrieben, Änderungen an der Parametrisierung der natürlichen Zirren vorgenommen wurden, muss das Modell erneut getuned werden. Dabei werden Parameter variiert, die typischerweise genutzt werden, um das Strahlungsgleichgewicht eines globalen Modells herzustellen (Lohmann and Ferrachat, 2010). Diese beinhalten die Rate für Regenbildung durch Autokonversion (γ_r , Zusammenwachsen von Wolkentropfen), die Rate für Schneebildung durch Aggregation (γ_s , Zusammenwachsen von Eispartikeln), den Inhomogenitätsfaktor für Eiswolken (γ_i , Variation wolkeninterner mikrophysikalischer Größen) und die Entrainmentrate hochkonvektierender Wolken (ϵ_{ci} , Einmischen von Umgebungsluft). Außerdem kann der kritische Wert der relativen Feuchte (r_{ci}), ab welcher sich in einer Gitterbox Wolken bilden, verändert werden (Kapitel 2.1). Die Werte, die für diese Modellversion eingestellt wurden, sind in der Tabelle 2.1 festgehalten, und liegen mit Ausnahme von γ_r und ϵ innerhalb der Variationsbreite vorangegangener Untersuchungen (Lohmann and Ferrachat, 2010).

Abbildung 2.6 zeigt die zonalen Mittel der von der Erde wegzeigenden, langwelligen und zur Erde hinzeigenden, solaren Netto-Bestrahlungsstärke (OLR und ASR) am oberen Rand der Atmosphäre für die Monate Dezember, Januar, Februar (DJF) und Juni, Juli, August (JJA). Die Modellergebnisse werden verglichen mit Satellitenmessungen aus dem „Earth Radiation Budget Experiment“ (ERBE, Barkstrom, 1984) für die Jahre 1985 bis 1989. Da der jahreszeitliche Verlauf und die räumliche Verteilung nicht mit den Tuningparametern

Param.	Prozess	Werte	LF (2010)
γ_r	Regenbildung durch Autokonversion	0.5	[1 – 10]
γ_s	Schneebildung durch Aggregation	400	[100 – 1200]
γ_i	Inhomogenitätsfaktor für Eiswolken	0.7	[0.7 – 0.9]
ϵ_{ci}	Entrainmentrate hochkonvektierender Wolken	2.5×10^{-4}	$[1 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-4}]$
r_{ci}	kritische rel. Feuchte für Wolkenbildung	0.7	0.7

Tabelle 2.1: Tuning-Parameter im Modell im Vergleich mit der Variationsbreite aus Lohmann and Ferrachat (2010)

gesteuert werden kann, können durch diesen Vergleich die Prozesse innerhalb des Modells bewertet werden (Land et al., 1999). Die polaren Regionen außerhalb des 60. Breitengrades sind bei diesem Vergleich ausgespart, da die ERBE-Daten in Regionen mit viel Schnee und Eis nicht zuverlässig sind (Wild and Roeckner, 2006).

Der Vergleich der solaren Netto-Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre zeigt, dass es gute Übereinstimmungen während der jeweiligen Winterjahreszeit gibt. Der Vergleich im jeweiligen Sommer weist jedoch größere Unterschiede auf; besonders auf der Südhalbkugel, wo es einen maximalen Unterschied von 60 W/m^2 bei 60°S gibt. Die langwellige Netto-Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre ist im Bezug auf den Verlauf den Satellitendaten sehr ähnlich, weicht aber immer wieder mit bis zu 20 W/m^2 ab. Im Bereich der Tropen kann das an einer abweichenden Verschiebung der innertropischen Konvergenzzone im Modell liegen. Diese Unterschiede im langwelligen Bereich wurden auch schon in einer früheren Veröffentlichung, in der ECHAM5- mit ERBE-Daten verglichen wurden, festgestellt (Wild and Roeckner, 2006).

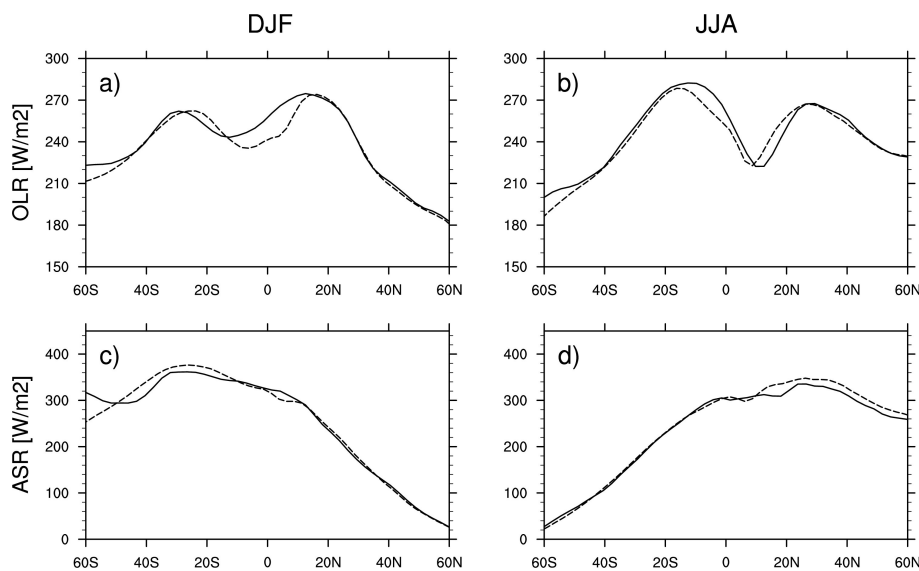


Abbildung 2.6: Zonales Mittel der langwelligen und solaren Netto-Bestrahlungsstärke (OLR und ASR) zu verschiedenen Jahreszeiten in ECHAM5 (durchgezogene Linie) und Satellitenmessungen (gestrichelte Linie)

Abbildung 2.7 zeigt den Strahlungsantrieb von Wolken für die Nordwinter- (DJF) und Nord-sommermonate (JJA). Allgemein erkennt man in den Daten den Einfluss der tropischen Konvektion und der Stormtracks in den mittleren Breiten und einen geringeren Strahlungs-

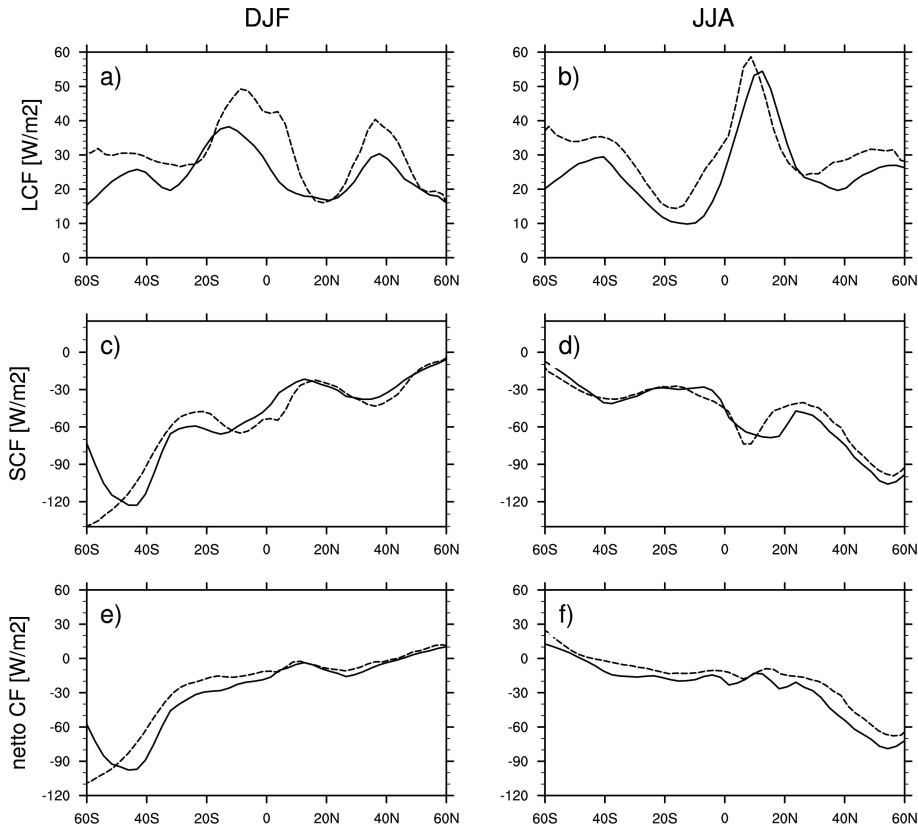


Abbildung 2.7: Zonales Mittel des langwelligen, kurzwelligen sowie des netto Strahlungsantriebs der Wolken zu verschiedenen Jahreszeiten in ECHAM5 (durchgezogene Linie) und Satellitenmessungen (gestrichelte Linie)

antrieb in den Subtropen im absinkenden Arm der Hadleyzelle. Die Vergleiche des Strahlungsantriebs der Wolken mit ERBE-Daten für die Sommer- bzw. Wintermonate stimmen im groben Verlauf überein. Die größeren Unterschiede im langwelligen Antrieb vor allem im Nordwinter (Abb. 2.7, oben links) wurden auch schon in Wild and Roeckner (2006) festgestellt. Auffällig ist die Abweichung in den mittleren Breiten auf der Südhalbkugel während der dortigen Sommermonate (Abb. 2.7, Mitte links). Der solare Strahlungsantrieb hat die größte Abweichung in Richtung der mittleren Breiten auf der Südhalbkugel im Nordwinter. Dort wird er im Modell betragsmäßig kleiner, im Gegensatz dazu steigt er noch etwas in den Satellitendaten an. Das bedeutet, dass die Wolken von 50-60°S im Modell zu wenig solare Strahlung reflektieren und gleichzeitig etwas zu wenig thermische Strahlung von Wolken absorbiert wird. Möglicherweise ist der Bedeckungsgrad von niedrigen Wolken, die im Vergleich mit Zirren wegen ihrer größeren optischen Dicke mehr solare Strahlung reflektieren, zu gering. Da sich das Problem in den jeweiligen Sommermonaten abspielt, kann es nicht an einer falschen Eisbedeckung am Boden liegen. Auch in den Monaten Juni, Juli und August (Abb. 2.7, Mitte rechts) ist die größere Abweichung auf der Sommerhalbkugel. Ein Grund dafür könnten Fehler in der Konvektionsparametrisierung sein. Die Unterschiede im Netto-Strahlungsantrieb der Wolken (Abb. 2.7, untere Zeile) sind außer dem Ausreißer bei 60°S im Dezember, Januar und Februar vergleichbar mit den früheren Studien (Wild and Roeckner, 2006), die mit einer höheren Auflösung gerechnet haben.

Außerdem wurden noch weitere globale Kenngrößen mit den Modellergebnissen des Basis-

	diese Studie	Lohmann et al., 2008	Messungen
b_{ci}	0.64	0.66	[0.62; 0.67]
q [g/m ²]	25.4	26.5	25.1
IWP [g/m ²]	14.1	10.0	29
LWP [g/m ²]	81.9		[50; 84]
P [mm/d]	2.93	2.85	2.74
SCF [W/m ²]	-45.5	-53.5	[-51; -47]
LCF [W/m ²]	23.5	29.1	[22; 30]
ASR [W/m ²]	239.6		240
OLR [W/m ²]	239.0		235
F_{net} [W/m ²]	0.6		5

Tabelle 2.2: Globale Modellgrößen im Vergleich mit dem Basis-Modell (Lohmann et al., 2008) und Messdaten: Wasserdampf (q) aus MODIS Daten (Lohmann et al., 2008), Eiswasserpfad (IWP) aus ISCCP Daten (Storelvmo et al., 2008), Flüssigwasserpfad (LWP) über Ozean (Ferraro et al., 1996; Greenwald et al., 1993; Weng and Grody, 1994), Bedeckungsgrad (b) aus Bodenbeobachtungen (Hahn et al., 1994), ISCCP Daten (Rossow and Schiffer, 1999) und MODIS Daten (King et al., 2003), Niederschlag (P) aus dem Global Precipitation Climatology Project (Adler et al., 2003), kurzwelliger Wolkenstrahlungsantrieb (SCF) aus ERBE Daten (Kiehl and Trenberth, 1997), ISCCP Daten und CERES Daten (Loeb et al., 2009), langwelliger Wolkenstrahlungsantrieb (LCF) aus TOVS Daten (Susskind et al., 1997; Scott et al., 1999), ISCCP Daten, CERES Daten (Loeb et al., 2009) und ERBE Daten (Kiehl and Trenberth, 1997), solare Netto-Bestrahlungsstärke (ASR) und langwellige Netto-Bestrahlungsstärke (OLR) am oberen Rand der Atmosphäre aus ERBE Daten (Land et al., 1999), Netto-Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre (F_{net}).

Modells (Lohmann et al., 2008) sowie verschiedenen Messdaten verglichen (Tab. 2.2). Die ERBE Messungen der solaren und der langwelligen Netto-Bestrahlungsstärke (ASR und OLR) sind aus der Studie von Land et al. (1999) entnommen. Die global gemittelte Feuchte ist in der vorliegenden Modellversion kleiner geworden als im ursprünglichen Modell, aber im Vergleich mit den Messdaten liegt sie sehr gut. Der Eiswassergehalt ist durch die Änderungen etwas höher, doch zeigten Messungen wesentlich höhere Ergebnisse. Der Grund ist, dass in Messungen, anders als im Modell, der Schnee miteinbezogen wird. Flüssigwasserpfad und Bedeckungsgrad liegen in dem von den Messdaten aufgespannten Bereich. Die Niederschlagsrate ist in dieser Modellversion höher. Der Vergleich zeigt, dass der Strahlungsantrieb durch die Wolken gesunken ist, und sich am unteren Rand der Messungen befindet. Der Vergleich der solaren und langwelligen Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre ergibt eine Abweichung vom Strahlungsgleichgewichts um 0.6 W/m².

3 Parametrisierung von Kondensstreifenzirren

Die Darstellung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren im Klimamodell soll durch eine detaillierter Mikrophysik der Kondensstreifenzirren-Parametrisierung verbessert werden. Dazu wird die vorhandene Parametrisierung von ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2009) in ECHAM5 übertragen und hinsichtlich des mikrophysikalischen Zwei-Momenten-Schemas erweitert. Die Einführung der Berücksichtigung der Eispartikelanzahldichte für Kondensstreifenzirren im Modell ermöglicht eine genauere Beschreibung der Eispartikelgröße, welche Einfluss auf Lebensdauer und Strahlungseigenschaften der Kondensstreifenzirren hat.

Das Gebiet, in welchem Kondensstreifenzirren entstehen können und weiter bestehen bleiben, wird mithilfe des potentiellen Bedeckungsgrades beschrieben (Kap. 3.1). Die Möglichkeit, ob sich Kondensstreifen bilden können, wird mittels eines thermodynamischen Kriteriums getestet. Ist die Umgebung eisübersättigt, sind vorhandene Kondensstreifen persistent und können sich zu Kondensstreifenzirren entwickeln. Der tatsächliche Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad wird dann durch sein Volumen und durch seine horizontale Ausdehnung beschrieben. Die Information über das Volumen der Kondensstreifenzirren ist wichtig, da die Entwicklung der Eispartikelanzahldichte nach der Bildung und damit auch die Eispartikelgröße davon abhängig ist. Das hat Einfluss auf die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften. Die horizontale Ausbreitung, die durch Scherung bestimmt wird, ist wiederum für die Validierung mit Satellitenbeobachtungen wichtig.

Die Parametrisierung der Kondensstreifenzirren besteht aus den Prozessen Nukleation, Scherung, Sedimentation, Deposition bzw. Sublimation und Niederschlag (Kap. 3.2). In einer Budgetbetrachtung werden diese Prozesse überprüft (Kap. 3.3).

3.1 Bedeckungsgrad

Die Entstehung von Kondensstreifen ist von der Thermodynamik des Mischungsprozesses von Abgasen mit der Umgebungsluft, aber auch von Treibstoff und flugzeugspezifischen Eigenschaften abhängig. Die Bildung von Kondensstreifen findet statt, wenn während des Vermischungsprozesses zwischen der heißen Abgasluft und der kalten Umgebungsluft ein Zustand der Übersättigung bezüglich Flüssigwasser durchlaufen wird (Abb. 3.1). Dieser Ablauf wird durch das Schmidt-Appleman-Kriterium geprüft (Schmidt, 1941; Appleman, 1953; Schumann, 1996). Mittels Verbrennungsparametern und der umliegenden atmosphärischen Situation wird die Vermischungsgerade zwischen der Abgasluft des Flugzeugs und der Umgebungsluft bestimmt. Die Steigung der Vermischungsgeraden, G , in der Einheit [Pa K⁻¹] kann durch

$$G = \frac{c_p \cdot p}{\epsilon} \frac{EI_{H_2O}}{Q \cdot (1 - \eta)} \quad (3.1)$$

berechnet werden. Neben einigen Konstanten wie der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck, c_p , dem Verhältnis der molekularen Masse von Wasser und Luft, ϵ , sowie

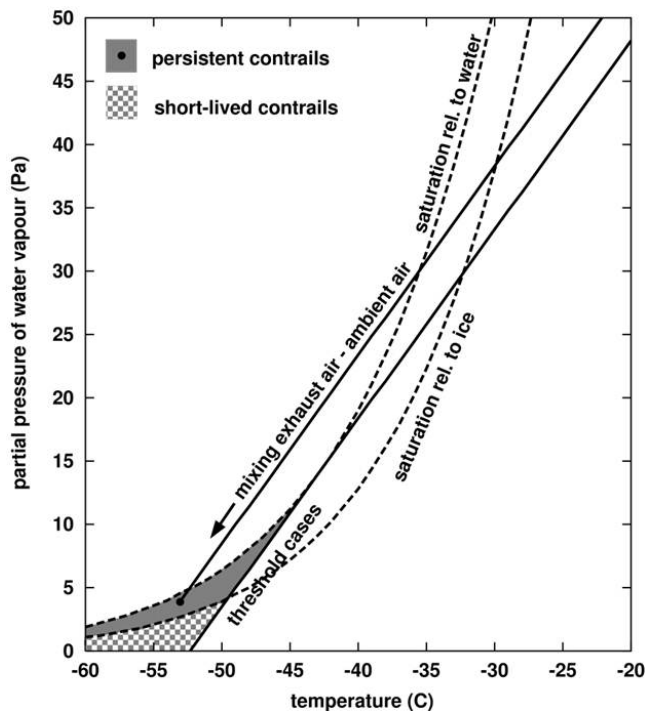


Abbildung 3.1: Partialdruck des Wasserdampfes als Funktion der Temperatur mit den Sättigungsdampfdruckkurven für flüssiges Wasser und Eis. Die Geraden zeigen Beispiele für den Vermischungsprozess von Abgas- und Umgebungsluft. Schneidet die Vermischungsgerade die Sättigungskurve von flüssigem Wasser und endet im grauen (eisübersättigten) Bereich, entstehen persistente Kondensstreifen (Schumann, 2005)

dem atmosphärischen Druck, p , hängt G von Parametern des Verbrennungsprozesses bzw. des Treibstoffes des Flugzeugs ab. Diese sind der Emissionsindex von Wasserdampf, EI_{H_2O} , welcher den Ausstoß von Wasserdampf pro Treibstoffverbrauch angibt, die spezifische Verbrennungswärme, Q , und der Gesamtwirkungsgrad des Antriebs, η . Für konventionelle Flugzeuge wird in dieser Arbeit ein Wirkungsgrad $\eta = 0.31$ verwendet.

Mit dieser thermodynamischen Theorie können Grenzwerte für Temperatur, T_{SAC} , sowie Feuchte, $r_{SAC}(T)$, bestimmt werden. Es können keine Kondensstreifen entstehen, wenn $T > T_{SAC}$ und für ein gegebenes T , $r < r_{SAC}(T)$. In Schumann (1996) wurde eine Approximation für T_{SAC} entwickelt.

$$T_{SAC} = 226.7[K] + 9.43 \cdot \ln(G - 0.053) + 0.72 \cdot (\ln(G - 0.053))^2 \quad (3.2)$$

Der Wert von $r_{SAC,l}(T)$ hängt von G , T_{SAC} sowie der Umgebungstemperatur T ab.

$$r_{SAC,l}(T) = [G \cdot (T - T_{SAC}) + q_{sat}^{(l)}(T_{SAC})] / q_{sat}^{(l)}(T) \quad (3.3)$$

$q_{sat}^{(l)}$ ist der Sättigungsdampfdruck bezüglich Flüssigwasser, also gibt auch $r_{SAC,l}(T)$ die relative Feuchte bezüglich Wasser an. Diese Berechnung wird bezüglich des Flüssigwassers durchgeführt, da wie in Abbildung 3.1 gezeigt, das Erreichen der Sättigung bezüglich Flüssigwassers notwendig ist, um persistente Kondensstreifen bilden zu können.

Somit ist die kritische Temperatur sowie die kritische relative Feuchte bestimmt, ab welcher sich Kondensstreifen bilden können (Ponater et al., 2002).

3.1.1 Potentieller Bedeckungsgrad

Die Bildung von persistenten Kondensstreifenzirren setzt voraus, dass nicht nur das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist, sondern die Umgebungsluft muss auch eisübersättigt sein. Der potentielle Bedeckungsgrad beschreibt, inwieweit diese Kriterien erfüllt sind. In dieser Arbeit wurde die Parametrisierung des potentiellen Bedeckungsgrades von Burkhardt et al. (2008) übernommen. Der Bereich, in dem das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist und sich persistente Kondensstreifen bilden können, wird potentieller Kondensstreifenbedeckungsgrad genannt. Kondensstreifen können in Gebiete transportiert werden, in welchen das Schmidt-Appleman-Kriterium nicht erfüllt ist, wo sie jedoch aufgrund der Eisübersättigung weiter existieren können. Die eisübersättigten, wolkenfreien Gebiete werden mit dem potentiellen Kondensstreifenzirrenbedeckungsgrad umfasst und überdecken eine größere Region als der potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad.

Natürliche Zirren entstehen in der Natur in der oberen Troposphäre hauptsächlich bei hohen Übersättigungen und können in gesättigten Gebieten weiterhin existieren. Auch Kondensstreifenzirren sind nur dann persistent, wenn die Umgebung eisübersättigt ist. Sie werden häufig vor voranschreitenden Fronten gebildet, wenn die Luft für die Bildung von natürlichen Zirren noch nicht ausreichend übersättigt ist (Kästner et al., 1999; Minnis, 2003; Carleton et al., 2008).

Der potentielle Kondensstreifen- sowie Kondensstreifenzirrenbedeckungsgrad ist analog zum Bedeckungsgrad der natürlichen Zirren parametrisiert. Das diagnostische Bedeckungsgradschema nach Sundqvist (1978) für natürliche Wolken basiert auf der gittermittleren Feuchte und trifft Annahmen über die subgridskalige Variabilität, wie in Kapitel 2.1 beschrieben. Analog dazu wird die kritische relative Feuchte, r_{cc} , definiert, ab welcher eisübersättigte Bereiche in der Gitterbox vorhanden sind (Burkhardt et al., 2008). Sie entspricht der kritischen relativen Feuchte, r_{ci} , ab welcher natürliche Zirren im Modell gebildet werden (Kap. 2.1). Um r_{cc} zu bestimmen, werden die entsprechenden Werte, wie sie in der Natur vorkommen, mit denen im Modell verglichen. r_{nuc} gibt die homogene Gefriergrenze nach Koop (2004) an: $r_{nuc} = 2.349 - T[K]/259$. Die Sättigung der Luft ist bei $r_{sat} = 1$ erreicht. Folgende Gleichung zeigt den Zusammenhang:

$$\frac{r_{cc}}{r_{ci}} = \frac{r_{sat}}{a \cdot r_{nuc}} = \frac{1}{a \cdot r_{nuc}} \quad (3.4)$$

Mit dem Faktor $a \leq 1$ wird berücksichtigt, dass natürliche Zirren zwar durch homogenes Gefrieren ab r_{nuc} entstehen, aber bei niedrigeren relativen Feuchten bestehen bleiben können; und dass heterogene Nukleation schon bei niedrigeren relativen Feuchten auftreten kann. In ECHAM5 ist wegen der höheren räumlichen Auflösung die subgridskalige Varianz kleiner. Folglich ist der kritische Wert r_{ci} für die Bildung natürlicher Zirren von 0.6 auf 0.7 gestiegen. Aus diesem Grund muss die Konstante a im Vergleich zu Burkhardt et al. (2008) neu angepasst werden. Nach einem Sensitivitätstest der Eisübersättigungsfrequenz im Modell bezüglich verschiedener Werte für a und einem Vergleich mit Satellitendaten (Kap. 4.2) wurde der Wert $a = 0.8$ ausgewählt. Damit kann r_{cc} bestimmt werden.

Um den Anteil der Gitterbox zu bestimmen, welcher eisübersättigt ist oder in welchem natürliche Zirren existieren, B_{cc+ci} , wird angenommen, dass die Feuchte in der Gitterbox mit einer festen Varianz gleichverteilt ist. Das bedeutet, dass alle Werte innerhalb eines symmetrischen Intervalls um den Wert der gitter-gemittelten Feuchte mit gleicher Wahrscheinlichkeit

auftreten. Damit kann folgende Formel hergeleitet werden (Burkhardt et al., 2008):

$$B_{cc+ci} = \begin{cases} \frac{r-r_{cc}}{r_{sat}-r_{ci}} b_{ci}(1-b_{ci}) & r_{cc} \leq r \leq r_* \\ 1 & r \geq r_* \end{cases} \quad (3.5)$$

mit $r_* = r_{sat} - (r_{ci} - r_{cc})^2 / (r_{sat} - r_{ci})$. B_{cc+ci} (Abb 3.2, gepunktete Linie) steigt linear mit der relativen Feuchte bis natürliche Wolken entstehen, dann nimmt der Verlauf die gleiche Neigung an wie der Bedeckungsgrad natürlicher Zirren, b_{ci} (Abb 3.2, gestrichelte Linie). Der potentielle Kondensstreifenzirrenbedeckungsgrad kann berechnet werden, indem von B_{cc+ci} der bekannte Bedeckungsgrad natürlicher Zirren, b_{ci} , abgezogen wird.

$$B_{cc} = B_{cc+ci} - b_{ci} \quad (3.6)$$

Dies gibt die Größe des wolkenfreien übersättigten Gebiets, B_{cc} , in der Gitterbox an (Abb 3.2, durchgezogene Linie). Solange keine natürlichen Zirren existieren können, entspricht die Kurve dem Verlauf von B_{cc+ci} . Da der Verlauf des Bedeckungsgrads natürlicher Wolken in Abhängigkeit der relativen Feuchte nicht verändert wird, steigt der Bedeckungsgrad bei steigender Feuchte ab dem kritischen Wert r_{ci} nur durch die Zunahme natürlicher Zirren. Die Zunahme des Bedeckungsgrads durch Kondensstreifenzirren im Modell betrifft nur den Anteil, in dem die Feuchte noch nicht hoch genug für die Bildung natürlicher Zirren ist.

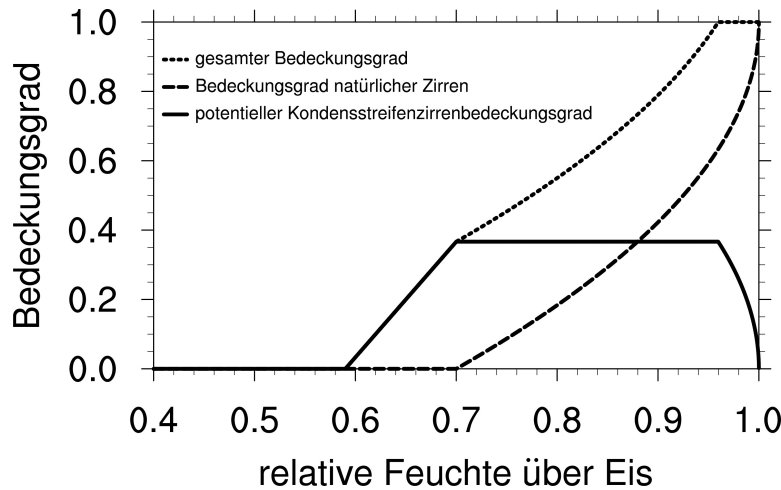


Abbildung 3.2: Potentieller Kondensstreifenzirrenbedeckungsgrad in Abhängigkeit der relativen Feuchte über Eis mit $r_{ci} = 0.7$ und $T = 224\text{K}$

Analog zur Gleichung 3.4 kann nun die entsprechende relative Feuchte, r_{co} , zur Kondensstreifenbildung im Modell bestimmt werden (Burkhardt et al., 2008).

$$\frac{r_{co}}{r_{ci}} = \frac{r_{SAC}}{a \cdot r_{nuc}} \quad (3.7)$$

r_{SAC} gibt die relative Feuchte über Eis an, bei der Kondensstreifen während des Durchmischungsprozesses von Flugzeugabgasen und Umgebungsluft entstehen können. Sie wird aus $r_{SAC,l}(T)$ (Gl. 3.3), die relative Feuchte bezüglich Wasser, umgerechnet. Der potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad, B_{co} , kann dann ganz analog zu B_{cc} berechnet werden, indem r_{cc} durch r_{co} ersetzt wird (Gl. 3.5 und Gl. 3.6). Da in dem globalen Modell nur persistente Kondensstreifen betrachtet werden sollen, r_{SAC} also größer gleich 1 ist, kann der potentielle Bedeckungsgrad von Kondensstreifen, B_{co} , nicht größer als das eisübersättigte Gebiet, B_{cc} , sein.

3.1.2 Volumenbedeckungsgrad und gescherter Bedeckungsgrad

Das Volumen von Kondensstreifen bei der Bildung ist bestimmt durch die Geometrie der Abgasfahne im Nachlauf des Flugzeuges. Anschließend vergrößert sich das Volumen des Kondensstreifenzirrus durch Diffusion, Turbulenz und Sedimentation. Die horizontale Ausdehnung des Kondensstreifenzirrus wird vor allem durch die vertikale Windscherung bestimmt.

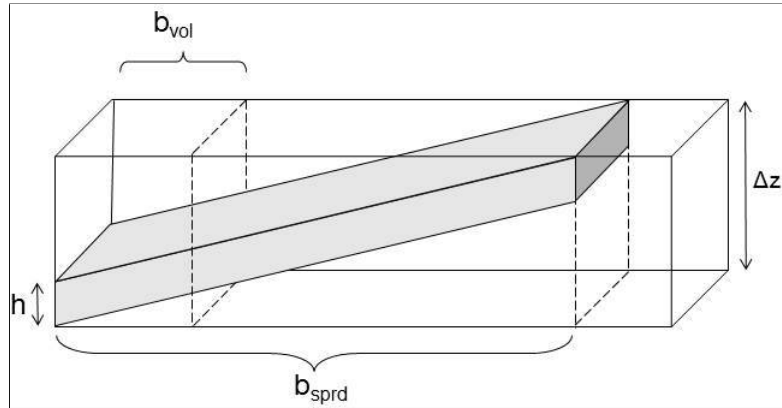


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Volumenbedeckungsgrades b_{vol} (oben) und des gescherter Bedeckungsgrades b_{sprd} (unten), Δz ist die Gitterboxhöhe, h ist die mittlere Dicke der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox

Durch die Erweiterung der Parametrisierung zu einer Zwei-Momenten-Mikrophysik hat die exakte Behandlung des Volumens der Kondensstreifenzirren eine wichtige Bedeutung. Die Entwicklung des Volumens nach der Bildung durch Diffusion und Sedimentation bestimmt die Eispartikelanzahldichte in den Kondensstreifenzirren. Außerdem wird mittels des Sättigungsadjustment (Kap. 2.1) relativ zum Volumen das zur Verfügung stehende Wasser deponiert. Die Kombination dieser zwei Faktoren beeinflusst die Eispartikelgröße, und damit die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften der modellierten Kondensstreifenzirren.

In diesem Kapitel wird die Einführung eines Volumenbedeckungsgrades zusätzlich zum gescherter Bedeckungsgrad beschrieben. Sie sind wichtig für die im nächsten Abschnitt beschriebenen Prozesse der Parametrisierung (Kap. 3.2).

In der zugrundeliegenden Parametrisierung aus ECHAM4 wurde angenommen, dass die Kondensstreifenzirren nach dem Zeitschritt der Bildung die Höhe des Modelllevels über ihre gesamte horizontale Erstreckung annehmen. In dieser Arbeit nun wurde diese Vereinfachung aufgehoben, indem die horizontale Erstreckung und das Volumen getrennt prognostiziert wird. Der Volumenbedeckungsgrad, b_{vol} , entspricht dem Anteil des Volumens der Kondensstreifenzirren am Gesamtvolumen der Gitterbox (Abb. 3.3). Die zweite Darstellung ist der gescherter Bedeckungsgrad, b_{sprd} , welcher die horizontale Ausdehnung der Kondensstreifenzirren angibt (Abb. 3.3). Der gescherter Bedeckungsgrad ist jener, welcher vom Beobachter von der Erde aus oder vom Satellit wahrgenommen wird.

Aus der Kombination beider Bedeckungsgrade kann eine mittlere Dicke der Kondensstreifenzirren innerhalb einer Gitterbox mithilfe der vertikalen Ausdehnung der Gitterbox, Δz , bestimmt werden.

$$h = \frac{b_{vol}}{b_{sprd}} \cdot \Delta z \quad (3.8)$$

3.2 Parametrisierte Prozesse

Wie natürliche Wolken können Kondensstreifenzirren im globalen Modell nicht aufgelöst werden und müssen parametrisiert werden.

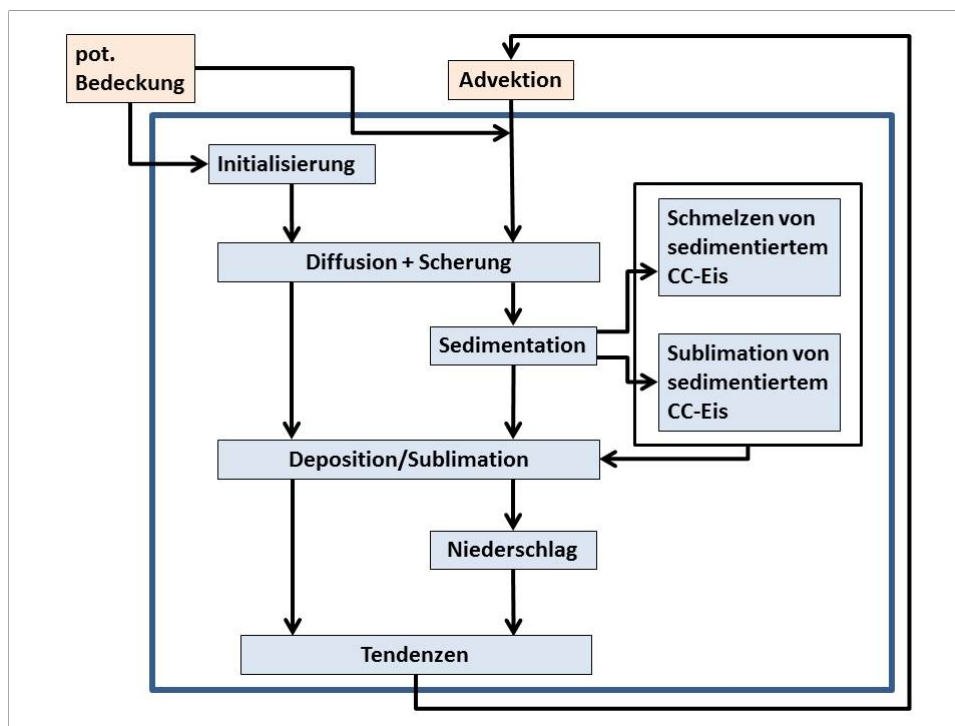


Abbildung 3.4: Schematischer Ablauf der Parametrisierung von Kondensstreifenzirren

Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Ablauf der Parametrisierung der Kondensstreifenzirren. Anhand der Information über den potentiellen Bedeckungsgrad (Kap. 3.1.1) und des Flugverkehrskatasters wird abgeleitet, wo sich neue Kondensstreifen bilden (Kap. 3.2.1). Zusammen mit den älteren Kondensstreifenzirren vergrößert sich ihr Volumen durch Diffusion und ihre horizontale Ausdehnung wird durch vertikale Windscherung verbreitert (Kap. 3.2.2). Anschließend wird der Verlust an Eispartikeln und der Zuwachs des Volumens durch Sedimentation bestimmt (Kap. 3.2.3). Sedimentieren die Eispartikel in zu warme oder zu trockene Schichten, verdampfen oder schmelzen sie. Anschließend wird die Feuchteänderung und damit das zur Verfügung stehende Wasser bestimmt. Die Partikel nehmen überschüssiges Wasser auf und wachsen an oder verdampfen teilweise oder ganz (Kap. 3.2.4). Sind die Partikel groß genug, fallen sie durch Niederschlag aus (Kap. 3.2.5). Mit den aus den einzelnen Prozessen berechneten Tendenzen für Bedeckungsgrad, Eiswassergehalt und Eispartikelanzahl-dichte wird der Zeitschritt durchgeführt.

3.2.1 Bildung

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, bilden sich hinter den Triebwerken unter bestimmten thermodynamischen Bedingungen Kondensstreifen. Zum größten Teil wirken emittierte Rußpartikel zu Anfang als Kondensationskerne, bevor sich durch Gefrierprozesse Eispartikel bilden

(Kärcher et al., 1998). Die Anzahl, Größe und Zusammensetzung der emittierten und vorhandenen Rußpartikel beeinflusst die Anzahl der Eispartikel im Kondensstreifen. Wäre die Anzahl der emittierten Rußpartikel sehr gering und die Umgebungstemperatur hinreichend tief, würden kleinste wässrige Aerosolpartikel, die im Abgasstrahl vor der Kondensstreifenbildung entstehen, den Gefrierungsprozess dominieren (Kärcher and Yu, 2009).

In der Wirbelpphase, welche bis etwa zwei bis vier Minuten hinter dem Triebwerk andauert, befinden sich die Eispartikel zum größten Teil in zwei absinkenden Wirbelpaaren. Einige lösen sich aber auch daraus und verbleiben in der Ausgangshöhe (Unterstrasser et al., 2008). Die adiabatische Erwärmung, die aus der abwärtsgerichteten Bewegung der Wirbel folgt, kann in warmen und instabil geschichteten Fällen dazu führen, dass ein großer Anteil Eispartikel verdampft. Dynamische Prozesse während des Zerfalls des Wirbels bestimmen die Eispartikelanzahl und -masse, die in der übersättigten Luft erhalten bleiben (Unterstrasser et al., 2008; Lewellen and Lewellen, 2001).

Der potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad (Kap. 3.1.1) im Modell gibt an, in welchem Anteil der Gitterbox das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist und gleichzeitig Eisübersättigung vorhanden ist, damit persistente Kondensstreifen entstehen können. Abbildung 3.5 zeigt die mögliche Aufteilung einer Gitterbox. Kondensstreifen werden nicht in dem eisunter-

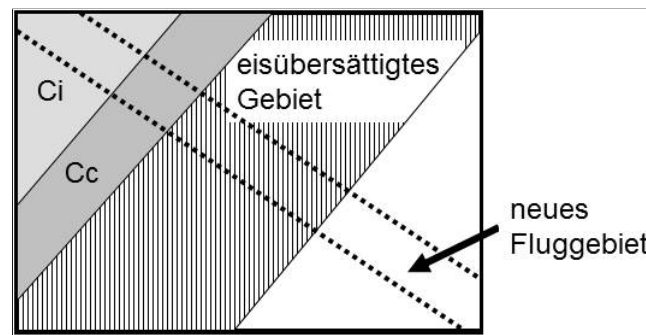


Abbildung 3.5: Aufteilung der Gitterbox in von Zirren bzw. Kondensstreifenzirren bedecktes Gebiet (Ci bzw. Cc) und den eisübersättigten Bereich. Die Annahme ist, dass das neue Fluggebiet alle Bereiche anteilmäßig gleich überdeckt.

sättigten Gebiet (weiß) und dem mit natürlichen Zirren bedeckten Gebiet (hellgrau) initialisiert. In dem Fluggebiet, in welchem das von Zirren oder Kondensstreifenzirren unbedeckte eisübersättigte Gebiet (schraffiert) durchfliegen wird, bilden sich neue Kondensstreifenzirren, sofern die Thermodynamik (Schmidt-Appleman-Kriterium) die Kondensstreifenentstehung zulässt. In dem schon mit Kondensstreifenzirren bedeckten Gebiet (dunkelgrau) kommen keine neuen Kondensstreifenzirren hinzu, aber existierende Eispartikel werden im Triebwerk verdampft und es bilden sich neue Eispartikel im neuen Kondensstreifen.

Das Flugkataster AERO2k (Eyers et al., 2004) gibt die geflogenen Kilometer sowie den emittierten Wasserdampf global für das Jahr 2002 an (Abb. 3.6). Der Datensatz, der in dieser Arbeit verwendet wurde, besteht aus einem monatlichen Wert, welcher auf die einzelnen Zeitschritte aufgeteilt wurde. Die räumliche Verteilung zeigt, dass die Hauptfluggebiete über Mitteleuropa und dem Osten der USA liegen. Der Flugkorridor über dem Nordatlantik ist auch gut zu erkennen. Ein weiteres Maximum befindet sich im Gebiet über Japan, Ostchina und Südostasien. In der zonalen Verteilung bezüglich der Höhe ist ersichtlich, dass die Flugverkehrsdichte sehr ungleich aufgeteilt ist und sich zum größten Teil auf die Nordhalbkugel beschränkt. Die Hauptflughöhe liegt zwischen 200 und 260 hPa.

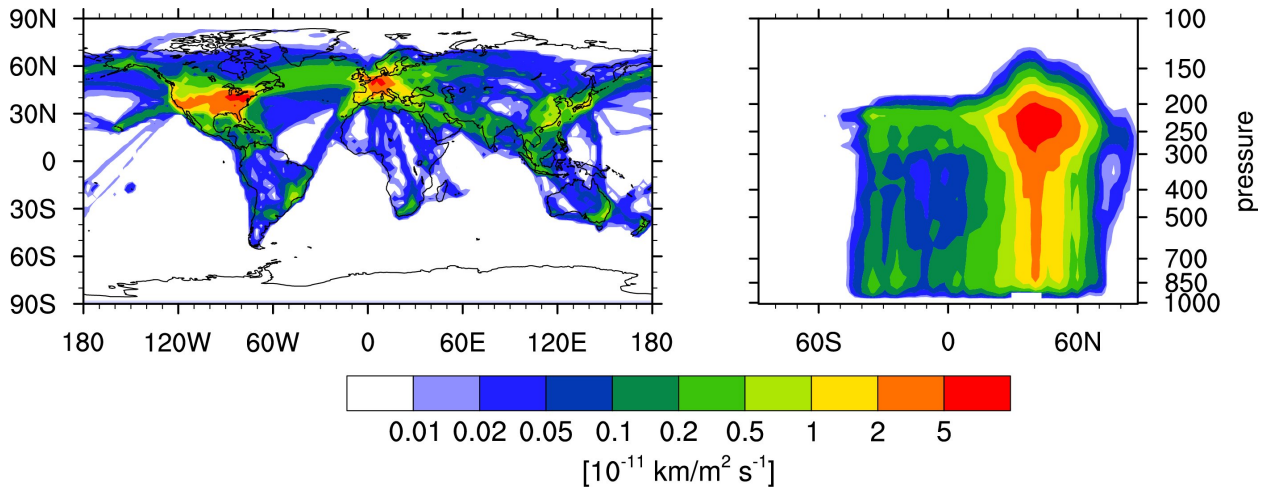


Abbildung 3.6: Räumliche und zonale Verteilung der Flugverkehrsichte [$10^{-11} \text{ km m}^{-2} \text{ s}^{-1}$] aus dem AERO2k-Kataster für das Jahr 2002

Durch folgende Gleichungen werden die Längen, der Bedeckungsgrad und die Eismasse der neu entstehenden Kondensstreifen initialisiert (Burkhardt and Kärcher, 2009).

$$L_{co} = D \left(1 - \frac{b_{vol}}{B_{cc}} \right) B_{co} \quad (3.9)$$

$$b_{vol,co} = b_{sprd,co} = \frac{W_0 \cdot L_{co}}{A} \quad (3.10)$$

$$\bar{q}_{co} = \frac{B_{co} \cdot M}{V \cdot \rho} \quad (3.11)$$

D ist die gesamte Flugdistanz, die pro Zeitschritt durch die Gitterbox geflogen wird. Der Anteil der Flugstrecke, auf welchem sich persistente Kondensstreifen bilden können, ist L_{co} . A ist die Grundfläche der Gitterbox und b_{vol} der schon durch Kondensstreifen bedeckte Anteil des Gitterboxvolumens. M ist die Masse des Wasserdampfes, der auf allen Flügen in einer Gitterbox zu diesem Zeitschritt emittiert wird, V ist das Volumen der Gitterbox und ρ die Luftdichte. Die Initialisierungsbreite W_0 der Kondensstreifen entspricht der Flügelspannweite sowie einer ersten Ausbreitung und ist in diesem Modell auf 200 m festgelegt. Untersuchungen mit der vorherigen Parametrisierung, bei welcher die Anfangsbreite für Kondensstreifen variiert wurde, haben gezeigt, dass der Anfangswert einen sehr geringen Einfluss auf die Ergebnisse hat (Burkhardt and Kärcher, 2009). Da sich gezeigt hat, dass die Eispartikelanzahldichte und damit alle mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften stark vom Volumen der Kondensstreifen abhängig sind, kann die Initialisierung des Volumens in der weiterentwickelten Parametrisierung möglicherweise doch eine Rolle spielen.

Der vom Flugzeug emittierte Wasserdampf wird zu dem Eiswassergehalt des neugebildeten Kondensstreifen addiert. Der Anteil des vom Flugzeug emittierten Wasserdampfes, bei welchem keine Kondensstreifen entstehen, wird der Feuchte hinzugerechnet.

Sind vorhandene Kondensstreifen vertikal fraktional und erstrecken sich somit nicht komplett über die gesamte Gitterboxhöhe, können sich die neuen Kondensstreifen auch ober- oder unterhalb dieser Kondensstreifen bilden. Es muss beachtet werden, dass die horizontale Erstreckung innerhalb einer Gitterbox, also der gescherte Bedeckungsgrad dadurch nicht verändert wird.

Die Erweiterung der Parametrisierung zu einem Zwei-Momenten-Schema erfordert die Initialisierung der Eispartikelanzahl bei der Entstehung von Kondensstreifen. Die Anzahl der Eispartikel, die gebildet werden, n_{co} , hängt von der Temperatur, der Kühlrate, dem Rußemissionsindex, der Querschnittsfläche der Abgasfahne und dem Treibstoffverbrauch ab. Eine Berechnung in Abhängigkeit des Rußemissionsindex, des Treibstoffverbrauchs und der Querschnittsfläche der Abgasfahne ohne Berücksichtigung der meteorologischen Bedingungen, sieht wie folgt aus:

$$n_{co} = \frac{a \cdot EI_{soot} \cdot (B_{co} \cdot F)}{(B_{co} \cdot D) \cdot W_0 \cdot H_0} \quad (3.12)$$

Der Treibstoffverbrauch, F , wird aus dem emittierten Wasserdampf berechnet ($H_2O[kg] = 1.25 \cdot F[kg]$). Anhand von Initialisierungsbreite und -höhe, W_0 und H_0 , wird die räumliche Ausdehnung der Abgasfahne bestimmt. Der Emissionsindex, EI_{soot} , gibt die Anzahl der emittierten Rußpartikel pro kg Kerosin an. Der Faktor a soll angeben, wie viele der Rußpartikel zu Eispartikeln nukleieren und wie viele davon nach dem ersten Zeitschritt, in diesem Fall 7,5 Minuten, noch vorhanden sind. Die Abhängigkeiten von der Variabilität der meteorologischen Bedingungen sind hier noch nicht miteinbezogen.

Das Verhältnis von Wasserdampfausstoß und geflogenen Kilometern innerhalb des Flugkatasters zeigt, dass es große Unterschiede in der räumlichen Verteilung gibt (Abb. 3.7). Diese sind

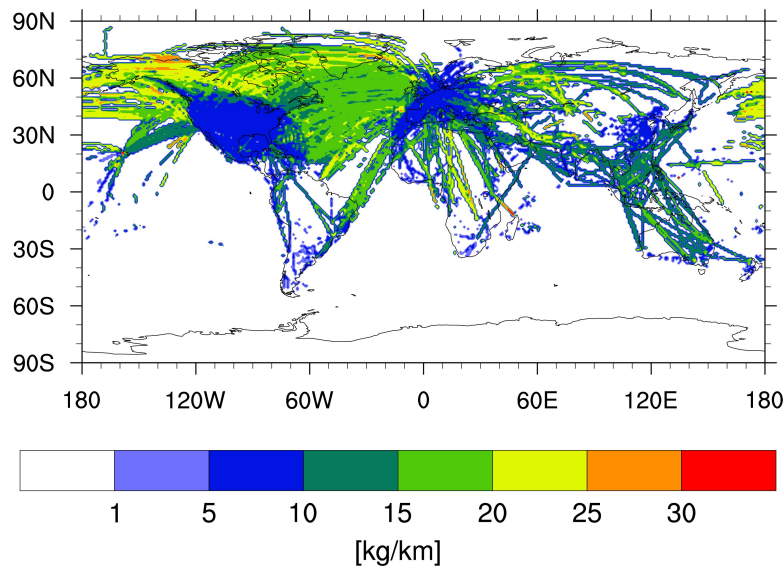


Abbildung 3.7: Verhältnis des Wasserdampfausstoßes zu den geflogenen Kilometern [kg/km] in 240 hPa (FL 36) im Flugkataster AERO2k

möglicherweise damit zu erklären, dass über den Ozeanen überwiegend schwerere Langstreckenflugzeuge fliegen, die einen größeren Treibstoffverbrauch haben und, daraus resultierend, mehr Wasserdampf pro geflogenen Kilometern ausstoßen. Im Modell wird bei größeren Werten für den Wasserdampfausstoß im Kataster ein größerer Wert für den Treibstoffverbrauch abgeleitet und damit nach Formel 3.12 eine höhere Eispartikelanzahldichte berechnet. Bei größeren Flugzeugen wäre dann aber auch die Querschnittsfläche der Abgasfahne größer, was diesen Effekt relativieren würde. Da das Flugkataster keine Information über die Größe oder das Gewicht der Flugzeuge liefert, ist eine Unterscheidung nicht möglich. In dieser Arbeit wurde deshalb ein fester Wert für die initialisierte Eispartikelanzahldichte angenommen. Im Abgleich mit Messungen in 5-10 Minuten alten Kondensstreifen wird die Annahme von 150 Eispartikeln pro cm^3 Luft als realistischer Durchschnittswert angenommen (Schumann, 2002;

Febvre et al., 2009; Schröder et al., 2000; Voigt et al., 2011). Dieser Wert gibt die mittlere Eispartikelanzahldichte 7,5 Minuten nach der Bildung einschließlich des Verlusts von Eispartikeln in der Wirbelphase an.

Um zu berechnen, in welchem Bereich sich der Emissionsindex von Rußpartikeln mit dieser festen Angabe für die Eispartikelanzahl nach der Bildung und Wirbelphase befindet, wird die Formel 3.12 verwendet. Der, aus Lidarmessungen (Freudenthaler et al., 1995) abgeleitete, Wertebereich für die Breite der Kondensstreifen nach 7,5 Minuten ist 100 bis 300 m und für die Höhe 150 bis 300 m. Die Daten im Flugkataster ergeben ein Verhältnis des Wasserdampfausstoßes pro geflogener Strecke von 5 bis 25 kg/km (Abb. 3.7). Die Rückrechnung mit einer Eispartikelanzahldichte von 150 Partikeln pro cm^3 würde dann einer Anzahl von 4,5 bis $5,5 \times 10^{14}$ Rußpartikeln pro kg Kerosin nach einem halben Modellzeitschritt von 7,5 Minuten entsprechen, wenn jedes Rußpartikel zur Bildung eines Eispartikels führt. Dieser Wert liegt im Bereich der heutigen Rußemissionen (Petzold et al., 1999).

3.2.2 Scherung und Diffusion

Durch vertikale Windscherung, d.h. die Änderung der horizontalen Windgeschwindigkeit mit der Höhe, wird der Kondensstreifenbedeckungsgrad vergrößert (Abb. 3.8). Je größer die vertikale Ausdehnung, desto größer ist die Auswirkung durch Scherung, also desto mehr vergrößert sich die horizontale Ausdehnung. Im Modell wird diese durch das eisübersättigte Gebiet beschränkt.

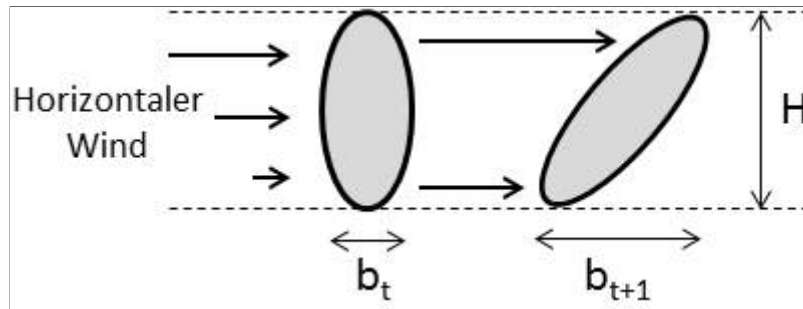


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der vertikalen Scherung eines Kondensstreifens durch die Änderung der horizontalen Windgeschwindigkeit mit der Höhe

Die Parametrisierung der Bedeckungsgradänderung durch Scherung wurde aus ECHAM4 übernommen (Burkhardt and Kärcher, 2009). Sie enthält den wichtigsten Beitrag zur Vergrößerung der horizontalen Erstreckung quer zur Flugrichtung, des Kondensstreifens, W , aus einer analytischen Formulierung von Dürbeck and Gerz (1996). Die Änderung des gescherten Bedeckungsgrads nach der Zeit ist wie folgt parametrisiert:

$$\left(\frac{\partial b_{sprd}}{\partial t} \right) = \frac{\partial W}{\partial t} \cdot \frac{L}{A} = c \cdot s \cdot \frac{H \cdot L}{A} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2} \cdot \frac{H \cdot L}{A} \quad (3.13)$$

Die Scherung s wird aus der Änderung der vertikalen Windkomponenten, u und v , mit der Höhe, z , berechnet. Die Änderung durch Scherung ist proportional zur vertikalen Ausdehnung, H , und Länge, L , aller Kondensstreifenzirren in der Gitterbox. A ist die Grundfläche der Gitterbox. Die Scherungskonstante, c , wurde aus Lidarmessungen über Garmisch-Partenkirchen (Freudenthaler et al., 1995) abgeleitet. Diese Messungen ergaben bei einer

mittleren Scherung senkrecht zur Flugrichtung von 0.003 s^{-1} eine durchschnittliche Verbreiterung der Kondensstreifen von 65 m/min . Die mittlere Schichtdicke von 500 m entspricht der Dicke der älteren Kondensstreifen aus den Lidarmessungen (Freudenthaler et al., 1995). Die jahresmittlere Windscherung zwischen 200 und 300 hPa im Modell über Bayern beträgt etwa um die 0.004 s^{-1} (Abb. 3.9), also nur leicht erhöht. Es muss berücksichtigt werden, dass die Windscherung im Modell nicht immer quer zur Flugrichtung auf die Kondensstreifen wirkt. Ist der Winkel kleiner, ist auch die Änderung des Bedeckungsgrads kleiner und damit der Faktor c . Es wird angenommen, dass die Kondensstreifen zufällig zur Windrichtung orientiert sind. Ein weiterer Punkt ist, dass durch die Mittelung der Scherung über die gesamte Gitterboxhöhe die Modellwerte der Scherung eher zu gering sind. Aus diesen Eckdaten und der Annahme, dass c global konstant ist, wird $c = 0.54$ berechnet. Sensitivitätsstudien mit der vorherigen Parametrisierung haben gezeigt, dass eine Änderung des Werts c große Auswirkungen auf den simulierten Bedeckungsgrad hat (Burkhardt and Kärcher, 2009). Wie sich das auf die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften und am Ende auf die berechnete Klimawirkung der Kondensstreifen auswirkt, sollte in weiteren Studien im Anschluss an diese Arbeit untersucht werden.

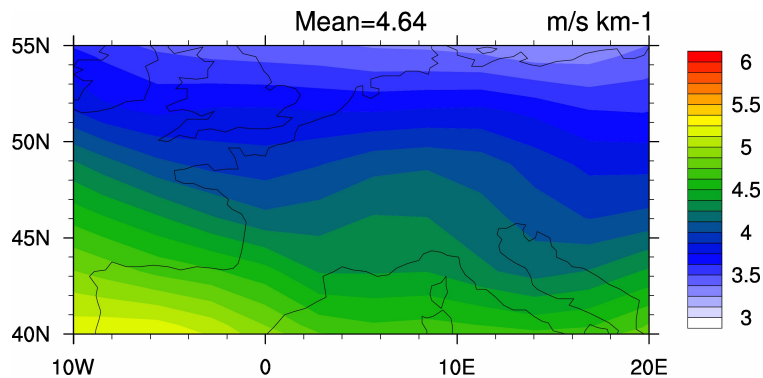


Abbildung 3.9: Jahresmittel der vertikalen Windscherung über Mitteleuropa in 240 hPa in ECHAM5

In der Formel 3.13 steckt die Annahme, dass nur die mittlere Breite der Kondensstreifen und nicht deren Länge durch die Scherung beeinflusst ist. Die Dicke H der neu initialisierten Kondensstreifen ist 200 m ; für ältere Kondensstreifen wird die vertikale Ausdehnung dem Modelllevel (ca. 500 m) angepasst. Das ist vertretbar, da die Dicke der Kondensstreifen in der Natur oft durch die vertikale Ausdehnung der eisübersättigten Gebiete begrenzt wird, welche im Durchschnitt circa 500 m beträgt (Spichtinger et al., 2003).

Durch die oben berechnete Scherung vergrößert sich die horizontale Ausbreitung der Kondensstreifen, aber nicht ihr Volumen. Da, wie schon beschrieben, in der neuen Parametrisierung eine genaue Darstellung des Volumens der Kondensstreifen von Bedeutung ist, wurde die Parametrisierung im Zuge dieser Arbeit um den Prozess der turbulenten Diffusion erweitert.

Da die Kondensstreifen im Modell schon mehrere Minuten bis Stunden alt sind, kann der Volumenzuwachs durch turbulente Diffusivität vereinfacht in Abhängigkeit von Scherung und vertikaler Diffusivität parametrisiert werden (Dürbeck and Gerz, 1996). Der Volumenzuwachs durch Sedimentation ist davon getrennt parametrisiert (Kap. 3.2.3). Die Querschnittsfläche des Kondensstreifenzirrus senkrecht zur Flugrichtung nach der Zeit t , $A_{cc}(t)$, hat nach

Vereinfachung der Formel aus Dürbeck and Gerz (1996) folgenden Größe:

$$A_{cc}(t) = 2\pi \left[\frac{1}{3} s^2 D_v^2 t^4 + \frac{2}{3} s^2 D_v \sigma_{v,0}^2 t^3 + 2D_v \sigma_{h,0}^2 + \sigma_{v,0}^2 \sigma_{h,0}^2 \right]^{1/2} \quad (3.14)$$

Der vertikale Windscherungsvektor, s , wird wie in Gleichung 3.13 bestimmt. Die Varianz der Höhe und Breite des Kondensstreifens, $\sigma_{h,0}^2$ und $\sigma_{v,0}^2$, wird mit der Annahme einer Normalverteilung mit $H_0 = 3\sigma_{h,0}$ und $W_0 = 3\sigma_{v,0}$ berechnet. Die vertikale Diffusivität D_v wird auf einen für die Tropopausenregion typischen Wert von $0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ festgelegt (Dürbeck and Gerz, 1996).

Proportional zum Anwachsen der Querschnittsfläche wird das Volumen der Kondensstreifenzirren verändert.

$$\Delta b_{vol} = \underbrace{(A_{cc}(t - \Delta t) - A_{cc}(t)) / A_{cc}(t)}_{\Delta A/A} \cdot b_{vol} \cdot \left(1 - \frac{b_{vol}}{b_{sprd}}\right) \quad (3.15)$$

Der letzte Faktor bezieht die Annahme ein, dass je größer die vertikale Ausdehnung der Kondensstreifenzirren ist, um so mehr überlappen einzelne Kondensstreifenzirren und der Volumenzuwachs durch turbulente Diffusion wird geringer.

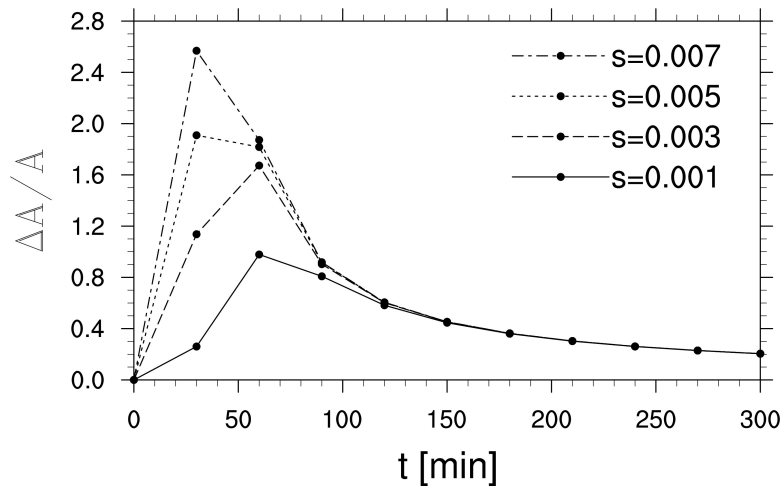


Abbildung 3.10: Zeitliche Entwicklung der relativen Vergrößerung der Querschnittsfläche eines Kondensstreifens durch turbulente Diffusion innerhalb eines doppelten Zeitschritts von 30 Minuten für verschiedene Scherungen, s , in $[\text{s}^{-1}]$

Abbildung 3.10 zeigt die Entwicklung der relativen Zunahme der Querschnittsfläche, $\Delta A/A$, mit der Lebensdauer des Kondensstreifens innerhalb eines doppelten Zeitschritts von 30 Minuten. Bis zu einer Lebensdauer von etwa viereinhalb Stunden ist die relative Vergrößerung stark von der Scherung, s , abhängig. Je größer die Scherung, um so größer ist die Oberfläche der Kondensstreifenzirren und damit steigt die relative Zunahme der Ausgangsfläche durch Turbulenz. Nach wenigen Stunden wird das Verhältnis $\Delta A/A$ kleiner und bleibt bei etwa 0.2. Dieser Faktor ist nur von der Zeitschrittlänge abhängig und nicht mehr von der Scherung, da die Größe der angewachsenen Querschnittsfläche auf gleich Weise wie die erneute Flächenzunahme von der Scherung abhängt.

3.2.3 Sedimentation

Sedimentation ist der Verlust von Eispartikeln, die durch ihre Schwerkraft in Richtung Erdoberfläche fallen. Sie wird für Kondensstreifenzirren analog zur Parametrisierung für natürliche Zirren durchgeführt und stellt eine Erweiterung zur Kondensstreifenzirrenparametrisierung in ECHAM4 dar. Die Sedimentation von Wolkeneis wird im Modell formell als vertikale Advektion (Roeckner et al., 2003) behandelt. Die Fallgeschwindigkeit wird in Abhängigkeit der mittleren Masse der Eispartikel berechnet (Heymsfield and Iaquina, 2000; Spichtinger and Gierens, 2009). In Abhängigkeit der berechneten Fallgeschwindigkeit wird der gleiche Anteil an der Eispartikelanzahl und Eismasse bestimmt, welcher durch Sedimentation verloren geht.

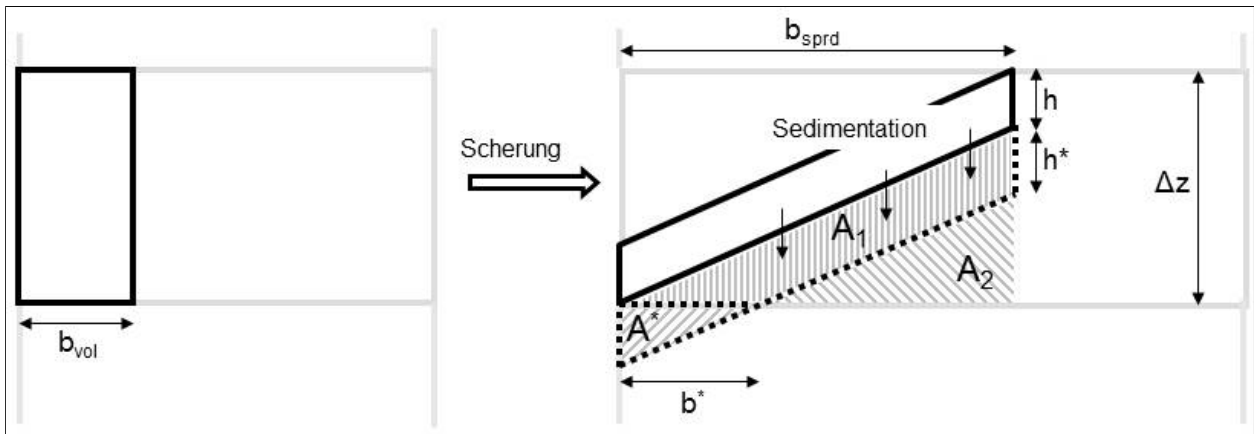


Abbildung 3.11: Zuwachs des Volumens durch Sedimentation bei Schrägstellung der Kondensstreifenzirren nach Scherung in einer Gitterbox. Die Fallhöhe, h^* , wird mittels der Fallgeschwindigkeit der Eispartikel berechnet, die horizontale Ausdehnung der Kondensstreifenzirren, h , wird anhand des Volumenbedeckungsgrades, b_{vol} , des gescherten Bedeckungsgrades, b_{sprd} und der Schichtdicke, Δz , bestimmt.

Da der Bedeckungsgrad der Kondensstreifenzirren nicht, wie bei den natürlichen Zirren, diagnostisch, sondern prognostisch bestimmt ist, muss die Änderung des Volumens und der Eispartikelanzahldichte durch Sedimentation innerhalb der Gitterbox, aber auch die Änderung des Bedeckungsgrades in der darunterliegenden Gitterbox berücksichtigt werden. Aus den gescherten Kondensstreifenzirren können Eispartikel in das darunterliegende freie Gebiet fallen, und damit vergrößert sich das Volumen sowie die Eispartikelanzahldichte der Kondensstreifenzirren (Abb. 3.11). Geometrische Berechnungen ergeben folgenden Volumenzuwachs in einer Gitterbox durch Sedimentation:

$$\begin{aligned}
 \Delta V_{cc} &= A1 \cdot A = \left(\frac{1}{2} \cdot (\Delta z - h) \cdot b_{sprd} - A2 \right) \cdot A \\
 &= \left(\frac{1}{2} \cdot (\Delta z - h) \cdot b_{sprd} - \frac{1}{2} \cdot (\Delta z - h - h^*) (b_{sprd} - b^*) \right) \cdot A \quad (3.16) \\
 &= b^* \cdot (\Delta z - h - \frac{1}{2} \cdot h^*) \cdot A \\
 \Delta b_{vol, sed} &= \frac{\Delta V_{cc}}{\Delta z \cdot A}
 \end{aligned}$$

Die Flächen A_1 und A_2 sind in Abbildung 3.11 beschriftet; A gibt die Grundfläche der Gitterbox an. h ist die Dicke der Kondensstreifenzirren, $h^* = \text{MIN}(v_{ice} \cdot \Delta t, \Delta z - h)$ ist die Fallhöhe der Eispartikel innerhalb eines Zeitschritts innerhalb der Gitterbox und $b^* = \frac{h^*}{\Delta z - h} \cdot b_{sprd}$ (Abb. 3.11).

Des Weiteren muss beachtet werden, dass Kondensstreifen, die ober- bzw. unterhalb von schon existierenden Kondensstreifenzirren gebildet werden, die Fläche von welcher aus sich das Volumen durch Sedimentation vergrößert, erweitern. Diese Fälle werden anhand des oben berechneten Zuwachses abgeschätzt. In Abhängigkeit der Flugkilometer auf welchen sich Kondensstreifen ober- bzw. unterhalb schon existierender Kondensstreifenzirren bilden, L_{ou} , wird der Anteil des Volumenzuwachses bestimmt. Folgende Formel zeigt die Berechnung des Zuwachses des Kondensstreifenvolumens, Δb_{vol} , durch ober- bzw. unterhalb gebildete Kondensstreifenzirren.

$$\Delta b_{vol} = \frac{L_{ou}}{L_{cc}} \cdot \Delta b_{vol, sed} \cdot \left(1 - \frac{b_{vol}}{b_{sprd}}\right) \quad (3.17)$$

Die Multiplikation mit $\left(1 - \frac{b_{vol}}{b_{sprd}}\right)$ berücksichtigt die zunehmende Überlappung der Sedimentationsbereiche bei Annäherung der vertikalen Ausdehnung der Kondensstreifenzirren an die Gitterboxhöhe. Es wird damit auch ausgeschlossen, dass die horizontale Erstreckung durch Sedimentation verändert wird.

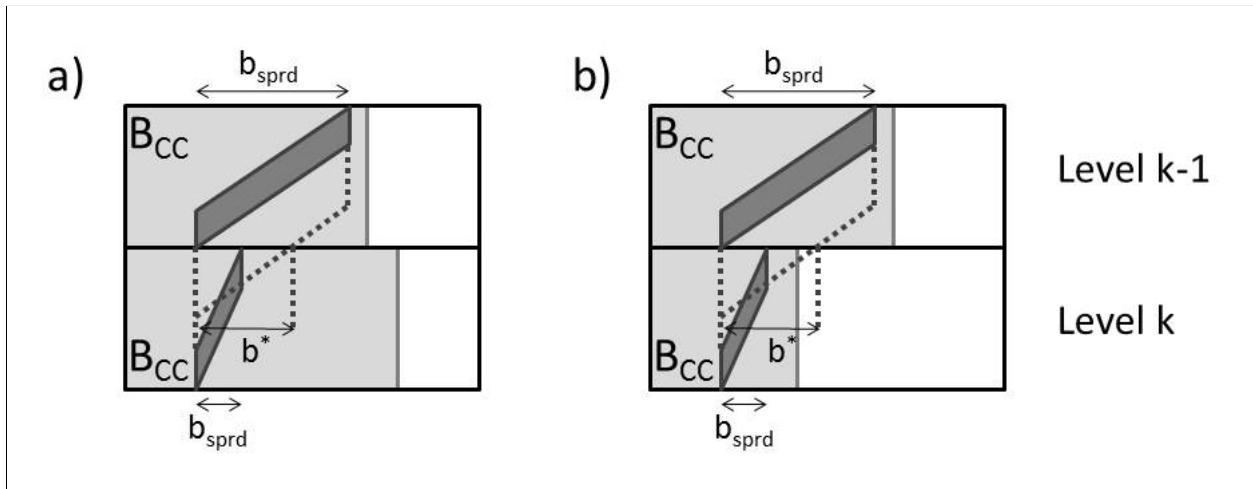


Abbildung 3.12: Erhöhung des Bedeckungsgrades durch Sedimentation aus einem darüberliegenden Level mit der Annahme, dass sich eisübersättigtes und von Kondensstreifenzirren bedecktes Gebiet jeweils maximal überlappen. Es wird unterschieden, ob das eisübersättigte Gebiet im unteren Level größer ist (a) oder kleiner (b).

Sedimentieren die Eispartikel in eine darunterliegende Modellschicht, kann sich dort auch der Bedeckungsgrad ändern (Abb. 3.12). Es wird angenommen, dass die Kondensstreifenzirren sowie der potentielle Bedeckungsgrad in direkt benachbarten Modellschichten maximal überlappen. Das heißt, der Bedeckungsgrad in der unteren Box (Indizes k) ändert sich nur, falls der gescherte Bedeckungsgrad, $b_{sprd,(k)}$, kleiner als $b_{(k-1)}^*$ ist (Abb. 3.12). Das Verhältnis der eisübersättigten Gebiete wird auch miteinbezogen. Ist der potentielle Bedeckungsgrad, B_{cc} , in der oberen Modellschicht ($k-1$) kleiner als in der unteren Modellschicht (k) (Abb. 3.12

a), ergibt sich folgende grobe Abschätzung der Bedeckungsgradänderung:

$$\begin{aligned}
\Delta b_{vol} &= \left(1 - \frac{b_{vol,(k)}}{b_{(k-1)}^*}\right) \cdot A^* \cdot \frac{1}{V} \\
&= \left(1 - \frac{b_{vol,(k)}}{b_{(k-1)}^*}\right) \cdot (h_{(k-1)}^* \cdot b_{sprd,(k-1)} \cdot A - \Delta V_{(k-1)}) \cdot \frac{1}{V} \\
b_{sprd} &= \text{MAX}(b_{(k-1)}^*, b_{sprd,(k)}) \\
L_{cc,(k)} &= \text{MAX}(L_{cc,(k-1)}, L_{cc,(k)})
\end{aligned} \tag{3.18}$$

Die Fläche A^* ist in Abbildung 3.11 beschriftet.

Für den umgekehrten Fall - der potentielle Bedeckungsgrad B_{cc} in der Modellschicht (k-1) ist größer als in der Modellschicht (k) (Abb. 3.12 b) - ist die Änderung relativ zum Verhältnis $\frac{B_{cc,(k)}}{B_{cc,(k-1)}}$:

$$\begin{aligned}
\Delta b_{vol} &= \frac{B_{cc,(k)}}{B_{cc,(k-1)}} \cdot \left(1 - \frac{b_{vol,(k)}}{b_{(k-1)}^*}\right) \cdot A^* \cdot \frac{1}{V} \\
&= \frac{B_{cc,(k)}}{B_{cc,(k-1)}} \cdot \left(1 - \frac{b_{vol,(k)}}{b_{(k-1)}^*}\right) \cdot (h_{(k-1)}^* \cdot b_{sprd,(k-1)} \cdot A - \Delta V_{(k-1)}) \cdot \frac{1}{V} \\
b_{sprd} &= \text{MAX}\left(\frac{B_{cc,(k)}}{B_{cc,(k-1)}} \cdot b_{(k-1)}^*, b_{sprd,(k)}\right) \\
L_{cc,(k)} &= \text{MAX}\left(\frac{B_{cc,(k)}}{B_{cc,(k-1)}} \cdot L_{cc,(k-1)}, L_{cc,(k)}\right)
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Die vertikale Ausdehnung der Kondensstreifen vergrößert sich durch turbulente Diffusion und Sedimentation von Eispartikeln in Verbindung mit Scherung. Da in der oberen Troposphäre üblicherweise wenig Turbulenzen auftreten, trägt die Diffusion (Kap. 3.2.2) nur einen kleinen Anteil an der beobachteten vertikalen Ausdehnung von Kondensstreifenzirren. Kurz nach der Bildung sind die Eispartikel noch sehr klein, etwa einen Mikrometer, und der Volumenzuwachs und damit auch die vertikale Erstreckung ist durch die turbulente Diffusion bestimmt (Abb. 3.13). Je nachdem wie schnell die Partikel anwachsen, wird die Sedimentation zum dominierenden Prozess.

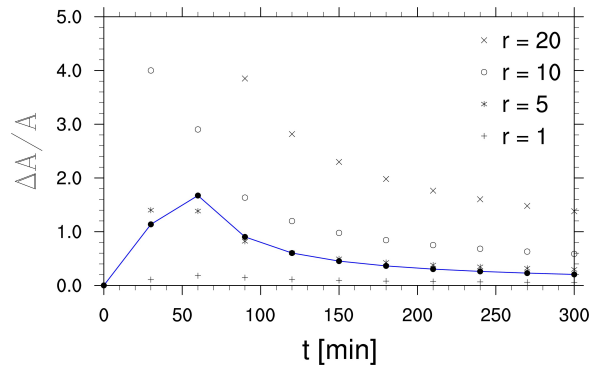


Abbildung 3.13: Zeitliche Entwicklung der relativen Vergrößerung der Querschnittsfläche eines Kondensstreifens durch Sedimentation für verschieden große Eispartikel mit Radius r in $[\mu\text{m}]$ im Vergleich mit turbulente Diffusion mit einer Scherung von $s = 0.003 \text{ s}^{-1}$ (blaue Linie) innerhalb eines doppelten Zeitschritts von 30 Minuten

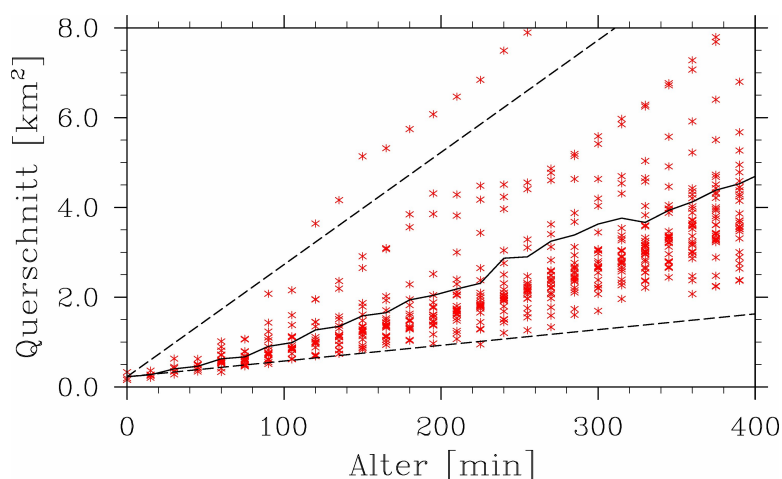


Abbildung 3.14: Zeitliche Entwicklung der mittleren Querschnittsfläche der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox in der Höhe der Kondensstreifenbildung bei 260 hPa mit Mittelwert (durchgezogene Linie). Die gestrichelten Linien zeigen maximale und minimale Anwachsrate, extrapoliert aus Beobachtungen der ersten 60 min von einzelnen Kondensstreifen über Bayern (Freudenthaler, 1996)

Die Funktionsweise der parametrisierten Volumenvergrößerung durch Diffusion und Sedimentation wurde in einem in Kapitel 5.1 näher beschriebenen Experiment über ein Kondensstreifenzirrencluster in 260 hPa überprüft. Innerhalb dieses Experiments kann die Entwicklung der Querschnittsfläche mit der Zeit mit Beobachtungsdaten verglichen werden (Abb. 3.14). Die Simulationen über den USA sind vergleichbar mit denjenigen Beobachtungen, die eine ähnlich schwache vertikale Windscherung wie die Simulationen aufweisen. Aus diesem Grund befinden sich die Modellergebnisse im unteren Bereich, begrenzt durch die minimale Anwachsrate aus den Beobachtungen über Bayern (Freudenthaler, 1996). In den ersten Minuten ist das Anwachsen des Volumen von der Scherung und der turbulenten Diffusion geprägt. Später, wenn die Partikel durch Deposition hinreichend stark angewachsen sind, wird die Sedimentation für das Anwachsen der Querschnittsfläche wichtiger (Abb. 3.13).

3.2.4 Deposition bzw. Sublimation

Eispartikel in Kondensstreifenzirren wachsen wie in natürlichen Zirren durch Diffusionswachstum in Abhängigkeit von Partikelgröße, Eispartikelform, Ventilation, Eisübersättigung und weiteren meteorologischen Bedingungen an.

Die Parametrisierung der Deposition bzw. Sublimation für natürliche Zirren folgt, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, dem Sättigungsadjustment. Innerhalb des Sättigungsadjustments wird relativ zum Volumen, welches der Kondensstreifen innerhalb der Gitterbox einnimmt, zur Verfügung stehendes Wasser deponiert. Für Kondensstreifenzirren ist dieses Prinzip kurz nach der Entstehung vertretbar, da die Eispartikelanzahldichte sehr hoch ist. Jedoch nimmt mit dem Alter der Kondensstreifenzirren die Eispartikelanzahldichte durch Diffusion und Sedimentation ab. Je geringer die Eispartikelanzahldichte, desto unrealistischer wird das Sättigungsadjustment. Aus diesem Grund wird das Volumen, in welchem die Sättigung im Modell abgebaut wird, proportional zur Eispartikelanzahl reduziert.

Nach der Sedimentation wird getrennt für die übrig gebliebenen Eispartikel und für die von oben sedimentierten Partikel die Zeitskala, τ , berechnet innerhalb welcher die Übersättigung abgebaut werden kann.

$$\tau^{-1} = 4\pi \cdot D \cdot \Phi \cdot C \cdot r_{cc} \cdot n_{cc} \quad (3.20)$$

Darin enthalten ist der Diffusionskoeffizient, D (Pruppacher and Klett, 1996), der Ventilationsfaktor, Φ , in Abhängigkeit der Sedimentationsgeschwindigkeit, die Aufnahmefähigkeit, C , in Abhängigkeit der Eispartikelform, der mittlere Volumenradius, r_{cc} , hier anstelle des anzahlgemittelten Radius, und die Eispartikelanzahldichte, n_{cc} . Nach einer Formel von Körchner (2003) ergaben Berechnungen, mit der Annahme die Eispartikel haben die Form einer Säule, den Wert 1.1 für C .

Ist diese Zeitskala größer als der Modellzeitschritt, bedeutet das, dass die vorhandenen Partikel nicht in der Lage wären, den kompletten Wasserdampf oberhalb der Sättigung innerhalb des Modellzeitschritts abzubauen. Deshalb wird das Volumen in diesem Fall, auf welches das Sättigungsadjustment angewendet wird, auf den Anteil des Modellzeitschritts an der Diffusionszeitskala begrenzt:

$$b_{dep,cc} = \begin{cases} \frac{\Delta t}{\tau} \cdot b_{vol} & \text{falls } \tau > \Delta t \\ b_{vol} & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.21)$$

Das gesamte Volumen setzt sich aus dem der neugebildeten Kondensstreifen sowie dem modifizierten Volumen der älteren Kondensstreifen zusammen:

$$b_{dep,ges} = \frac{1}{2} \cdot b_{vol,co} + b_{dep,cc} \quad (3.22)$$

In dieser Gleichung wird berücksichtigt, dass die neuen Kondensstreifen im Mittel nach der Hälfte des Zeitschritts gebildet werden.

Die Depositions- bzw. Sublimationsrate wird, wie für die natürlichen Zirren (Kap. 2.1), in Abhängigkeit von der Änderung der Feuchte bezüglich der Sättigungsfeuchte, q_{diff} (Gl. 2.2), bestimmt:

$$\Delta q_{cc} = b_{vol,ges} \cdot q_{diff} \quad (3.23)$$

3.2.5 Niederschlag

Die Parametrisierung des Niederschlags wird analog zu der von natürlichen Zirren (Roegner et al., 2003) implementiert. Die berücksichtigten Prozesse sind der Zusammenschluss von Eispartikeln zu Schneeflocken (Aggregation) und das Einsammeln von Eispartikeln durch schon fallende Schneeflocken (Akkretion). Die Rate wird in Abhängigkeit des Eiswassergehalts bestimmt.

Die relative Änderung der Eispartikelanzahl durch Niederschlag wird der relativen Änderung des Eiswassergehalts gleichgesetzt.

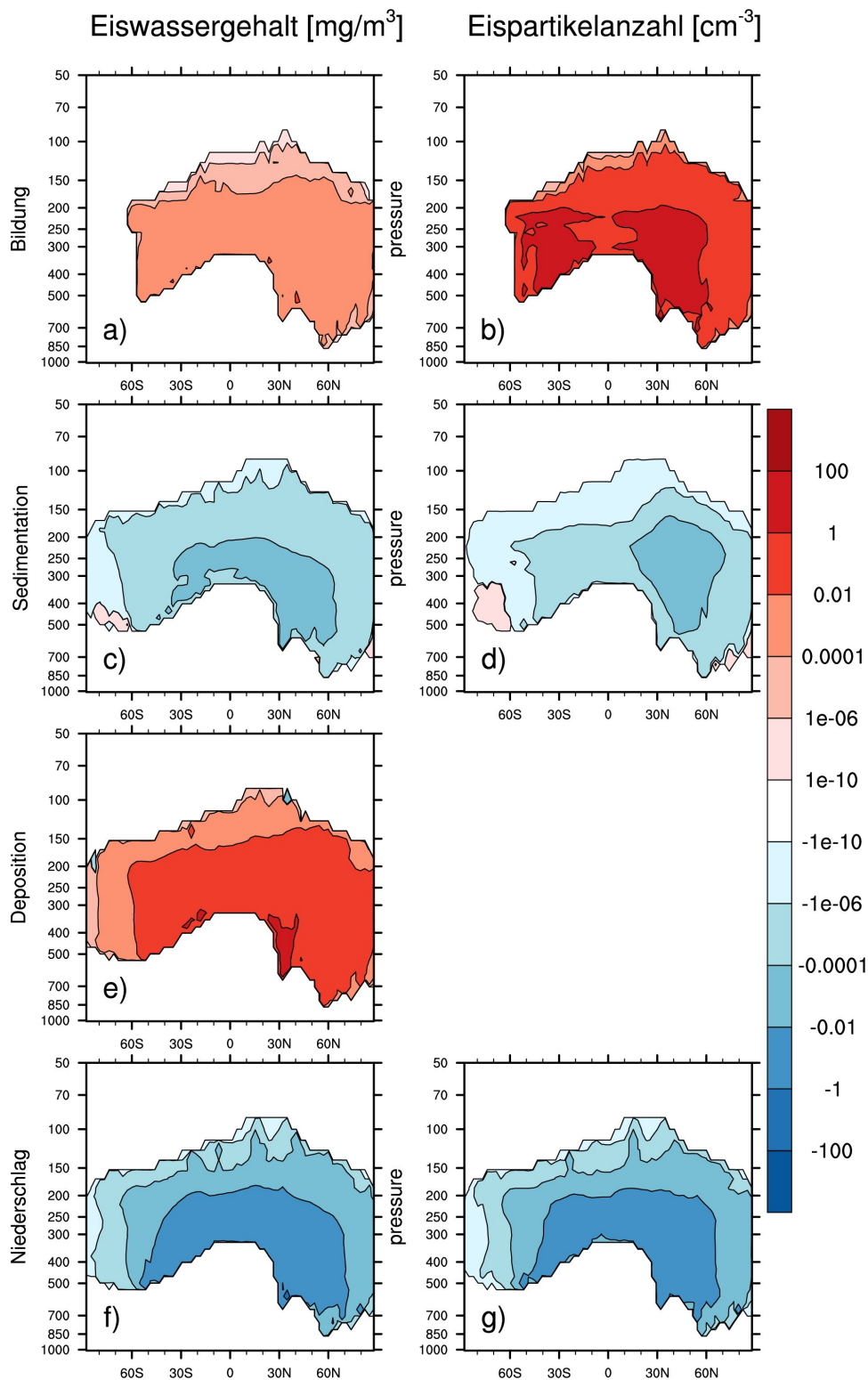


Abbildung 3.15: Rate des Eiswassergehalts und der Eispartikelanzahldichte innerhalb eines doppelten Zeitschritts (30 min) innerhalb der Kondensstreifenzirren im zonalen Mittel

3.3 Budgetbetrachtung

Die Wirkung der mikrophysikalischen Parametrisierungen, wie Bildung, Sedimentation, Niederschlag und Deposition, werden anhand einer Budgetstudie nachvollzogen.

Der Eiswassergehalt innerhalb der Kondensstreifenzirren resultiert zu einem geringeren Anteil aus dem vom Flugzeug ausgestoßenen Wasserdampf (Abb. 3.15 a), sondern besteht zum größeren Teil aus dem zur Verfügung stehendem Wasserdampf aus der Umgebung (Abb. 3.15 e). Es kann in den unteren wärmeren Gebieten mehr Feuchte aufgenommen werden. Außerdem zeigt sich, dass die Menge an deponiertem Wasser in den Bereichen größer ist, wo die Eispartikelanzahl im Mittel höher ist (Abb. 5.10). Dies entspricht der Abhängigkeit in der Depositionsparametrisierung (Kap. 3.2.4). Die maximale Eispartikelanzahldichte wird bei der Bildung bestimmt (Abb. 3.15 b). Der vorgeschriebene Wert von 150 cm^{-3} wird auch durch die Mittelung mit gealterten Kondensstreifenzirren reduziert.

Der Eiswassergehalt sowie die Eispartikelanzahldichte nimmt durch Sedimentation und Niederschlag im Laufe der Lebenszeit eines Kondensstreifenzirus ab. Die Höhe des Verlusts durch Sedimentation orientiert sich an den Maxima der einzelnen Größen. Diese liegen für den Eiswassergehalt in den wärmeren Bereichen (Abb. 3.15 c); für die Eispartikelanzahldichte in den Hauptflugverkehrsgebieten (Abb. 3.15 d). Der Verlust durch Sedimentation ist im Mittel mit wenigen Ausnahmen überall größer als eine Zunahme durch Sedimentation. Es dominieren die Fälle, in denen mehr nach unten sedimentiert und das bis in Bereiche, in denen die Eispartikel verdampfen. In den unteren Schichten, wo durch die wärmeren Temperaturen mehr Wasserdampf zur Verfügung steht, bildet sich mehr Niederschlag (Abb. 3.15 f und g). Das Muster ist für den Eiswassergehalt und die Eispartikelanzahldichte gleich, da die Parametrisierung nur vom Eiswassergehalt abhängt (Kap. 3.2.5).

4 Modellklimatologie und Validierung

Modellergebnisse werden mit Beobachtungsdaten verglichen, um die Güte eines Modells zu untersuchen. Dafür können Satellitendaten, bodengestützte Daten oder In situ-Messungen zum Beispiel aus Flugzeugkampagnen verwendet werden. Im Zuge der Validierung muss die Qualität der Messdaten, deren Auflösung sowie die räumliche und zeitliche Abdeckung berücksichtigt werden. In diesem Kapitel wird die Darstellung der natürlichen Zirren, der Eisübersättigungsfrequenz und der Kondensstreifenzirren im Modell überprüft.

Bei einer Validierung dieser Art müssen die Unterschiede zwischen den Datensätzen der Messungen und den Modellergebnissen in die Analyse miteinbezogen werden. Für den Vergleich mit Satellitendaten wurden deshalb spezielle Satellitensimulatoren für globale Modelle entwickelt (z. B. Bodas-Salcedo et al., 2011). Diese versuchen das Sampling im Modell an den Satellitendatensatz anzugleichen. Probleme beim Vergleich zwischen Messungen und Modell können bezüglich der Sichtbarkeitsgrenze von Messungen, bezüglich der Überlappung von Wolken und bezüglich der zeitlichen Einschränkung der Messdaten eintreten. Welche Wolken von Satelliten gemessen werden können, hängt stark von deren optischer Dicke ab. Im Gegensatz dazu werden im Modell immer dann Wolken standardmäßig diagnostiziert, sobald Wasser in der flüssigen oder festen Phase auftritt. Ein Satellitensimulator passt die Auswahl dem Messgerät an. Die Höhe der Atmosphäre, bis zu welcher das Messgerät auf dem Satelliten messen kann, hängt von der Überlappung von Wolken und deren optischer Dicke ab. Auch das berücksichtigt der Satellitensimulator im Modell. Sind aber die hohen Wolken im Modell überschätzt oder sind sie optisch zu dick, kann das wiederum trotz Satellitensimulator zu unterschiedlichen Ergebnissen bei einem Vergleich der niedrigen Wolken führen. Zum anderen messen Satelliten bei sonnensynchroner Laufbahn immer zur gleichen Ortszeit. Ist kein Satellitensimulator in das Modell eingebaut, werden diese Daten mit Mittelwerten aus größeren Zeitintervallen verglichen.

Um Kondensstreifenzirren von natürlichen Zirren unterscheiden zu können, werden Detektionsalgorithmen (z. B. Mannstein et al., 1999) verwendet, welche je nach Sensitivitätseinstellung große Unsicherheiten haben. Und die Datenmenge zur Grundlage von Klimatologien zu Kondensstreifenzirren ist meist begrenzt. Außerdem bezieht die Detektion von Kondensstreifen ihre Linienförmigkeit mit ein. Das hat zur Folge, dass ihre Ergebnisse auch auf linienförmige Kondensstreifen beschränkt sind, außer sie werden in Satellitenbildern markiert und weiterverfolgt (Vázquez-Navarro et al., 2012).

Auch Flugzeugmessungen sind in Raum und Zeit sehr begrenzt. Hier müssen Punktmessungen mit in einem groben Gitter gemittelten Daten aus dem Modell verglichen werden. Außerdem ist die Existenz von sehr vielen kleinen, wenige Mikrometer großen Partikeln in Kondensstreifenzirren eine große Herausforderung für akkurate In situ-Messungen (Heymsfield et al., 2010). Vergleiche sollten dann auf ähnliche meteorologische Bedingungen begrenzt werden. Diese können aber wegen ihrer subgridskaligen Natur nicht unmittelbar im Modell erfasst werden.

Die Modelldaten werden aus einem 10-Jahres-Lauf mit einer Auflösung von 128 Längengraden und 64 Breitengraden (T42) verwendet. Das bedeutet eine horizontale Größe der

Gitterboxen von 2.8° auf 2.8° . Am Äquator entspricht das ungefähr 300 mal 300 Kilometern. Die vertikale Aufteilung beträgt 41 Level, von der Erdoberfläche bis in eine Höhe von 5 hPa. Das hat in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre eine Gitterboxhöhe von ungefähr 500 Metern zur Folge.

Zu Beginn dieses Kapitels werden die Ergebnisse aus der modifizierten Parametrisierung der natürlichen Zirren (Kap. 2) mit Beobachtungsdaten verglichen (Kap. 4.1). Im Anschluss daran ist der Vergleich der parametrisierten Eisübersättigung im Modell mit Satellitenmessungen dargestellt (Kap. 4.2). In Kapitel 4.3 werden dann Ergebnisse der erweiterten Kondensstreifenzirren-Parametrisierung mit Messungen validiert.

4.1 Natürliche Zirren

Zirren stellen einen wichtigen Faktor für das Klimasystem dar, da sie das Strahlungsbudget der Erde beeinflussen, eine wichtige Rolle für das Wasserbudget in der oberen Troposphäre spielen und den Übertritt der Feuchte in die Stratosphäre regulieren. In dieser Arbeit geht es vor allem darum, Störungen der natürlichen Zirren durch Kondensstreifenzirren zu untersuchen. Darum ist es wichtig ihr Auftreten und ihre Eigenschaften im Modell gut wiederzugeben.

Wie in Kapitel 2 beschrieben, wurde für diese Arbeit wieder ein fraktionaler Bedeckungsgrad in das Modell eingeführt und die Parametrisierung der Eiskernbildung in Zirren musste leicht verändert werden. Diese Änderungen beeinflussen die Eigenschaften der Zirren im Modell. Um diese einzuordnen, wurden der Bedeckungsgrad, der Eiswassergehalt sowie die Eispartikelanzahl der Zirren in diesem Kapitel mit Beobachtungsdaten verglichen.

4.1.1 Bedeckungsgrad

Der Bedeckungsgrad der Zirren oberhalb von 440 hPa wird mit Satellitendaten verglichen. Das CALIOP Lidar, ein aktives Fernerkundungsinstrument, startete 2006 auf der CALIPSO Plattform (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation) mit sonnen-synchroner Umlaufbahn (Chepfer et al., 2008, 2010). Der Bedeckungsgrad wurde aus den Messdaten verschiedener Spektralkanäle mithilfe eines Retrievals abgeleitet. In dieser Arbeit werden die Daten mit einer Auflösung von $2,5^\circ$ mal $2,5^\circ$ verwendet. Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Messdaten und den Modellergebnissen herzustellen, wurde die Implementierung des Satellitensimulators (COSP) (Bodas-Salcedo et al., 2011; Nam and Quaas, 2012) aus einer anderen Modellversion übertragen. Er simuliert während des Modelllaufs die Messungen des Satelliten mit anschließendem vergleichbarem Retrieval.

Abbildung 4.1a) zeigt die Messdaten von CALIPSO gemittelt von Juni 2006 bis Dezember 2010. Die Maxima der Zirrusbewölkung treten in den konvektiven Gebieten der Tropen über den Kontinenten und vor allem über Südostasien auf. Die Minima befinden sich in den Subtropen auf Höhe der Absinkbewegungen im nördlichen und südlichen Ast der Hadleyzirkulation. In diesen Gebieten ist die Luft sehr trocken. Entlang der Zugbahnen der Tiefdruckgebiete in den mittleren Breiten steigt der Bedeckungsgrad wieder an. Zudem wird die Bildung von Zirren durch orographisches Heben von Luftpaketen, wie über dem Himalaya, begünstigt. Zu den Polen hin nimmt die Zirrusbewölkung ab.

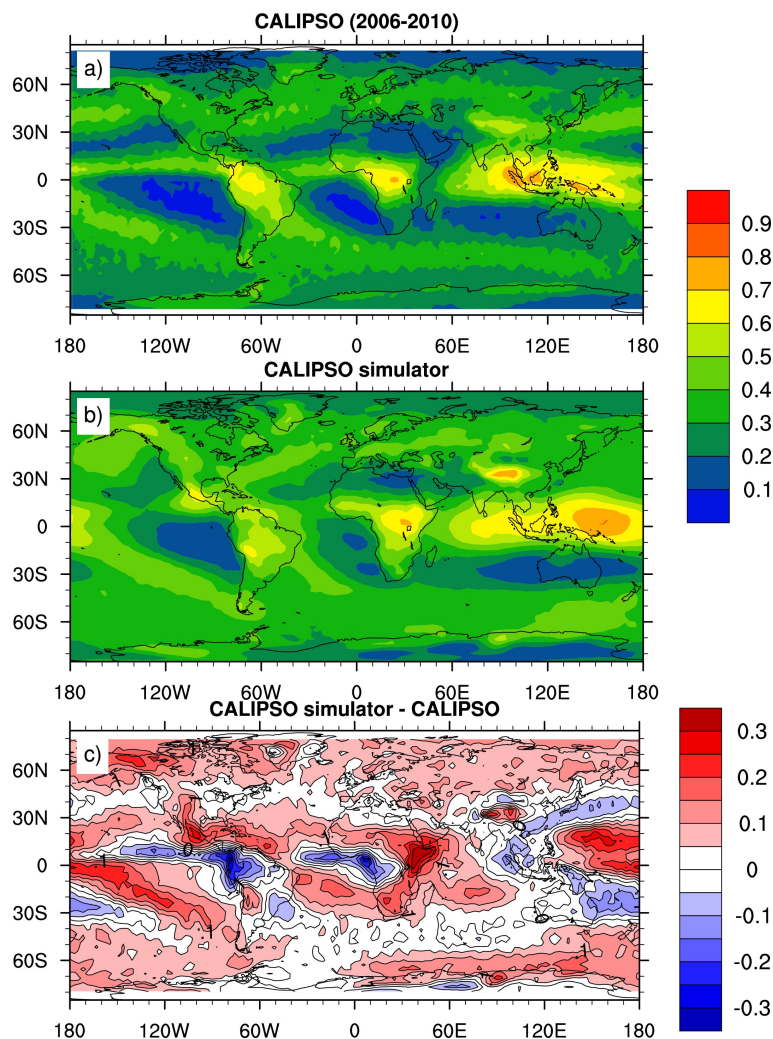


Abbildung 4.1: Vergleich des Zirrenbedeckungsgrades (oberhalb von 440 hPa) aus Satellitenmessdaten von CALIPSO (a) und den Modellergebnissen mittels des COSP Satellitensimulators (b). Teil c) zeigt die absolute Differenz des Satellitensimulators im Modell und den Satellitenmessungen.

Die Messdaten werden verglichen mit dem Jahresmittel aus dem Modell inklusive des Satellitensimulators COSP (Abb. 4.1b). Abb. 4.1c zeigt die direkte Differenz des Simulators und der Beobachtungen. Die generellen Muster wie die Maxima in den Tropen, die Minima in den Subtropen und die lokalen Maxima im Bereich der Stormtracks sind sehr gut getroffen. Die Maxima in den Tropen im Modell sind teilweise etwas verschoben und zu hoch. Dieses Problem ist auch in anderen Untersuchungen aufgetaucht (Nam and Quaas, 2012). Es liegt am Konvektionsschema, in welchem zum einen die Bildung von Wolkenambossen überschätzt wird und zum anderen der Verlust von Wolkenwasser durch Detrainment in unteren Schichten unterschätzt und damit zu viel Wolkenwasser nach oben transportiert wird (Nam and Quaas, 2012; Gehlot and Quaas, 2012). Wenn eine gitter-gemittelte Eisübersättigung im Modell zugelassen worden wäre und sich Zirren dann erst bei hohen Übersättigungen gebildet hätten, wäre besonders das Auftreten von Zirren in den Tropen reduziert (Tompkins et al., 2007). Das Minimum des Bedeckungsgrades in den Subtropen ist zu schwach ausgeprägt. Dies könnte ein Zeichen für eine zu schwache Hadleyzelle sein, welche von der niedrigen Auflösung kommen könnte. In den mittleren Breiten zeigt der Vergleich, dass die

Bedeckungsgrade von der Struktur her gut übereinstimmen, und im Modell nur teilweise etwas zu hoch sind. Der Abfall zu den Polen hin ist im Modell nicht stark genug wiedergegeben. Eine Begründung dafür wäre die im Mittel zu hoch liegende und zu feuchte Tropopause im Modell. Dadurch ist der Bereich für mögliche Zirrusbewölkung im Modell größer. Für die Anwendung des Modells in dieser Arbeit ist es besonders wichtig, die natürlichen Wolken im Hauptfluggebiet in den nördlichen Breiten gut wiederzugeben. Über Europa, den USA und dem nordatlantischen Flugkorridor ist die absolute Abweichung des Modells kleiner als 5% (Abb. 4.1c). Die Bedeutung der Pole ist eher gering, da dort wenig Flugverkehr herrscht und wenn Kondensstreifen entstehen, diese aufgrund der geringen Menge an auf Eiskristallen deponierbarem Wasserdampf optisch sehr dünn sind.

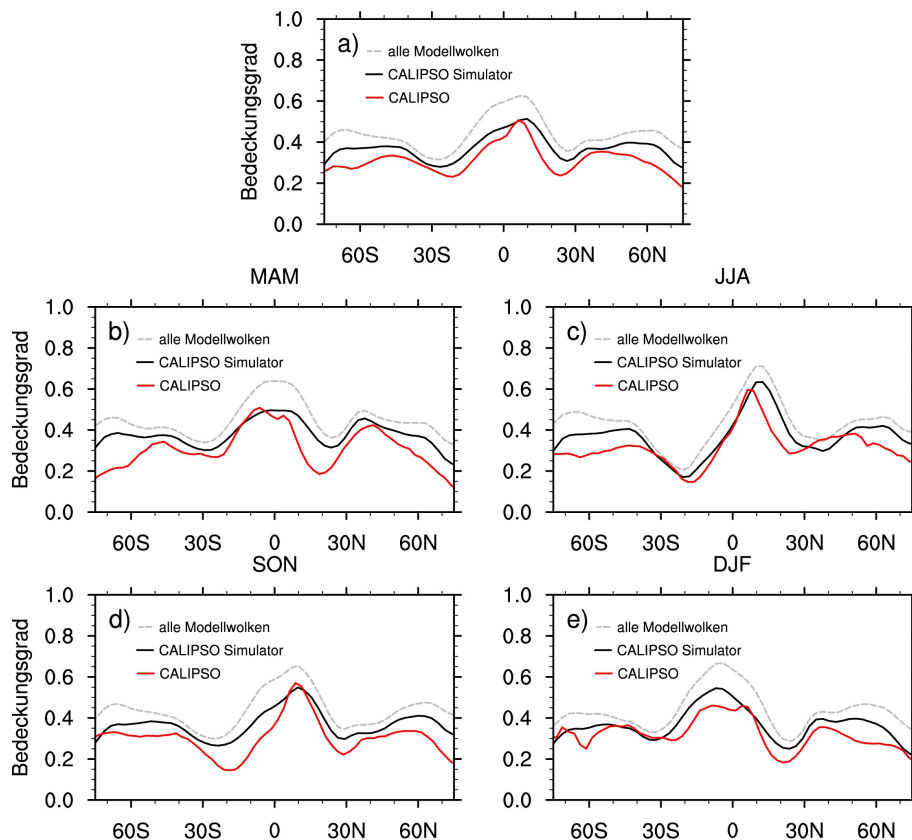


Abbildung 4.2: Zonales Mittel des Bedeckungsgrades oberhalb 440 hPa im Jahresmittel (a) und Nordfrühling (b), -sommer (c), -herbst (d) und -winter (e)

Der Vergleich des zonalen Jahresmittels (Abb. 4.2a) zeigt, dass das Maximum des Bedeckungsgrades oberhalb von 440 hPa in den Tropen liegt, wo durch hochreichende Konvektion in der mittleren bis oberen Troposphäre viel Feuchte zur Verfügung steht. Im Bereich der absinkenden Äste der Hadleyzelle in den Subtropen wird jeweils ein Minimum erreicht. Dann nimmt der Bedeckungsgrad im Gebiet der Stormtracks zu, um dann zu den Polen hin wieder abzunehmen.

Der Verlauf ist im Modell sehr gut wiedergegeben, doch die Variabilität des zonal gemittelten Bedeckungsgrades fällt etwas zu gering aus, und damit sind die Werte im Modell außerhalb der Tropen um bis zu 0.1 zu hoch. Auch dieser Trend stimmt mit den Ergebnissen aus Untersuchungen von Nam und Quaas (2012) überein. Es ist zu erkennen, dass der Satellitensimulator nicht alle Wolken im Modell wiedergibt, sondern die, von denen angenommen

wird, dass sie vom CALIOP Lidar gesehen werden würden (Abb. 4.2, hellgraue Linie). Die Aufteilung in die vier Jahreszeiten soll eine detailliertere Analyse der Abweichungen möglich machen (Abb. 4.2b-e). Es ist erkennbar, dass sich das mit der innertropischen Konvergenzzone verbundene Wolkenband je nach Jahreszeit nach Nord oder Süd verschiebt, doch im Modell teilweise etwas versetzt ist. Die Maxima in den Tropen sind außer im Nordwinter sehr gut wiedergegeben. Wie schon oben angemerkt, ist meist das Minimum in den Subtropen im Modell nicht in der nötigen Ausprägung vorhanden. Die Zirrusbewölkung zwischen 30° und 60° Nord und Süd ist in allen Jahreszeiten etwas zu hoch. Im Mittel ist die Zirrusbewölkung in fast allen Jahreszeiten an den Polen vermutlich wegen der zu hohen Tropopause zu hoch.

4.1.2 Eiswassergehalt

Der Eiswassergehalt von Zirren hat einen starken Einfluss auf die Strahlungseigenschaften von Zirren sowie auf das Wasserbudget in der oberen Troposphäre. Der Eiswassergehalt kann über mehrere Größenordnungen für verschiedene Zirruswolken variieren, in Abhängigkeit des Ursprungs der Wolke sowie des zur Verfügung stehenden Wassers. Der Temperaturbereich, in welchem Zirren vorkommen, ist groß. In den mittleren Breiten und in den polaren Regionen kann die Tropopausentemperatur bis ungefähr 200 K sinken. Die kältesten Temperaturen von bis zu etwa 185 K treten in der tropischen Tropopausenregion auf.

In diesem Kapitel wird der Eiswassergehalt mit In situ-Messungen während 52 Flügen in Zirren mit dem Jülicher Hygrometer FISH (Fast In Situ Stratospheric Hygrometer) verglichen. Eine detaillierte Beschreibung des Instruments ist in Zöger et al. (1999) zu finden.

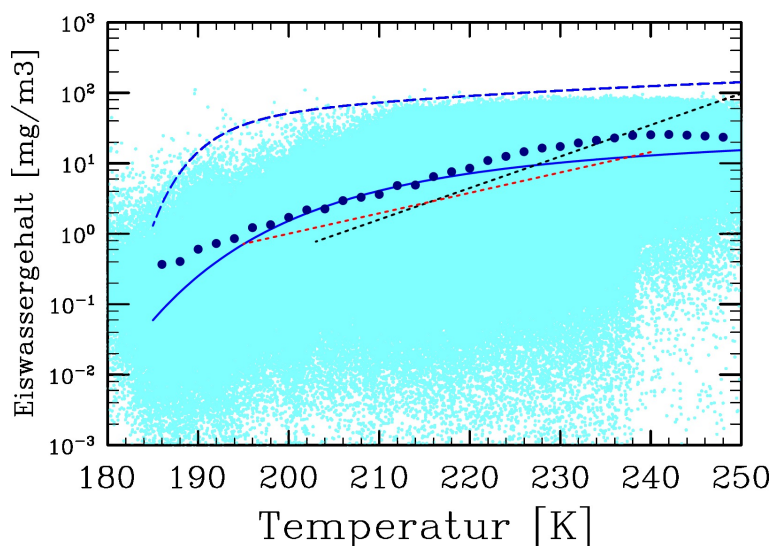


Abbildung 4.3: Eiswassergehalt über Temperatur im Modell (hellblaue Punkte) mit Mittelwerten aus 2K-Bins (dunkelblaue Punkte). Im Vergleich dazu Funktionen des Mittelwerts aus verschiedenen Messdaten abgeleitet (blaue Linie: Schiller et al. (2008), schwarz gestrichelte Linie: Schumann (2002), rot gestrichelte Linie: Wang and Sassen (2002); Kärcher and Voigt (2006)). Die blau gestrichelte Linie gibt das Maximum aus Schiller et al. (2008) an.

Die Daten wurden analysiert als Funktion der Temperatur im Bereich von 183-250 Kelvin (Schiller et al., 2008). Im Gegensatz zu vorherigen Studien wurde auch bei sehr niedrigen

Temperaturen, bis zu 183 Kelvin, gemessen. Der Mittelwert wurde für jeden 2K-Temperatur-Intervall berechnet und an eine Funktion der Form $10^{(ab^T+c)}$ angeglichen, um den starken Abfall des Eiswassergehalts bei kleinen Temperaturen zu approximieren (Abb. 4.3, durchgezogene blaue Linie). Der mittlere Eiswassergehalt steigt zwischen 185 und 250 Kelvin um zwei Größenordnungen von etwa 0.4 mg/m^3 bis 30 mg/m^3 . Bei höheren Temperaturen ist das zur Verfügung stehende Wasser und die Depositionsrate größer und somit auch der Eiswassergehalt in der Wolke.

Die Mittelwerte der Modelldaten, gemittelt in 2K-Intervallen, zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem gefitteten Mittelwert der FISH-Messungen (Abb. 4.3). Bei sehr niedrigen Temperaturen ist der Eiswassergehalt im Modell etwas höher, was möglicherweise daran liegt, dass nur wenige Messdaten zur Verfügung stehen. Bei einer exponentiellen Abhängigkeit wie sie in einer Studie, bei welcher Lidar- und Radarmessungen kombiniert wurden (Wang and Sassen, 2002), gewählt wurde, wäre der Abfall nicht ganz so stark. Die Werte bei höheren Temperaturen liegen zwischen den Funktionen der FISH-Messungen und der Studie von Schumann (2002). Es handelt sich um eine Abschätzung des potentiellen möglichen Eiswassergehalts, der aus MOSAIC-Feuchtemessungen abgeleitet wurde. Festzustellen ist, dass sich der Eiswassergehalt in Abhängigkeit der Temperatur im Modell auch über zwei Größenordnungen erstreckt und dabei im Bereich der aus Messungen abgeleiteten Angaben liegt. Im Rahmen der Variabilität in den Beobachtungsdaten stimmen die Modellwerte gut mit den Beobachtungsdaten überein.

Da in unterschiedlichen Regionen der Erde der Temperaturbereich sowie die Prozesse zur Zirrusbildung unterschiedlich sind, ist in Abbildung 4.4 eine Aufteilung in die verschiedenen Messbereiche aus Schiller et al. (2008) dargestellt. In der Arktis stimmen die aus den Modelldaten abgeleiteten Mittelwerte gut mit der aus den Messungen abgeleiteten Fitfunktion überein. Die Messungen fanden hauptsächlich bei niedrigen Temperaturen statt. Oberhalb von 230 Kelvin, wo die Abweichung zwischen Modell und Messungen größer ist, ist die Anzahl der Messdaten sehr gering. In den mittleren Breiten und den Tropen erscheint der Anstieg des Eiswassergehalts mit der Temperatur im Modell zu stark. In den mittleren Breiten ist die Übereinstimmung der Mittelwerte zwischen 200 und 210 Kelvin sehr gut, dann werden die Modellwerte im Vergleich zu den FISH-Messungen höher. Doch die rechte Seite der Abbildung 4.4, auf welcher die Ergebnisse aus Schiller et al. (2008) abgebildet sind, zeigt, dass in den mittleren Breiten weitere Messungen (Gayet et al., 2006) oberhalb der Funktion aus den FISH-Messungen liegen. In den Tropen ist die Übereinstimmung zwischen etwa 195 und 210 Kelvin sehr gut. Oberhalb und unterhalb davon sind die Modellwerte zu hoch. Durch die Aufteilung in die verschiedenen geographischen Bereiche zeigt sich, dass die starken Abweichungen im globalen Mittel (Abb. 4.3) bei Temperaturen unterhalb von etwa 195 Kelvin nur aus den Unterschieden im Bereich der Tropen resultiert. Wie schon in Kapitel 4.1.1 beschrieben, wird durch das Konvektionsschema der Verlust von Wolkenwasser durch Detrainment in unteren Schichten unterschätzt und dadurch zu viel Wolkenwasser nach oben transportiert (Nam and Quaas, 2012; Gehlot and Quaas, 2012). Dies könnte dazu führen, dass die Zirren nahe der tropischen Tropopause im Modell zu viel Eiswassergehalt haben.

4.1.3 Eispartikelanzahl

In den Flugzeugmesskampagnen SPARTICUS (Small Particles In Cirrus) und NASA MACPEX (Midlatitude Cirrus Properties Experiment) wurden im Zentrum und südlichen Zentrum der USA Eispartikelkonzentrationen in Zirren gemessen (Jensen et al., 2013). Insgesamt

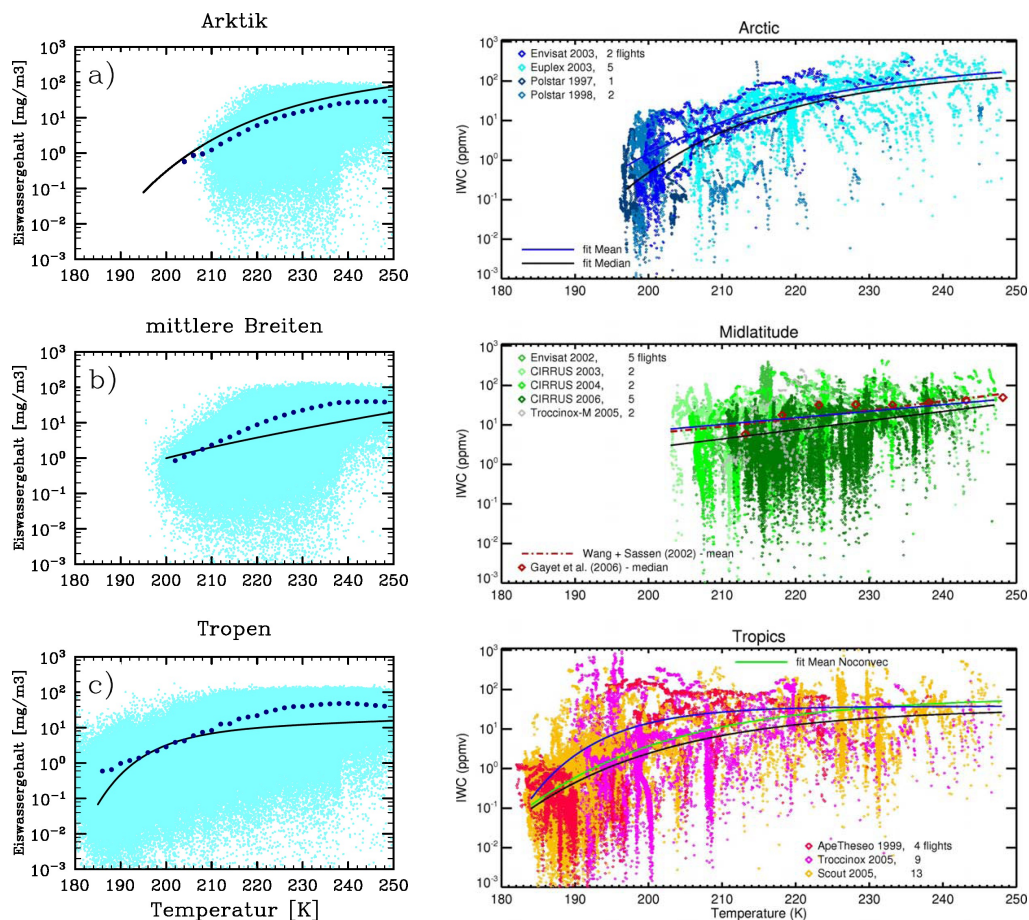


Abbildung 4.4: Linke Seite: Eiszugehalt in $[\text{mg}/\text{m}^3]$ über der Temperatur im Modell (hellblaue Punkte) mit Mittelwerten aus 2K-Bins (dunkelblaue Punkte) im Vergleich mit einer Funktion des Mittelwerts (schwarze Linie, entspricht blauer Linie auf rechter Seite) aus Flugzeugmessungen aufgeteilt auf verschiedene geographische Bereiche. Rechte Seite: Zugehörige Abbildung aus Schiller et al. (2008) mit Messdaten in $[\text{ppmv}]$ (blaue, grüne und rote Punkte) und deren Funktion des Mittelwerts (blaue Linie). In den mittleren Breiten sind zusätzlich Ergebnisse zwei anderer Messstudien eingezeichnet.

wurde 45 Stunden in Zirren geflogen. Es wurden Zirren vermessen, die durch zwei Hauptmechanismen gebildet wurden: Auftrieb feuchter Luft durch synoptische Systeme sowie im Outflow von hochreichender Konvektion. Es gab Schwierigkeiten bei älteren Messungen wegen des Auftretens von Shattering, bei welchem große Partikel am Einlass des Flugzeugs vor der Messung zu vielen kleinen Partikeln zerbrachen (Korolev et al., 2011). Um diesen Effekt zu minimieren, wurde ein neues Messinstrument entwickelt, sowie auch ein Postprozessing-Verfahren, dass die Ankunftsrate der Partikel bestimmt, und somit Partikelanzahlen, die durch Shattering entstehen, aus der Statistik zu entfernen (Jensen et al., 2013). Um sicher zu gehen wurden aus dem gleichen Grund auch die Messdaten im Größenbereich von 5 - 15 μm entfernt.

Die Messflüge fanden in den Monaten März, April, Mai und Juni statt. Das Messgebiet erstreckt sich von 85 bis 109° W und 26 bis 42° N über den USA in einer Höhe von 6.5 bis 15 Kilometer. Die Werte für die Modellstatistik wurden auch auf diesen geographischen und zeitlichen Bereich begrenzt.

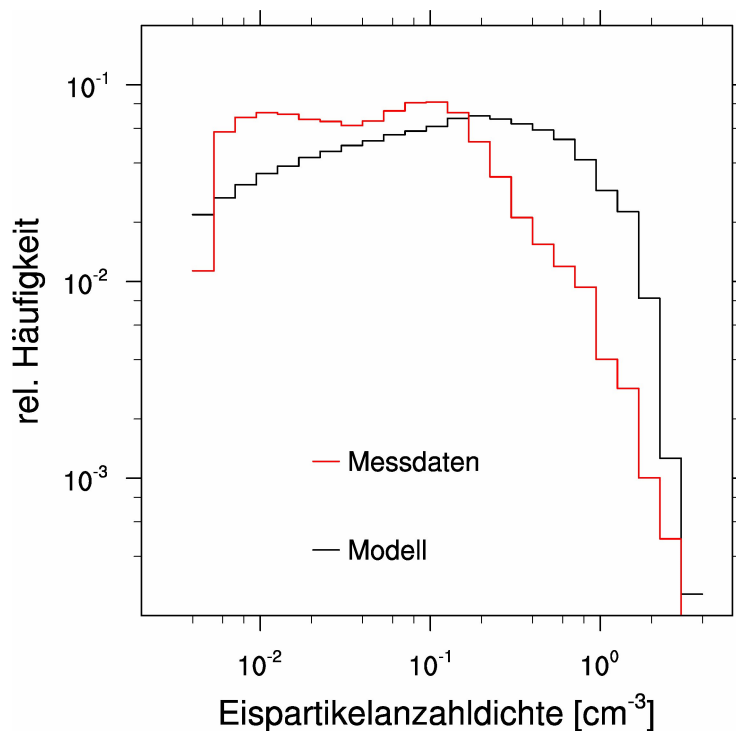


Abbildung 4.5: Relative Häufigkeit der Eispartikelanzahldichte im Modell im Vergleich mit Flugzeugmessdaten (Jensen et al., 2013) mit einem unteren Grenzwert von 5 pro Liter

Der Vergleich (Abb. 4.5) zeigt, dass im Modell die Häufigkeit kleinerer Eispartikelanzahlen seltener ist, wohingegen hohe Partikelanzahlen öfter auftreten. Folgende Aspekte müssen in diesen Vergleich miteinbezogen werden. Im Modell kann die Mittelung über große Gitterboxen das Ergebnis verfälschen. Die dynamischen Antriebe, die im Modell die Anzahl der sich bildenden Eispartikel bestimmen, können fehlerhaft sein. In dieser Modellversion ist nur die homogene und nicht zusätzlich heterogene Eisnukleation parametrisiert.

Im Modell sind alle Werte als Mittelwerte für eine gesamte Gitterbox angegeben und repräsentieren damit mehrere Wolken in einem Modell. Im Gegensatz dazu können die Messungen in verschiedenen Bereichen einer einzelnen Wolke stattfinden. Der Modellwert repräsentiert somit ein Mittel aus mehreren Wolken in verschiedenen Entwicklungsstadien, während bei einer Flugzeugmessung einzelne Entwicklungsstadien vermessen werden können. Große Eispartikelanzahldichten können nur bei der Bildung in Zusammenhang mit hohen Kühlraten gemessen werden. Sind die Zirren, in denen viele neue Eispartikel gebildet werden, sehr kleinräumig, werden diese Fälle in Flugzeugmessungen unterrepräsentiert. Ist der Antrieb bei der Bildung weniger stark oder wird in schon gealterten oder sich gerade auflösenden Zirren gemessen, ist die Partikelanzahldichte geringer. Im Modell wird über Bereiche gemittelt, in denen Zirren gerade mit großen Anzahldichten entstehen und anderen Gebieten, in denen ältere Zirren, die durch Verlustprozesse wie Sedimentation geringere Anzahldichten vorweisen, gemittelt. Im Modell dominieren möglicherweise die Regionen, in denen Bildung von Eispartikeln stattfindet, und heben damit den gemittelten Wert an. Da es selten Zeitschritte gibt, in denen nur sich auflösende Zirren in einer Gitterbox vorkommen, treten niedrigere Werte im Modell seltener auf.

Die Vertikalgeschwindigkeit als Antrieb für die Eisnukleation variiert natürlicherweise räumlich auf sehr kleinen Skalen. Da auch hier im Modell nur ein Wert pro Gitterbox in die

Parametrisierung einfließt, kann es zu Abweichungen zwischen Modell und Messungen kommen. Zusätzlich kann der TKE-Antrieb möglicherweise für mittlere Eispartikelanzahldichten gut eingestellt sein, aber sonst durch ein falsches Spektrum falsche Werte liefern. In diesem Bereich besteht auf jeden Fall Verbesserungsbedarf in der Modellentwicklung, würde aber im Zuge dieser Doktorarbeit zu weit führen.

Desweiteren kann im Modell nicht der Beitrag der Konvektion zur Nukleation der Eispartikel gesondert betrachtet werden. Somit ist nicht untersucht, ob möglicherweise die Darstellung der Konvektion im Modell zu einer zu hohen Eispartikelanzahldichte führt.

Eine weitere mögliche Erklärung für die Unterschiede von Modell und Messdaten ist die fehlende Parametrisierung der heterogenen Nukleation im Modell. Da diese früher eintritt als die homogene Nukleation, weniger Eispartikel bildet und die weitere Bildung durch die dann fehlende Feuchte hemmt, würde dadurch eine geringere Eispartikelanzahldichte auftreten. Eine Parametrisierung der Eiskernbildung, die auch die heterogene Nukleation berücksichtigt, wurde schon entwickelt und in ECHAM5 implementiert (Kärcher et al., 2006; Hendricks et al., 2011), stand aber zu Beginn dieser Arbeit noch nicht in einer geeigneten Modellversion zur Verfügung.

4.2 Eisübersättigung

Das Auftreten von Eisübersättigung ist die Voraussetzung dafür, dass Kondensstreifen bestehen bleiben und sich zu Kondensstreifenzirren entwickeln. Es ist also hinsichtlich der Modellierung von Kondensstreifenzirren besonders wichtig, die simulierte Eisübersättigungsfrequenz zu überprüfen. In Kapitel 3.1.1 wurde die Parametrisierung der Eisübersättigung im Modell nach Burkhardt et al. (2008) beschrieben. Für ECHAM4 wurden bereits zur Validierung Satellitendaten von AIRS (Atmospheric InfraRed Sounder) in Verbindung mit MOZAIC-Daten (Measurements of Ozone and water vapour by Airbus in-service aircraft experiment) herangezogen (Lamquin et al., 2012). An Bord des NASA Aqua Satellits misst AIRS seit Mai 2002 jeweils um 01:30 und 13:30 Ortszeit. Die untere Messgrenze liegt bei 10-20 ppmv Feuchte. Die bereitgestellte Klimatologie besteht aus Daten der Jahre 2003-2009. Da in ECHAM5 durch die leicht erhöhte Auflösung gegenüber ECHAM4 die Parametrisierung angepasst werden musste, sollen die neuen Ergebnisse erneut mit den Satellitendaten verglichen werden.

Abbildung 4.6 zeigt den Vergleich der Modellergebnisse und der Satellitendaten für fünf verschiedene Schichten, die ungefähr zwei Kilometer dick sind. Die Eisübersättigungsfrequenz wurde dabei wie beim Bedeckungsgrad mit dem Maximum-Random-Overlap berechnet. In direkt benachbarten Modellschichten überlappen die eisübersättigten Gebiete maximal, während bei entfernteren Modellschichten der Überlapp zufallsbedingt bestimmt wird.

In der Schicht von 100 bis 150 hPa beschränken sich die eisübersättigten Gebiete auf die innertropische Konvergenzzone. Die Maxima sind vor allem über den Landmassen zu finden - über dem Amazonasbecken, über Zentralafrika und über der indonesischen Inselgruppe. Hier wird in den konvektiven Systemen durch den starken Auftrieb viel Feuchtigkeit in die Höhe transportiert. Dieses Muster ist im Modell sehr gut wiedergegeben, nur die schmälere Bänder über dem tropischen Atlantik und Pazifik sind etwas überschätzt, was an der niedrigeren Modellauflösung liegen kann. In den Subtropen nimmt das Auftreten von eisübersättigten Gebieten in Richtung der Pole stark ab. In dieser Höhe befindet sich ab den Subtropen schon die Stratosphäre, in welcher aufgrund der niedrigen spezifischen Feuchte

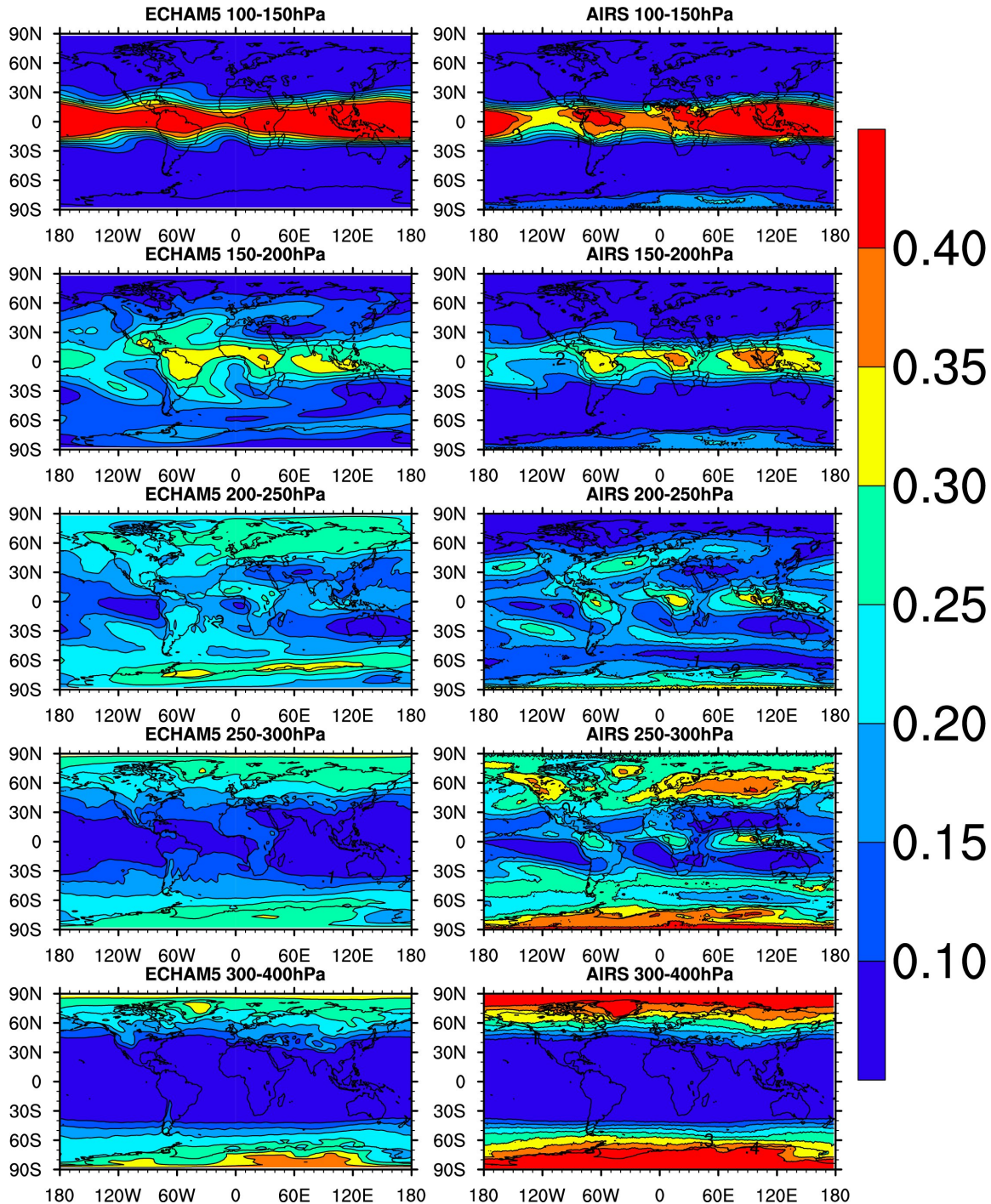


Abbildung 4.6: Vergleich der Eisübersättigungsfrequenz in ECHAM5 mit AIRS Satellitenmessungen (Lamquin et al., 2012) in verschiedenen Höhenbereichen

kaum eisübersättigte Gebiete auftreten. Mit Abnahme der Höhe nimmt die Häufigkeit der Eisübersättigung in der innertropischen Konvergenzzone ab. Sobald auch in den Extratropen die Tropopause unterschritten ist, tritt Eisübersättigung in Gebieten der Zyklonenzugbahnen auf. Hier kann entlang von Warm- und Kaltfronten großräumig feuchte Luft aufsteigen bzw. adiabatisch gehoben werden. Ein Anstieg von Feuchte ermöglicht dann das Auftreten von Eisübersättigung. In der Schicht von 200 bis 250 hPa ist die Häufigkeit von Eisübersät-

tigung in polaren Regionen wesentlich größer als die Messdaten anzeigen. Dies kann damit begründet werden, dass die Tropopause in den Extratropen im Modell im Mittel zu hoch liegt. Das bedeutet, der Satellit misst in der trockenen Stratosphäre, die Druckschicht im Modell befindet sich aber häufiger in der feuchteren Troposphäre. Die fehlerhafte Tropopausenhöhe hängt mit dem Cold Bias in der Stratosphäre zusammen (Roeckner et al., 2006), wie es in vielen globalen Modellen zu beobachten ist. Im Vergleich zu ECHAM4 (Lamquin et al., 2012), sind die neuen Ergebnisse den Messdaten näher. Zu hohe Temperaturen in den Tropen und Subtropen unterhalb von 300 hPa beschränken die eisübersättigten Gebiete auf Extratropen. Im Modell wird die Häufigkeit in dieser Höhe in den polaren Gebieten aber auch in den mittleren Breiten unterschätzt. Dies wird zu einer leichten Unterschätzung der Kondensstreifenzirrenbedeckung führen, da dort aber kaum Flugverkehr stattfindet, hat das wenig Auswirkung auf die Modellergebnisse. Trotzdem ist noch mehr Forschung notwendig, um das Feuchtebudget und die Meteorologie der oberen Troposphäre im Klimamodell zu verbessern.

4.3 Kondensstreifenzirren

Ergebnisse der implementierten Parametrisierung von Kondensstreifenzirren werden in diesem Kapitel mit Beobachtungsdaten verglichen. Wie schon mit der Parametrisierung in ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2009) wird der Jahresgang des Bedeckungsgrades in verschiedenen geographischen Gebieten mit Satellitendaten verglichen (Kap.4.3.1). Im Vergleich zu früher ist ein einheitlicher Datensatz, der die gesamte Nordhalbkugel abdeckt, hinzugekommen (Duda et al., 2013).

Im Gegensatz zu Studien mit ECHAM4 können nun weitere Validierungen der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften aufgrund der erweiterten Mikrophysik im Modell durchgeführt werden. Lokale Messungen haben gezeigt, dass es eine große Variabilität in der Eispartikelform, der Eispartikelgröße, dem Eiswassergehalt und der optischer Dicke gibt. Es wurde eine starke Abhängigkeit dieser Eigenschaften vom Alter der Kondensstreifenzirren, von der Temperatur und der Feuchte in der Umgebung und des atmosphärischen Hintergrundaerosols gefunden (Gayet et al., 1996; Schröder et al., 2000).

Liegen die Ergebnisse im Bereich der Messergebnisse, kann daraus eine vertrauenswürdige Berechnung der Strahlungseigenschaften von Kondensstreifenzirren, welche zum großen Teil von der optischen Dicke bestimmt werden, folgen. Diese ist wiederum abhängig vom Eiswasserpfad sowie der Größe und Form der Eispartikel. In Kapitel 4.3.2 ist die Temperaturabhängigkeit vom Eiswassergehalt im Vergleich mit Flugzeugmessdaten dargestellt. Die Mittelwerte der Größe der Eispartikelanzahl und der optischen Dicke wurden mit Satellitendaten und Flugzeugmessungen verglichen (Kap. 4.3.3).

4.3.1 Bedeckungsgrad

Der jahreszeitliche Zyklus von Kondensstreifenzirren wird in diesem Kapitel mit Auswertungen von verschiedenen Satellitendaten über Europa (Meyer et al., 2002), den USA (Pallikonda et al., 2005), dem Nordostpazifik (Minnis et al., 2005), Japan (Meyer et al., 2007), Thailand (Meyer et al., 2007) und der gesamten Nordhalbkugel (Duda et al., 2013) verglichen. Die Begrenzung der räumlichen Gebiete ist an die Angaben der verschiedenen Quellen

der Messergebnisse angeglichen. Als Grundlage dieser Studien wurde ein Kondensstreifenkennungsalgorithmus (Mannstein et al., 1999) verwendet, der auf die Linienförmigkeit der Kondensstreifen als morphologisches Identifikationskriterium angewiesen ist. Es sind keine älteren Kondensstreifenzirren, welche durch Diffusion und Scherung ihre Linienförmigkeit verloren haben, in den Studien enthalten. Aus diesem Grund werden, wie schon in Burkhardt and Kärcher (2009), nur bis zu fünf Stunden alte Kondensstreifenzirren aus dem Modell in die Auswertung miteinbezogen. Es wird angenommen, dass bis zu diesem Alter die Kondensstreifenzirren größtenteils linienförmig bleiben.

Die Beobachtungen von Kondensstreifen auf Satellitenbildern hängt unter anderem vom Kontrast zur Umgebung ab. Dieser ergibt sich aus der optischen Dicke des Kondensstreifens, der geometrischen Ausdehnung, dem Vorkommen natürlicher Wolken und dem Untergrund. Ist die optische Dicke zu gering, ist der Kondensstreifen in den Messungen nicht erkennbar. Von sichtbaren Kondensstreifen wird gesprochen, wenn diese eine optische Dicke größer 0.02 haben (Ponater et al., 2002). Die Studie von Kärcher et al. (2009) geht davon aus, dass für Satellitenbeobachtungen über den USA sogar nur Kondensstreifen mit einer optischen Dicke größer 0.05 erkennbar sind. Also wurde für den Vergleich die Modelldaten zusätzlich mit diesen beiden Grenzwerten diagnostiziert.

Es gibt eine Reihe genereller Probleme beim Vergleich der Bedeckungsgrade aus dem Modell mit Satellitendaten. Die existierenden Datensätze aus Satellitendaten sind sehr klein, was durch die hohe interannuelle Variabilität des Bedeckungsgrads der linienförmigen Kondensstreifenzirren, wie sie im Modell (Burkhardt and Kärcher, 2009) und möglicherweise dann auch in der Natur vorkommen, zu Fehlern führen kann. Außerdem ist der Anteil an Kondensstreifenzirren, die durch die Satelliten erkannt werden, nur ein Bruchteil der wirklich existierenden Kondensstreifenzirren. Es werden nur die erkannt, die eine optische Dicke größer 0.05 haben, der Kontrast zum Untergrund muss groß genug sein und bei zunehmender Überlappung geht das Muster der Linienförmigkeit verloren. Zu guter Letzt muss bei der Auswertung der Satellitendaten zwischen einer geringen Fehldetektion und einer hohen Detektionseffizienz abgewogen werden. Das eine führt häufig zu Einbußen auf beiden Seiten. In einer Studie wurde festgestellt, dass der automatische Detektionsalgorithmus in Satellitenbildern weniger als die Hälfte der vorhandenen linienförmigen Kondensstreifenzirren erkennt (Mannstein et al., 2010).

Für die Region über Westeuropa (40° - 56° N und 10° W- 23° O) wurde aus den Daten eines hochauflösenden multispektralen Sensors (AVHRR) mithilfe eines operationellen Detektionsalgorithmus der durchschnittliche Bedeckungsgrad von linienförmigen Kondensstreifen während zwei Jahren ab März 1995 bestimmt (Meyer et al., 2002). Der modellierte Bedeckungsgrad ist etwas zu hoch im Vergleich mit den Satellitendaten, auch wenn die Grenzwerte für die optische Dicke miteinbezogen werden. Der Jahresgang ist aber sehr gut wiedergegeben (Abb. 4.7). Im Sommer ist der potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad wegen der höheren Temperaturen kleiner, weshalb sich weniger Kondensstreifen bilden. Auf der anderen Seite steht im Sommer mehr Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung, wodurch die optische Dicke der Kondensstreifen zirren zunimmt. Aus diesem Grund ist der Anteil optisch dicker Kondensstreifen zirren im Sommer höher.

Der für den Vergleich verwendete Bedeckungsgrad über den USA (25° - 55° N und 65° - 130° W) stammt ebenfalls von einem AVHRR-Sensor (Palikonda et al., 2005). Da polarumlaufende Satelliten ein zeitlich begrenztes Sampling der Daten haben, hängt das Ergebnis ihrer Auswertung vom Tagesmuster des Flugverkehrs ab. Um dies zu korrigieren, wurden die Ergebnisse durch eine Anpassung an den Tagesgang des Flugverkehrs nachträglich angepasst. Für diese Korrektur wurde dann nochmals eine Reduzierung von 40 Prozent empfohlen. Die

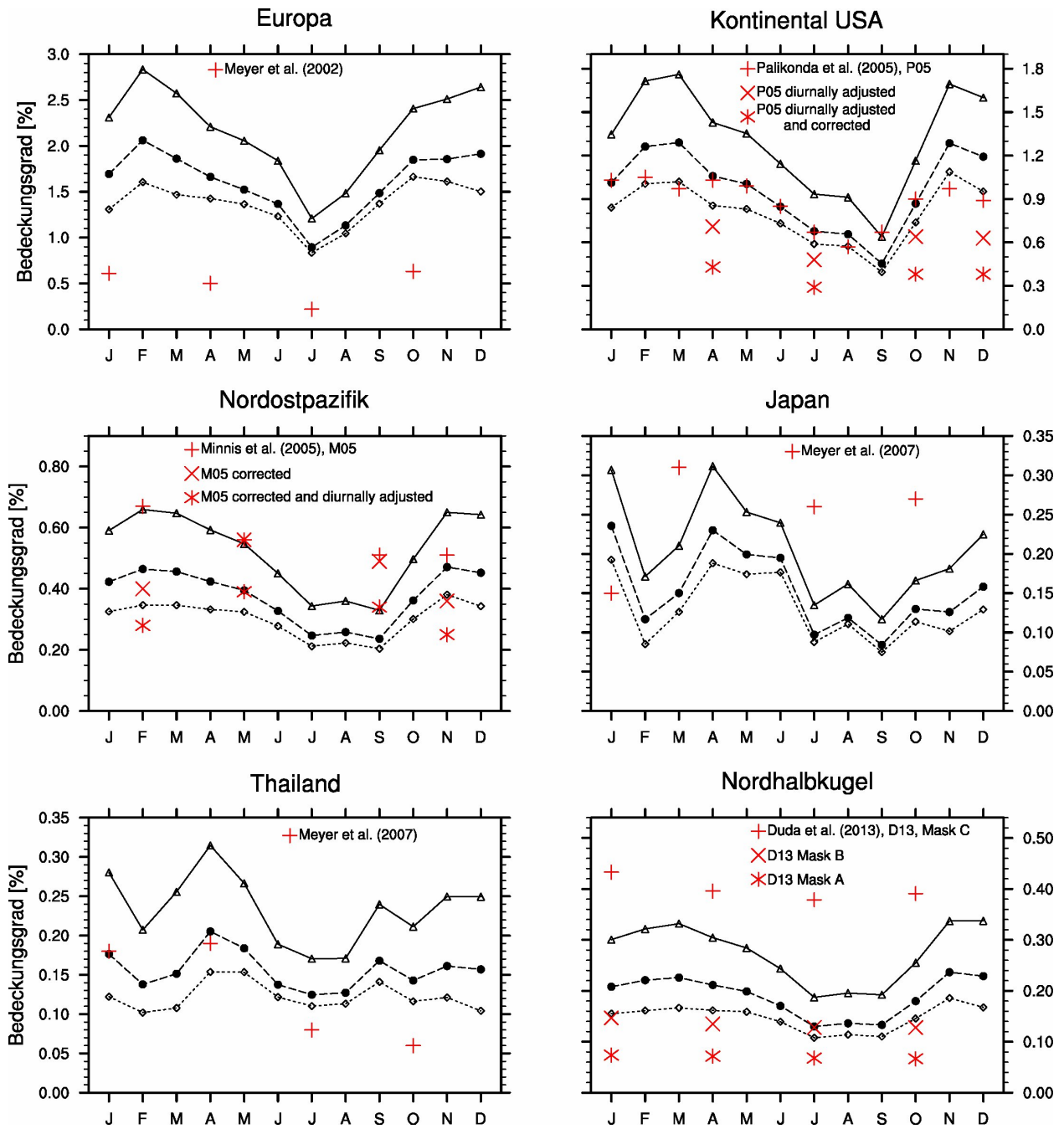


Abbildung 4.7: Jahresgang des Bedeckungsgrades von linienförmigen Kondensstreifen (durchgezogene Linie mit Dreiecken), mit optischer Dicke größer 0.02 (gestrichelte Linie mit Kreisen) und mit optischer Dicke größer 0.05 (gepunktete Linie mit Rauten), im Vergleich mit Auswertungen von Satellitendaten unterschiedlicher Quellen

korrigierten Daten sind etwas niedriger als die Modellergebnisse für Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer 0.05 (Abb. 4.7).

Außerhalb der USA, dem Nordatlantik und Europa ist die Qualität der Flugverkehrsdaten aus dem AERO2k-Kataster geringer. Es wurden keine Radardaten der aktuellen Flugbewegungen verwendet, sondern aus Listen geplanter Flüge. Mit der Annahme der kürzesten Flugrouten wurden die Flugbewegungen berechnet. Nicht gelistete Flüge, wie zum Beispiel militärische und nicht-kommerzielle Flüge sowie Abweichungen der Flugrouten von den Groß-

kreisen sind in diesen Berechnungen nicht enthalten. Daraus folgt eine Unterschätzung der Flugverkehrsdichte. Des Weiteren sind teilweise falsche Flughöhen im Kataster angegeben, was zu einer geringeren Kondensstreifenbedeckung führt (Burkhardt and Kärcher, 2009).

Für den Nordostpazifik (25° - 55° N und 120° - 150° W) wurden aus vier einzelnen Monaten der Jahre 2002 und 2003 mit einem automatischen Detektionsalgorithmus der Bedeckungsgrad von linienförmigen Kondensstreifen aus AVHRR-Daten bestimmt (Minnis et al., 2005). Anschließend wurde durch die visuelle Bewertung eines Tages pro Monat der monatliche Wert korrigiert. Der Jahresgang hat sich durch diesen Schritt umgedreht. Da Kondensstreifen über dem Ozean auf Satellitenbildern durch den höheren Kontrast besser detektierbar sind, sind mehr optisch dünnere Kondensstreifen in den Auswertungen enthalten als über Land. Dass aber im Vergleich der Bedeckungsgrad der Kondensstreifen mit einem Grenzwert für die optische Dicke im Modell teilweise kleiner als die Auswertung der Satellitendaten ist, kann wiederum am Flugkataster liegen (Abb. 4.7). Mit der Annahme, die Flugbewegung finde entlang der Großkreise statt, befindet sich der Flugverkehr im Nordpazifik hauptsächlich nördlich des von Minnis et al. (2005) bestimmten Gebietes. Ist die tatsächliche Flugbewegung etwas nach Süden verlegt, würde dies die Flugverkehrsdichte und den Bedeckungsgrad im analysierten Gebiet stark beeinflussen.

Für Japan (30° - 48° N und 126° - 148° O) und Thailand (0° - 25° N und 90° - 122° O) wurde aus einigen hundert Satellitenbildern des Fernerkundungssensors AVHRR aus vier Monaten des Jahres 1998 mit einem automatischen Detektionsalgorithmus der Bedeckungsgrad abgeleitet (Meyer et al., 2007). Über Japan ist der Bedeckungsgrad linienförmiger Kondensstreifen im Sommer und Herbst im Modell quantitativ weit unterschätzt (Abb. 4.7). Da der Bedeckungsgrad von Kondensstreifen sowie der potentielle Bedeckungsgrad zu dieser Zeit größer ist, muss es daran liegen, dass der Flugverkehr im AERO2k-Kataster stark unterschätzt wird. Über Thailand stimmen die Werte im Winter und Frühling gut überein. Im Sommer und Herbst sind die Bedeckungsgrade etwas kleiner (Abb. 4.7).

Im Vergleich zur vorherigen Parametrisierung in ECHAM4 ist der Bedeckungsgrad der fünf Stunden alten Kondensstreifen über Europa, den USA und dem Nordostpazifik größer. Der Anteil der optisch dickeren Kondensstreifen, und damit auch der absolute Wert deren Bedeckungsgrades, ist größer. Dieser war in ECHAM4 im Vergleich mit den Beobachtungsdaten zu klein und zeigte einen zu geringen Jahresgang. Die Ergebnisse für Japan und Thailand stimmen in beiden Parametrisierungen gut überein (Burkhardt and Kärcher, 2009).

Der letzte Vergleich des Bedeckungsgrades linearer Kondensstreifen bezieht sich auf die gesamte Nordhalbkugel. Es wurden Messdaten eines Radiospektrometers mittlerer Auflösung (MODIS), welches auf dem Aqua-Satellit mitfliegt, aus dem Jahr 2006 ausgewertet (Duda et al., 2013). Der automatische Detektionsalgorithmus (Mannstein et al., 1999) wurde weiterentwickelt und mit Flugbewegungsdaten zur Reduktion von Falscherkennungen abgeglichen. Dazu wurden drei Masken mit unterschiedlicher Strenge des verwendeten Linearitätskriteriums entwickelt. Maske A hat die geringste Sensitivität, detektiert damit am wenigsten Kondensstreifen, hat aber auch die kleinste Fehlerquote. Maske C hat die größte Sensitivität, detektiert am meisten Kondensstreifen und hat die höchste Fehlerquote. Maske B liegt dazwischen. Basierend auf visueller Überprüfung wurde der Bedeckungsgrad, der aus Maske B resultiert, als der genaueste angenommen (Duda et al., 2013). Vorteil dieser Daten ist eine einheitliche Auswertung des gleichen Satellitenprodukts für die gesamte Nordhalbkugel, auf welcher der größte Anteil (93%) an Flugverkehr stattfindet. Die Modellergebnisse liegen im Bereich der von den drei verschiedenen Masken aufgespannt wird (Abb. 4.7). Die Werte des Bedeckungsgrades der Maske B liegen zwischen der Linie der sichtbaren jungen Kondens-

streifen mit optischer Dicke 0.02 und 0.05. Der leichte Jahresgang stimmt sehr gut überein. Regional aufgelöst wird sichtbar, dass in den Satellitendaten das Maximum des Bedeckungsgrades über dem Atlantik liegt. In den Modelldaten sind die Maxima über Mitteleuropa und den USA, wo die Flugverkehrsdichte am höchsten ist (Duda et al., 2013). Der Kontrast zwischen Untergrund und Kondensstreifen ist über dem dunklen Ozean größer, was ein Grund dafür sein kann, dass hier mehr Kondensstreifen in den Satellitenbildern detektiert werden. Außerdem ist durch die nahezu parallel verlaufenden Flugstrecken der Überlapp von Kondensstreifen geringer und damit gibt es weniger Probleme bei der Erkennung von linienförmigen Kondensstreifen durch den automatischen Detektionsalgorithmus.

4.3.2 Eiswassergehalt

Der Eiswassergehalt in Kondensstreifen hängt wie bei natürlichen Zirren von der Temperatur und der Feuchte in der Umgebung, vom Auftrieb sowie von der Lebenszeit der Kondensstreifen ab. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit des Sättigungsdampfdrucks steigt der Eiswassergehalt annähernd exponentiell mit der Temperatur.

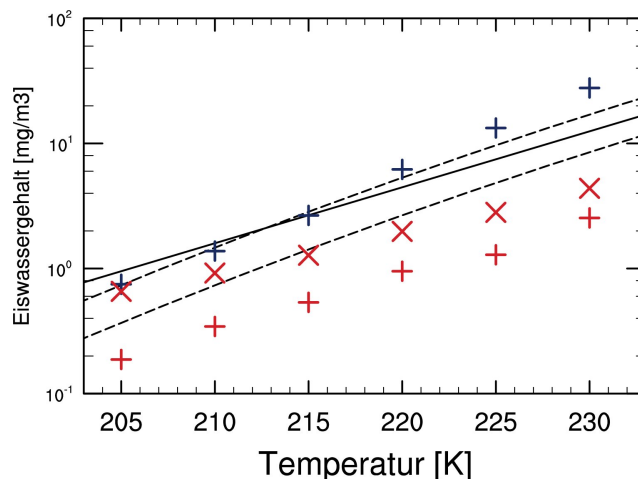


Abbildung 4.8: Mittelwerte der Abhängigkeit des Eiswassergehalts der Kondensstreifenzirren aller Altersklassen (rot) im Gesamten (Pluszeichen) und mit einer optischen Dicke größer 0.05 (Kreuz) in 240 hPa im Modell aus 5K-Bins. Im Vergleich dazu Messdaten der abgeleiteten funktionalen Abhängigkeiten des potentiellen Eiswassergehalts von Kondensstreifenzirren aus Schumann (2002) (durchgezogene Linie) und aus Heymsfield et al. (2010) für eine relative Feuchte von 110%, 120% und 140% (gestrichelte Linien). Zusätzlich sind die Modellergebnisse der natürlichen Zirren in 240 hPa eingezeichnet (blaue Pluszeichen).

Aus Feuchtemessungen über neun Jahre hinweg an Bord von Linienflugzeugen während der MOZAIC-Kampagne (Gierens et al., 1999) wurde ein potentieller Eiswassergehalt für Zirren abgeleitet (Schumann, 2002). Der potentielle Eiswassergehalt ist die Differenz zwischen der absoluten Feuchte und der Sättigungsfeuchte, wenn die Luft übersättigt ist. Die durchgezogene schwarze Linie in Abb. 4.8 zeigt die exponentielle Abhängigkeit des potentiellen Eiswassergehalts von der Temperatur. Ein Vergleich mit Messungen in Kondensstreifenzirren zeigte gute Übereinstimmungen (Schumann, 2002). Eine weitere Studie zeigt den potentiellen Eiswassergehalt in Abhängigkeit der relativen Feuchte (Heymsfield et al., 2010).

Es zeigt sich, dass die Steigung des Eiswassergehalts der Kondensstreifenzirren aller Altersklassen mit der Temperatur gut wiedergegeben ist. Die Höhe des Eiswassergehalts ist im

Modell im Vergleich mit den aus Messdaten abgeleiteten Abhängigkeiten niedriger. Dies stimmt aus den drei folgenden Gründen mit den Erwartungen überein. Im Modell wird nur der Anstieg am Bedeckungsgrad durch Kondensstreifenzirren simuliert (Kap. 3.1.1). Steigt die Feuchte so hoch, dass natürliche Zirren entstehen können, werden diese anstelle der auch schon existierenden Kondensstreifenzirren gebildet. Zusätzlich haben Kondensstreifenzirren den maximalen Bedeckungsgrad in den mittleren Breiten (Abb. 5.4), während natürliche Zirren dieses in den feuchteren Tropen haben (Abb. 4.1), wo der Eiswassergehalt höhere Werte erreicht. Daraus folgt, dass der Eiswassergehalt in den natürlichen Zirren (Abb. 4.8, dunkelblaue Pluszeichen) höher als in den Kondensstreifenzirren und im Bereich der Messungen liegt. Ein weiterer Grund, dass der Eiswassergehalt der Kondensstreifenzirren im Modell kleiner ist als die potentiellen Eiswassergehalte, die aus den Messungen abgeleitet wurden, ist, dass durch die Änderung der Depositionsparametrisierung (Kap. 3.2.4) im Modell nicht unbedingt die komplette Übersättigung innerhalb der Kondensstreifenzirren abgebaut wird.

Der Vergleich der Mittelwerte mit Messdaten ist in Tabelle 4.1 aufgelistet. In situ-Flugzeugmessungen in Kondensstreifenzirren mit unterschiedlichen Alter geben folgende Bereiche an: 1 mg/m^3 mit einem Alter von 11 bis 20 Minuten bei ca. 213 Kelvin (Febvre et al., 2009), $2\text{-}6 \text{ mg/m}^3$ mit einem Alter von 3 bis 30 Minuten bei ca. 218 Kelvin (Schröder et al., 2000), $3\text{-}18 \text{ mg/m}^3$ in einem Temperaturbereich von 220 bis 230 Kelvin (Gayet et al., 2004) und ein Mittelwert von 2 mg/m^3 in 10 Minuten alten Kondensstreifenzirren (Voigt et al., 2011). Im Modell liegen die Mittelwerte für Kondensstreifenzirren nach der Bildung (7,5 Minuten alt) für alle Temperaturen mit einer optischen Dicke größer 0.05 bei 2.5 mg/m^3 und für alle Kondensstreifenzirren bei 2.16 mg/m^3 . Diese Ergebnisse liegen im Bereich, der durch die Messdaten aufgespannt ist, am unteren Rand.

4.3.3 Eispartikelgröße und optische Dicke

Durch die Erweiterung der Parametrisierung von Kondensstreifenzirren zu einem Zwei-Momenten-Schema, kann die Größe von Eispartikeln aus dem Eiswassergehalt und der Eispartikelanzahl genauer bestimmt werden. In früheren Studien wurde die Eispartikelgröße ausschließlich vom Eiswassergehalt abgeleitet und zwar mit einer funktionellen Abhängigkeit die für Zirren hergeleitet wurde. Da in natürlichen Zirren die Partikelanzahl meist kleiner ist, wurde die Partikelgröße in Kondensstreifenzirren oft überschätzt und die optische Dicke unterschätzt. Mit der nun erweiterten Mikrophysik können die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren mit Beobachtungsdaten validiert werden.

Die Mittelwerte von Effektivradius und optischer Dicke von fünf Stunden alten Kondensstreifenzirren und Kondensstreifenzirren aller Altersklassen resultieren aus einem 10-Jahreslauf. Die Ergebnisse werden mit Satellitendaten und In situ-Messungen von Flugzeugkampagnen verglichen (Tab. 4.1).

Es gibt aber durchaus Schwierigkeiten beim Vergleich mit Messdaten. Lidarmessungen geben die optische Dicke nur für eine bestimmte Wellenlänge an, Satellitendaten werten ein breiteres Band von Wellenlängen im sichtbaren Bereich aus. Satellitensensoren sind nicht geeignet um sehr dünne Kondensstreifen zu messen und auch bei Flugzeug- und Lidarmessungen werden Kondensstreifen mit einer optischen Dicke von $\tau < 0.01 - 0.1$ kaum gemessen, da sich Messungen häufig an der Sichtbarkeit orientieren. Daraus folgt, dass Messdaten einen Bias zu hohen optischen Dicken haben. Satellitendaten geben oft einen

jährlichen Zyklus an, während Flugzeugmessungen auf bestimmte meteorologische Bedingungen begrenzt sind. In Kärcher et al. (2009) wurde gezeigt, dass der Anteil geringerer optischer Dicken bei Simulationen um ein Vielfaches höher ist als bei Auswertungen von Satellitendaten. Daraus folgt, dass der Mittelwert der optischen Dicke in Modellen wesentlich kleiner ist als in Messungen. Aus diesem Grund wurden zusätzlich die Modellmittelwerte aller Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer 0.05 angegeben (Tab. 4.1).

		q_{co} [mg/m ³]	q_{cc} [mg/m ³]	$r_{vol,co}$ [μ m]	$r_{vol,cc}$ [μ m]	τ_{co}	τ_{cc}
diese Studie		2.5 (0.96)	2.16 (0.41)	1.0 (0.87)	10.3 (9.0)	0.09 (0.07)	0.12 (0.02)
Satellitendaten	Iwabuchi et al., 2012 Minnis et al., 2013 Bedka et al., 2013			14-22 18		0.19 0.14-0.43 0.21	
Flugzeugmessungen	Schröder et al., 2000 Gayet et al., 2004 Febvre et al., 2009 Voigt et al., 2011	2-6 3-18 1 2		1.5-5.5 5.5 2.9		0.15-0.8 0.27	

Tabelle 4.1: Mittelwerte der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften wie Eiswassergehalt (q), Volumenradius (r) und optische Dicke (τ) für 7,5 Minuten alte Kondensstreifenzirren (co) und alle Kondensstreifenzirren (cc) mit optischer Dicke größer 0.05 (alle optischen Dicken) aus einem 10-Jahreslauf im Vergleich mit Satellitendaten und Flugzeugmessungen

Der Mittelwert des Volumenradius steigt von 1 μ m für 7,5 Minuten alte Kondensstreifenzirren auf 10.3 μ m für die Kondensstreifenzirren aller Altersklassen mit einer optischen Dicke größer 0.05. Auch Flugzeugmessungen haben ergeben, dass die Partikel bei der Initialisierung etwa 1 μ m groß sind und anschließend anwachsen (Schröder et al., 2000; Febvre et al., 2009). In 11 bis 20 Minuten alten Kondensstreifen wurde ein mittlerer Effektivdurchmesser von 11 μ m gemessen (Febvre et al., 2009), in 3 bis 30 Minuten alten ein Bereich von 3 - 11 μ m gefunden (Schröder et al., 2000). Bei der Flugzeugmesskampagne CONCERT wurden verschiedene bis zu 10 Minuten alte Kondensstreifen gemessen. Die angegebene Eispartikelgröße befindet sich in einem Bereich von 0.39 bis 11.6 μ m mit einem mittleren Effektivradius von 2.9 μ m (Voigt et al., 2011). Da die jungen Kondensstreifenzirren im Modell schon 7,5 Minuten alt sind, liegt der Wert etwas zu niedrig als durch die Flugzeugmessungen gezeigt. Ein Grund dafür könnte sein, dass im Modell keine Variabilitäten in der Abgasfahne aufgelöst sind. Damit kann die Entstehung von wenigen großen Eispartikeln in kleinräumigen hochübersättigten Bereichen nicht berücksichtigt werden.

Aus Satellitendaten werden wesentlich höhere Radien abgeleitet, diese enthalten aber auch schon ältere Kondensstreifen mit größeren Eispartikeln. Es stehen Auswertungen des pas-

siven Sensors MODIS für das Jahr 2006 über der Nordhalbkugel (Bedka et al., 2013) und für einzeln ausgesuchte Fälle (Minnis et al., 2013) zur Verfügung. Dabei wurde der gleiche Detektionsalgorithmus wie in Duda et al. (2013) (vgl. Kap. 4.3.1) verwendet. In Bedka et al. (2013) wird ein Mittelwert des Effektivdurchmessers von $35.9 \mu\text{m}$ angegeben. In Minnis et al. (2013) wurden die Eigenschaften linienförmiger Kondensstreifen mit denen von Kondensstreifenzirren verglichen. Der Effektivdurchmesser hat sich von einem Bereich von $[27.9 - 30.5] \mu\text{m}$ zu $[38.9 - 43.6] \mu\text{m}$ verschoben. Dabei haben Kondensstreifenzirren einen um etwa 20 % größeren Durchmesser als die linienförmigen Kondensstreifen. Das Intervall kommt durch die Anwendung von Masken mit unterschiedlicher Sensitivität zustande. Im Vergleich mit dem Mittelwert aus dem Modell, sind die Radien aus den Satellitenmessungen größer. Der Modellwert gibt den Volumenradius an, wohingegen aus den Messungen der Effektivradius abgeleitet wurde. Dieser weicht je nach Eispartikelform und Größenverteilung vom Volumenradius ab. Messungen in Kondensstreifenzirren ergaben, dass der Effektivradius größer als der Volumenradius ist (Schumann et al., 2011).

Die optische Dicke der neugebildeten Kondensstreifenzirren im Modell ist viel kleiner als die Messergebnisse. Eigentlich haben wenige Minuten alte Kondensstreifen durch die große Eispartikelanzahldichte eine hohe optische Extinktion; die optische Dicke wird für unter 20 Minuten alte Kondensstreifen im Bereich von 0.15 bis 0.8 angegeben (Febvre et al., 2009). bei 10 Minuten alten Kondensstreifenzirren wurde eine mittlere optischen Dicke von 0.27 gemessen (Voigt et al., 2011). Die Frage ist, ob die optischen Dicken der jungen Kondensstreifenzirren im Modell zu niedrig sind, oder ob bei Flugzeugmessungen tendenziell optisch dickere Kondensstreifenzirren gemessen werden.

In Bedka et al. (2013) wird ein Mittelwert der optischen Dicke von 0.21 für linienförmige Kondensstreifen angegeben. Die optische Dicke von Kondensstreifenzirren ist in der Studie von Minnis et al. (2013) zwei bis drei mal größer als bei linienförmigen Kondensstreifen. Das Intervall ändert sich von $[0.136 - 0.167]$ zu $[0.387 - 0.431]$. In der Studie von Iwabuchi et al. (2012) werden Daten des CALIOP-Instruments auf dem CALIPSO-Satelliten, welcher dem Aqua-Satellit mit dem MODIS-Instrument mit kurzer Entfernung folgt, verwendet. Für die Bestimmung der optischen Eigenschaften wurden die Kondensstreifen visuell auf MODIS Bildern identifiziert und dann mit Hilfe der CALIOP Messungen hergeleitet (Iwabuchi et al., 2012). Es wird eine mittlere optische Dicke von 0.19 angegeben. Der Mittelwert der Kondensstreifenzirren aller Altersklassen im Modell ist etwas höher als für die jungen Kondensstreifenzirren, aber immer noch am unteren Rand der Messdaten.

5 Simulation von Kondensstreifenzirren

Das Ziel dieser Arbeit ist eine verbesserte Darstellung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften in der Parametrisierung von Kondensstreifenzirren in einem globalen Klimamodell. Kondensstreifenzirren, aus linienförmigen Kondensstreifen entstanden und in eisübersättigten Gebieten entwickelt, gehören zur Klasse der reinen Eiswolken (Kärcher et al., 2009). Die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren hängen hauptsächlich von dem zur Verfügung stehenden Wasser in der Umgebung ab, nicht alleine vom Wasserdampfausstoß des Flugzeugs. Nach der erfolgten Validierung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften mit Beobachtungsdaten (Kap.4), sollen diese nun in ihrer globalen Verteilung dargestellt werden. Dies macht eine realistischere Abschätzung der Klimawirkung von Kondensstreifenzirren möglich, denn der Strahlungseffekt hängt u. a. vom Bedeckungsgrad und der optischen Dicke der persistenten Kondensstreifenzirren ab (Fu et al., 2000). Die optische Dicke wiederum hängt von der Anzahl, der Größe und der Form der Eispartikel sowie dem Eiswassergehalt ab (Schumann, 2002). Die Strahlungswirkung steigt mit Eiswassergehalt, optischer Dicke und Bedeckungsgrad (Meerkötter et al., 1999). Die globalen Muster, die durch diese Zusammenhänge entstehen, können durch die erweiterte Mikrophysik nun genauer untersucht werden.

Nachdem im vorangegangenen Kapitel erste Ergebnisse mit Beobachtungsdaten verglichen wurden, sollen in diesem Kapitel die Ergebnisse der neuen Parametrisierung im Gesamten dargestellt werden. Einen ersten Eindruck gibt eine Fallstudie. Es wird die zeitliche Entwicklung eines Kondensstreifenclusters, welches sich durch einen einstündigen Flugverkehr über einem begrenzten Gebiet über den USA gebildet hat, untersucht (Kap. 5.1). Anschließend werden die Kondensstreifenzirren hinsichtlich ihrer globalen Verteilung untersucht. Zum einen wird der Bedeckungsgrad (Kap. 5.2) und zum anderen die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften (Kap. 5.3) und der Strahlungsantrieb (Kap. 5.4) in ihrer globalen Verteilung dargestellt.

5.1 Zeitliche Entwicklung eines Kondensstreifenzirren-Clusters

Erste Ergebnisse der neuen Parametrisierung wurden in einem idealisierten Experiment untersucht. Abbildung 5.1 zeigt die zeitliche Entwicklung eines Kondensstreifenzirrenclusters, das durch Flugverkehr in einer begrenzten Region über Nordamerika (34° - 44° N, 87° - 116° W, 260 hPa Höhe) innerhalb von einer Stunde gebildet wurde. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung der Eispartikelanzahldichte, der Eismasse, des Volumenradius, der optischen Dicke, des Volumenbedeckungsgrades und des Volumenbedeckungsgrades bezüglich der Deposition, wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben.

Direkt nach der Bildung hat die Eispartikelanzahldichte im Kondensstreifenzirren-Cluster ihr Maximum, welches hauptsächlich durch die Anzahl der Kondensationskerne bestimmt ist.

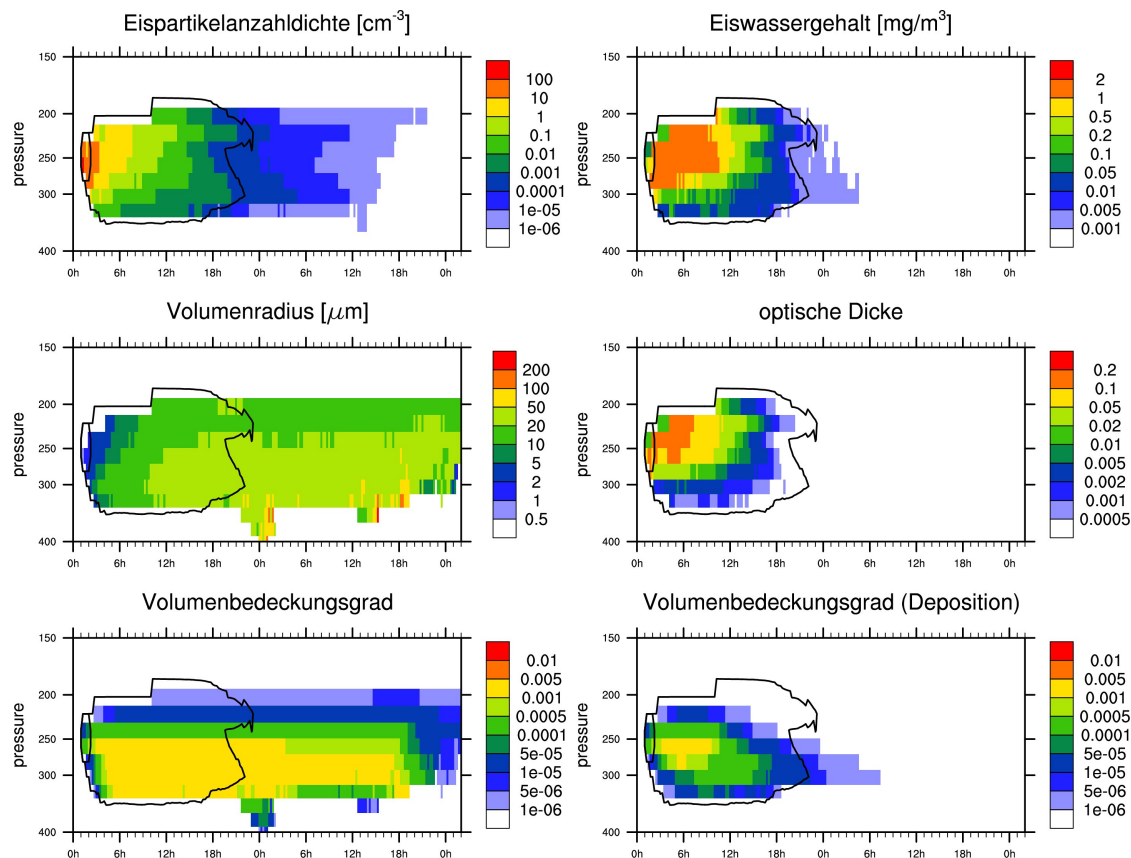


Abbildung 5.1: Zeitliche Entwicklung eines Kondensstreifenclusters, welches durch einstündigen Flugverkehr in einer begrenzten Region über Nordamerika gebildet wurde. Jeder Wert steht für das horizontale Mittel innerhalb des Kondensstreifenzirkelclusters. Das kleine Oval am Anfang gibt den Zeitraum der Bildung der Kondensstreifenzirkel an. Die schwarze Linie begrenzt das Gebiet, in welchem die optische Dicke größer 0.0001 ist.

Die Partikel bestehen dann zum größten Teil aus dem Wasser, welches vom Flugzeug ausgestoßen wurde, und haben etwa eine Größe von einem Mikrometer. Die optische Dicke, die in Abhängigkeit des Eiswassergehalts und des Effektivradius berechnet wird, erreicht gleich zu Beginn Werte über 0.1, wegen der großen Anzahl sehr kleiner Eispartikel. Dieser Wert liegt im unteren Bereich von Messergebnissen (Febvre et al., 2009; Voigt et al., 2011). Der Volumenbedeckungsgrad, welcher für die Deposition bestimmt wird und dem Diffusionswachstum angepasst wurde (Kap. 3.2.4), entspricht zu Beginn dem gesamten Volumenbedeckungsgrad. Die Eispartikelanzahldichte ist am Anfang so hoch, dass die Feuchte oberhalb der Sättigung innerhalb des gesamten Kondensstreifenzirkelvolumens abgebaut werden kann.

Anschließend nimmt der Eiswassergehalt durch weitere Deposition von zur Verfügung stehendem Wasser zu und folglich auch der Eispartikelradius. In Gebieten hoher Eispartikelanzahldichte und hohem Eiswassergehalt erreicht auch die optische Dicke höhere Werte als in den übrigen Gebieten. Der Volumenbedeckungsgrad steigt schnell durch turbulente Diffusion an und breitet sich durch Sedimentation in die unteren Level aus. In unteren Leveln nimmt die Eispartikelanzahldichte aufgrund von Sedimentation zu, um dann insgesamt durch Volumenvergrößerung, weitere Sedimentation und Niederschlag abzunehmen. Mit sinkender Eispartikelanzahldichte nimmt auch das Volumen, in welchem die Sättigung abgebaut werden kann, stark ab, im Gegensatz zum Gesamtvolumen des Kondensstreifenclusters. Der Eiswassergehalt nimmt mit dem Verlust von Eispartikeln stark ab.

Das Gesamtvolumen des Kondensstreifencluster verringert sich kaum und besteht nach etwa 18 Stunden aus wenigen, angewachsenen Eispartikeln mit sehr kleiner optischer Dicke. In den unteren Leveln sammeln sich durch Sedimentation und stärkeres Anwachsen in den wärmeren Gebieten immer wieder ein paar große Partikel, bis sie ganz ausfallen. Bei höheren Temperaturen ist der Sättigungsdampfdruck höher, weshalb Wolken mehr Feuchte zur Verfügung steht.

Die optische Dicke ist ein bedeutender Faktor, der die Höhe der Klimawirkung bestimmt. Nach etwa einem Tag ist die optische Dicke mit 0.0001 (Abb. 5.1, schwarze Linie) so gering, dass der Strahlungseffekt im Einzelfall vernachlässigbar wäre. Prinzipiell ist der Strahlungseffekt auch optisch sehr dünner Eiswolken zu beachten, da dieser wegen derer vermutlich hohen Auftrittshäufigkeit durchaus bedeutend werden kann (McFarquhar et al., 2000). Die Sichtbarkeit des Clusters mit einer optischen Dicke größer 0.02 endet in diesem Fall nach etwa 14 Stunden.

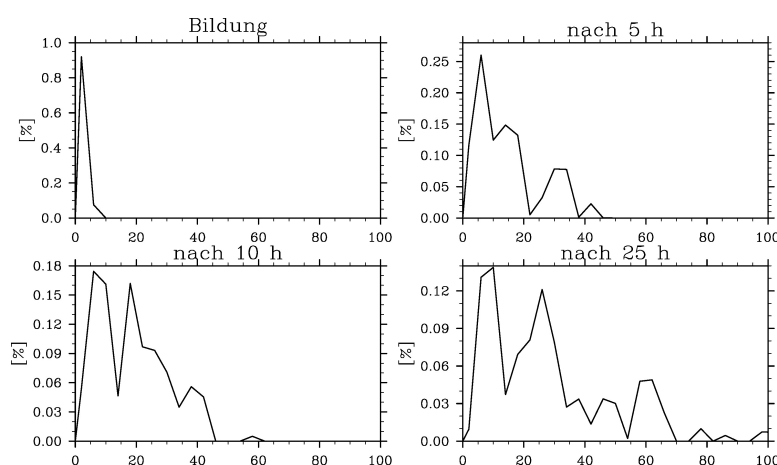


Abbildung 5.2: Häufigkeitsverteilung des Volumenradius in $[\mu\text{m}]$ in der zeitlichen Entwicklung mit Bedeckungsgrad gewichtet

Das Anwachsen der Partikel ist in der zeitlichen Entwicklung der relativen Häufigkeitsverteilung des Volumenradius erkennbar (Abb. 5.2). Kurz nach der Bildung sind alle Eispartikel etwa einen Mikrometer groß, wie auch aus Messungen bekannt (Schröder et al., 2000; Febvre et al., 2009). In den ersten fünf Stunden nach der Bildung wachsen ein Großteil der Eispartikel an, ein paar wenige bis zu $40 \mu\text{m}$. In diesem idealisiertem Experiment sind die meisten zwischen 5 und $10 \mu\text{m}$ groß. Mit der Zeit wird die Verteilung immer breiter. Nach 10 Stunden existieren ein paar wenige $60 \mu\text{m}$ große Partikel. Wie in Abbildung 5.1 gezeigt, bleiben in den oberen Gebieten des Kondensstreifencluster die Eispartikel klein - unterhalb von $20 \mu\text{m}$. Womöglich steht den Eispartikeln hier nicht viel Feuchte zur Verfügung. Denn im Gegensatz dazu erreichen in den unteren Bereichen nach 25 Stunden manche eine Größe über $100 \mu\text{m}$. Wie stark die Eispartikel anwachsen, hängt situativ vom zur Verfügung stehenden Wasser in der Umgebung ab.

Abbildung 5.3 zeigt die zeitliche Entwicklung der mikrophysikalischen Prozesse, die in dem Kondensstreifencluster (Abb. 5.1) ablaufen. Der dynamische Transport findet zu Beginn von der Bildungsschicht mit einer hohen Eispartikelanzahldichte und einem hohen Eiswassergehalt aus in darüber und darunter liegenden Level statt. Nach etwa 12 Stunden ändert sich die dynamische Situation und die Höhe mit Verlusten durch den Transport befindet sich bei etwa 300 hPa. Die Auswirkungen des dynamischen Transports sind für Eiswassergehalt und

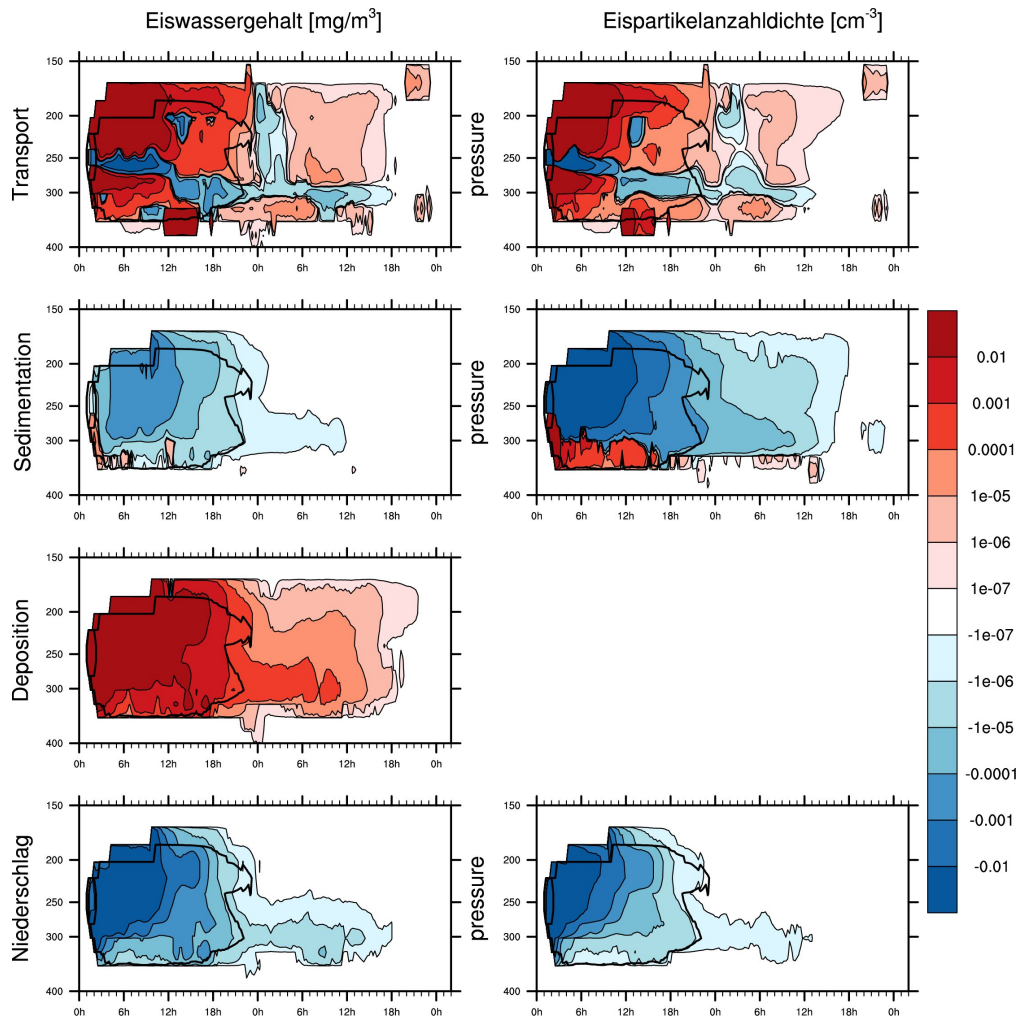


Abbildung 5.3: Raten der mikrophysikalischen Prozesse für Eiswassergehalt und Eispartikelanzahl-dichte in einem doppelten Zeitschritt (30 Min.) aus dem idealisierten Experiment, vgl. Abb.5.1

Eispartikelanzahl-dichte nahezu identisch.

Im Gegensatz zum Transport hängen die Prozesse Sedimentation, Deposition und Niederschlag von der Mikrophysik der Kondensstreifenzirren ab. In dem Level, in dem das Kondensstreifencluster gebildet wurde, führen Sedimentation und Niederschlag zum Verlust von Eiswassergehalt und der Eispartikelanzahl-dichte. Der maximale Verlust der Eispartikelanzahl-dichte durch Sedimentation besteht gleich zu Beginn, wenn die Eispartikelanzahl-dichte ihr Maximum hat (Abb. 5.1). Im Gegensatz dazu erreicht der Verlust des Eiswassergehalts durch Sedimentation später sein Maximum, wenn die Eispartikel mit der Zeit größer angewachsen sind. Die Abnahme durch Niederschlag ist für beide Größen, Eiswassergehalt und Eispartikelanzahl-dichte, in dem Zeitraum nach der Bildung in den Leveln der Bildung am größten. Die Eispartikelanzahl-dichte nimmt in den etwa ersten 18 Stunden in den unteren Leveln durch Sedimentation stark zu, wohingegen in diesen Bereichen außer wenigen Ausnahmen im Mittel trotzdem mehr Eiswassergehalt nach unten sedimentiert, als von oben nachkommt. Das bedeutet, die vielen kleinen Partikel, die von oben sedimentieren, haben insgesamt einen geringeren Eiswassergehalt als die weniger Partikel, die nach unten fallen und verdampfen. Die Depositionsrate ist zu Beginn hoch und nimmt dann mit kleiner werdender Eispartikelanzahl-dichte (Abb. 5.1) stark ab.

5.2 Bedeckungsgrad

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse, angefangen mit dem Bedeckungsgrad, der globalen Läufe über 10 Jahre dargestellt. In Kapitel 4.3.1 wurde der Bedeckungsgrad fünf Stunden alter Kondensstreifenzirren im Modell mit Satellitenbeobachtungsdaten von linienförmigen Kondensstreifen verglichen. Die fünf Stunden alten Kondensstreifenzirren (Abb. 5.4 a) sind nur ein kleiner Anteil aller simulierten Kondensstreifenzirren (Abb. 5.4 b). Der überlappte Bedeckungsgrad wurde mit dem Maximum-Random-Overlap berechnet. Das

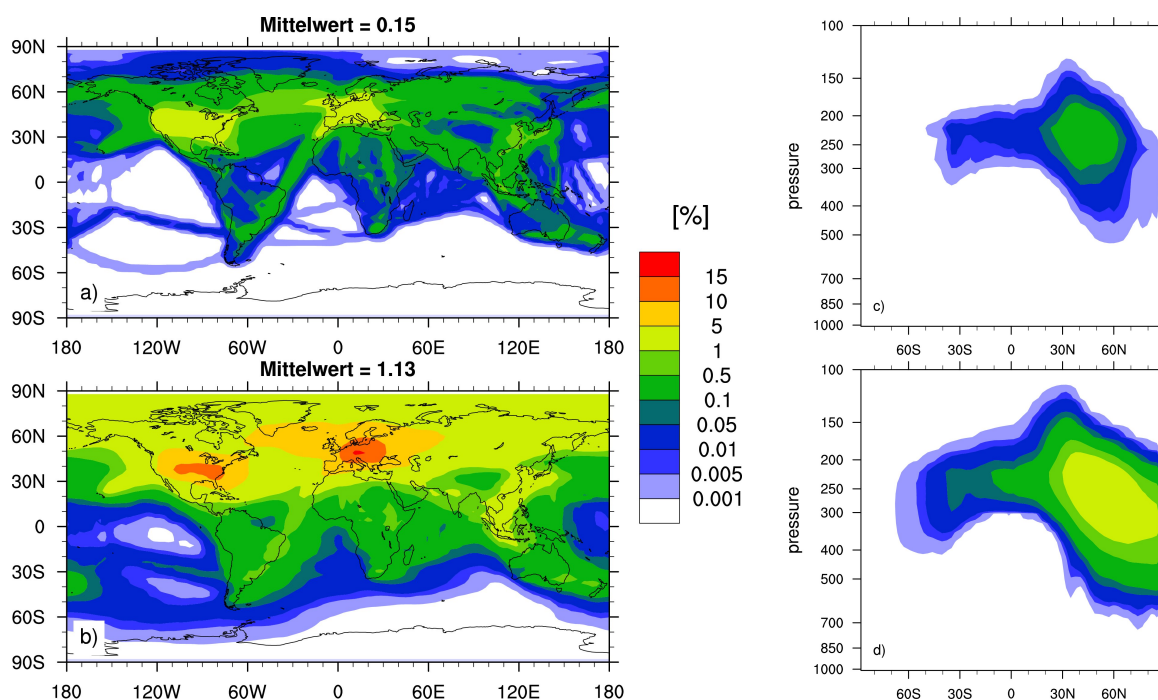


Abbildung 5.4: Globaler, überlappter gescherter Bedeckungsgrad und zonales Mittel der fünf Stunden alten Kondensstreifen (a und c) und aller Kondensstreifen jeden Alters (b und d) und jeder optischen Dicke aus einem 10-Jahresmittel

bedeutet, dass Kondensstreifenzirren, die sich in direkt übereinanderliegenden Gitterboxen befinden, maximal überlappen. Liegen eine bis mehrere Level dazwischen überlappen sie zufällig. Der Bedeckungsgrad von linienförmigen Kondensstreifen (Abb. 5.4 a) ist hauptsächlich auf der Nordhalbkugel verteilt, vor allem dort, wo die Flugverkehrsdichte (Abb. 3.6) am größten ist. Im globalen Mittel hat er einen Wert von 0.15 %. Die zwei Maxima befinden sich über Mitteleuropa und über dem Südosten der USA. Des Weiteren sind über dem Nordatlantik und Südostasien hohe Bedeckungsgrade zu finden. Das Maximum im zonalen Mittel befindet sich wie die Hauptflugverkehrsgebiete zwischen 200 und 250 hPa bei ca. 45°N (Abb. 5.4 c). Betrachtet man den Bedeckungsgrad aller Kondensstreifen, ist dieser durch Advektion der Kondensstreifen in Gebiete abseits der Flugrouten großflächiger (Abb. 5.4 b). Die globalen Mittelwerte der Bedeckungsgrade sind etwa doppelt so hoch wie in der vorangegangenen Studie mit einem mittleren Bedeckungsgrad der fünf Stunden alten Kondensstreifen von 0.07 % und der Kondensstreifen jeder Altersklasse von 0.61 % (Burkhardt and Kärcher, 2011). Dieser Vergleich ist problematisch, da die Grenze, ab wann Kondensstreifen am unteren Rand der optischen Dicke noch simuliert werden, von Modell zu Modell unterschiedlich sein kann. Im zonalen Mittel bildet sich das Maximum des Bedeckungsgrad aller Kondensstreifen

bei ca. 60°N, und damit etwas nördlicher als das Hauptflugverkehrsgebiet, da dort der potentielle Kondensstreifenbedeckungsgrad größer ist (Abb. 5.4 d).

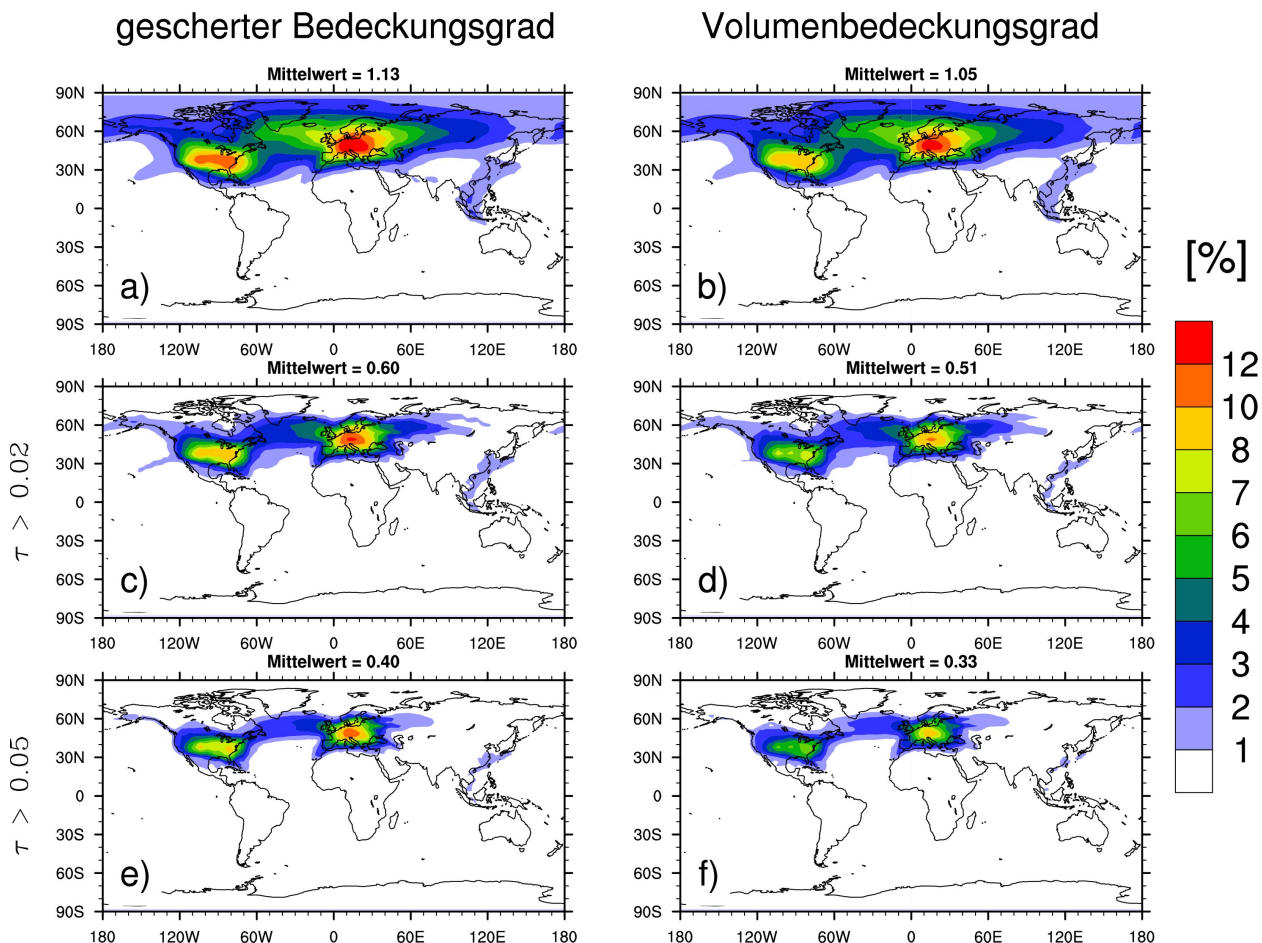


Abbildung 5.5: Globaler, überlappter gescherter Bedeckungsgrad (a) und Volumenbedeckungsgrad (b) aller Kondensstreifenzirren, gescherter Bedeckungsgrad für Kondensstreifenzirren mit optischer Dicke größer 0.02 (c) und 0.05 (e) und Volumenbedeckungsgrad mit optischer Dicke größer 0.02 (d) und 0.05 (f)

In der Weiterentwicklung der Parametrisierung wurden zwei prognostische Variablen für den Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren eingeführt (Kap. 3.1.2). Einer, aus dem das Volumen der Kondensstreifenzirren abgeleitet werden kann, und der andere, der die horizontale Abdeckung aller Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox angibt. Abbildung 5.5 zeigt den gescherter Bedeckungsgrad im Vergleich mit dem Volumenbedeckungsgrad. Außerdem wurden die optischen Dicken von 0.02 und 0.05 als Grenzwerte berücksichtigt. Die überlappten Bedeckungsgrade mit diesen Grenzwerten lassen einen besseren Vergleich mit anderen Ergebnissen zu.

Das Ergebnis der Kondensstreifenzirrenparametrisierung in ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2011) war für den globalen Bedeckungsgrad aller Kondensstreifenzirren mit 0.61 % bedeutend kleiner als die neuen Ergebnisse. Auch der Bedeckungsgrad mit einer optischen Dicke größer 0.02 war mit 0.23 % mehr als die Hälfte niedriger als der Volumenbedeckungsgrad aus der neuen Parametrisierung. Diese Unterschiede zeigen sich auch im Vergleich des überlappten Bedeckungsgrades der fünf Stunden alten Kondensstreifen mit einer optischen

Dicke größer 0.02. In Burkhardt and Kärcher (2011) war das globale Mittel mit 0.04 % mehr als halb so groß wie in der neuen Parametrisierung mit 0.10 %.

Im globalen Mittel wächst der Bedeckungsgrad der Kondensstreifenzirren jeder Altersklasse gegenüber den linienförmigen Kondensstreifenzirren um etwa einen Faktor 7.5 auf 1.13 %. Der Scherungsfaktor, welcher das Verhältnis von Bedeckungsgrad der Kondensstreifenzirren zu den linienförmigen Kondensstreifenzirren bezeichnet, ist somit etwas kleiner als in der vorangegangenen Studie von Burkhardt and Kärcher (2011) mit 8.7. Aus Satellitendaten wurde ein Verhältnis von 2.4 bis 7.6 abgeleitet (Minnis et al., 2013). Dies berücksichtigt aber nur das Verhältnis der für den Satelliten sichtbaren jungen und älteren Kondensstreifenzirren. Außerdem geben die Messdaten eher einen unteren Bereich des Scherungsfaktors an, da mit steigendem Bedeckungsgrad durch Scherung weniger Kondensstreifenzirren wegen ihrer kaum mehr linienförmigen Struktur erkannt werden und die Überlappung einzelner Kondensstreifen größer wird. Mit der Einschränkung auf Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer 0.02 liegt das Verhältnis in dieser Modellstudie genauso wie in der vorangegangenen Studie bei 5.8. Beide Werte liegen in der Mitte des gemessenen Intervalls.

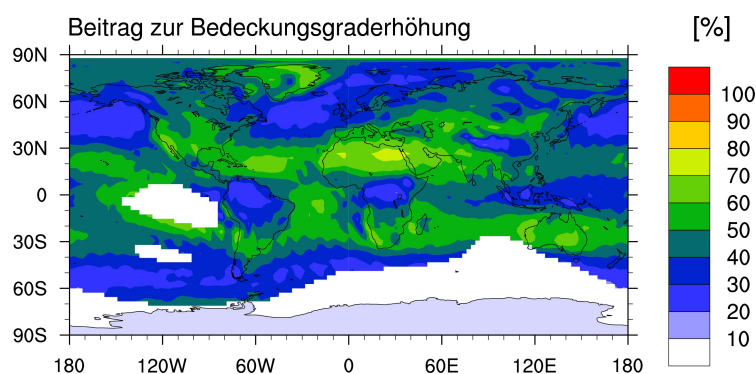


Abbildung 5.6: Anteil an dem überlappten Kondensstreifenzirrenbedeckungsgrad der zur Erhöhung des mit natürlichen Zirren überlappten Bedeckungsgrades führt

Trotz des höheren Bedeckungsgrades in ECHAM5 mit der neuen Parametrisierung ist der Anteil des Kondensstreifenbedeckungsgrades, der zu einer Vergrößerung des mit natürlichen Wolken überlappten Bedeckungsgrades führt (Abb. 5.6), mit 43 % im globalen Mittel größer als es mit 30 % in ECHAM4 (Newinger, 2010) der Fall war. Das bedeutet, dass die Überlappung mit natürlichen Wolken geringer ist, und die Kondensstreifenzirren öfter in Abwesenheit bzw. nicht in direkter Nachbarschaft von natürlichen Wolken auftreten.

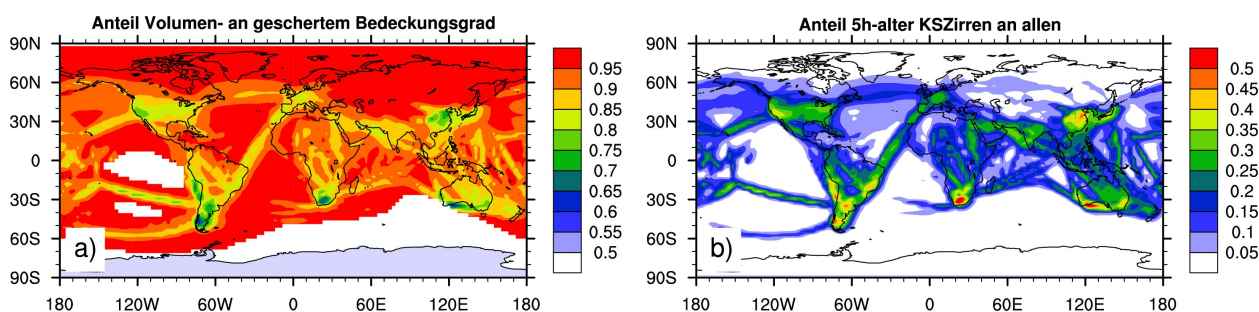


Abbildung 5.7: a: Anteil des überlappten Volumenbedeckungsgrades am überlappten gescherten Bedeckungsgrad (vertikale Fraktionalität), b: Anteil der fünf Stunden alten Kondensstreifenzirren an dem gesamten überlappten Bedeckungsgrad

Betrachtet man den Anteil der fünf Stunden alten Kondensstreifenzirren an denen aller Altersklassen (Abb. 5.7b), ist die Größe und die geographische Verteilung vergleichbar mit den Ergebnissen aus ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2011). Dort, wo sich die Hauptflugverbindungen befinden und wenig Kondensstreifenzirren hintransportiert werden, ist der Anteil der jungen Kondensstreifenzirren hoch. In genau diesen Gebieten ist der Volumenbedeckungsgrad im Vergleich zum gescherten Bedeckungsgrad kleiner. Erst mit steigendem Alter, wenn die Sedimentation der angewachsenen Partikel zunimmt, wird die Höhe der Gitterbox durch die bestehenden Kondensstreifenzirren ausgefüllt. In Gebieten, in denen sich immer wieder neue Kondensstreifenzirren bilden, bleibt die gemittelte Eispartikelanzahl dichte sehr hoch und damit die Partikelgröße klein. Dadurch wird der Volumenzuwachs durch Sedimentation klein gehalten. Dieses Problem könnte gelöst werden, indem nicht nur der Bedeckungsgrad, sondern auch die Eispartikelanzahl dichte und der Eiswassergehalt für verschiedene Altersklassen getrennt prognostiziert würde. Damit könnten alle mikrophysikalischen Prozesse besonders für verschiedene Altersklassen und damit für verschiedene Entwicklungsstufen der Kondensstreifenzirren berechnet werden. Der Rechenaufwand würde dadurch jedoch um einiges erhöht werden. Die momentane Zusammenfassung aller Altersklassen und die damit verbundene Unterschätzung der vertikalen Ausdehnung könnte in Hauptflugverkehrsgebieten mit hohen Eispartikelanzahlen dazu führen, dass zu wenig Wasser deponiert wird und damit die optische Dicke unterschätzt wird. In Gebieten mit geringer Eispartikelanzahl dichte führt die Annäherung der Depositionsparametrisierung an das Depositionswachstum (Kap. 3.2.4) dazu, dass auch bei größerem Volumen nicht mehr Wasser deponiert wird.

Mit dieser Diskussion über die vereinfachte Zusammenfassung der Kondensstreifenzirren jeden Alters wird gezeigt, dass eine Zusammenfassung der natürlichen Zirren und der Kondensstreifenzirren mit noch unterschiedlicheren mikrophysikalischen Eigenschaften in einer Wolkenklasse, wie es in der Parametrisierung von Chen and Gettelman (2013) der Fall ist, die Ergebnisse stark verfälschen kann.

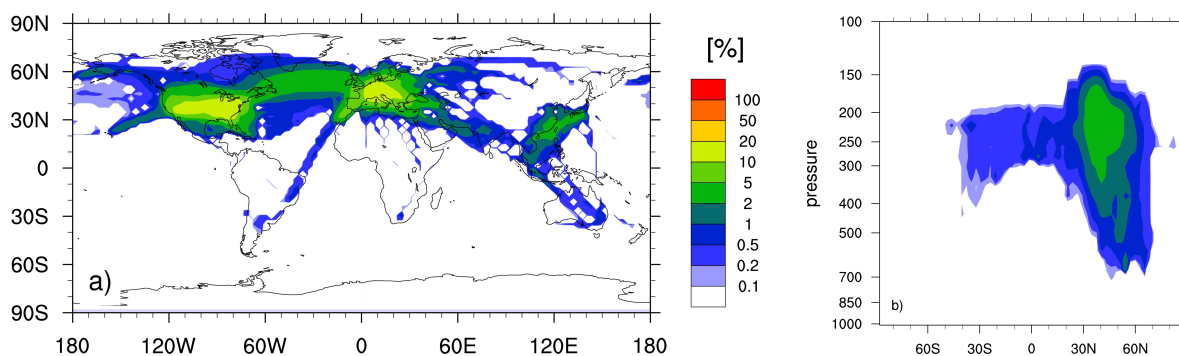


Abbildung 5.8: Anteil der neugebildeten Kondensstreifenzirren, die ober- oder unterhalb schon existierender Kondensstreifenzirren gebildet werden, in 240 hPa (a) und als zonales Mittel (b)

Da in der neuen Parametrisierung die Kondensstreifenzirren nicht die gesamte Höhe der Gitterbox ausfüllen, können Kondensstreifen ober- oder unterhalb schon existierender Kondensstreifenzirren gebildet werden (Kap. 3.2.1). Abbildung 5.8 zeigt, dass dies vor allem in den Hauptfluggebieten über Mitteleuropa und den USA und in der Hauptflughöhe zwischen 200 und 250 hPa der Fall ist. Obwohl sich dadurch die vertikale Ausdehnung der Kondensstreifenzirren vergrößert, wird in den Hauptfluggebieten über Europa und den USA durch diesen Prozess nicht die gesamte Höhe der Gitterbox ausgefüllt (Abb. 5.7a). Der Grund dafür könnte wiederum die ständige Neubildung von Kondensstreifenzirren sein, welche die gittergemittelte Eispartikelgröße klein hält und damit einen größeren Volumenzuwachs durch Se-

dimentation unterdrückt.

5.3 Mikrophysikalische und optische Eigenschaften von Kondensstreifenzirren

Im Folgenden werden die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften in ihrer globalen Verteilung dargestellt. Kapitel 5.3.1 zeigt das geographische Muster der zwei Momente, Eispartikelanzahl und Eiswassergehalt. Anschließend werden die daraus abgeleiteten Größen, Effektivradius und optische Dicke, in ihrer globalen Verteilung beschrieben (Kap. 5.3.2). Anhand der optischen Eigenschaften und des Bedeckungsgrades wurde der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren im Modell berechnet (Kap. 5.4).

5.3.1 Eispartikelanzahl und Eiswassergehalt

Die Parametrisierung für Kondensstreifenzirren wurde mit einem Zwei-Momenten-Schema erweitert (Kap. 3). Das bedeutet, dass die mikrophysikalischen Eigenschaften nicht mehr nur durch den Eiswassergehalt bestimmt werden, sondern auch durch die Eispartikelanzahldichte.

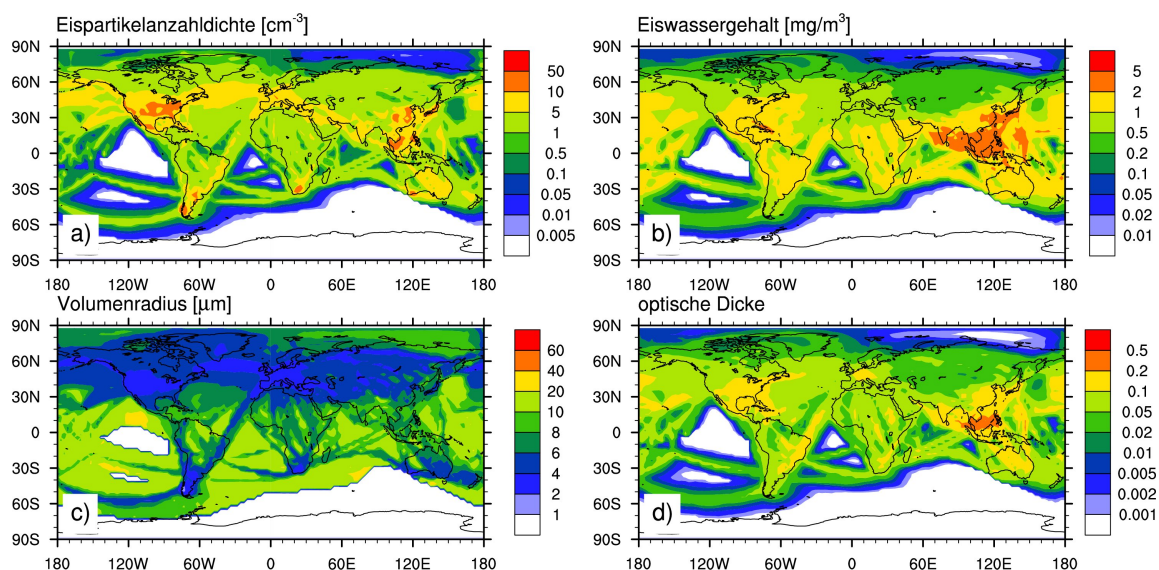


Abbildung 5.9: Jahresmittel der Eispartikelanzahldichte (a), des Eiswassergehalts (b), des Volumenradius (c) und der optischen Dicke (d) von Kondensstreifenzirren in 240 hPa Höhe

Abbildung 5.9a) und b) zeigt die globale Verteilung der Eispartikelanzahldichte und des Eiswassergehalts innerhalb der Kondensstreifenzirren in 240 hPa; Abbildung 5.10a) und b) die vertikale Verteilung im zonalen Mittel. Bestimmt durch den Bildungsprozess ist die Eispartikelanzahldichte in Bereichen mit hohem Flugverkehrsaufkommen groß (vgl. Abb. 3.6). In Bereichen, abseits der Hauptfluggebiete, wo Kondensstreifenzirren hintransportiert werden und damit schon etwas gealtert sind, ist die Eispartikelanzahldichte geringer.

Die globale Verteilung des Eiswassergehalts ist von dem zur Deposition zur Verfügung stehenden Wasser und damit von der Temperatur abhängig, wie in Kapitel 4.3.2 gezeigt. Das

Maximum befindet sich in den warmen Konvektionsgebieten in den Tropen, besonders über Südostasien und nimmt dann Richtung Pol ab (Abb. 5.9 b). Da die Depositionsparametrisierung durch das mögliche Diffusionswachstum beschränkt ist (Kap. 3.2.4), bestimmt zusätzlich die Eispartikelanzahldichte die Mengen an Wasserdampf, die deponiert wird. Die vertikale Verteilung entspricht auch diesen Kriterien (Abb. 5.10 b). In den wärmeren unteren Schichten ist der Eiswassergehalt am höchsten, orientiert sich dennoch an der Verteilung der Eispartikelanzahldichte. Was bedeutet, dass in den Gebieten, in denen die Flugverkehrsdichte und damit die Eispartikelanzahldichte hoch ist, der Eiswassergehalt größer ist als dort, wohin Kondensstreifenzirren hauptsächlich durch Transport gelangen.

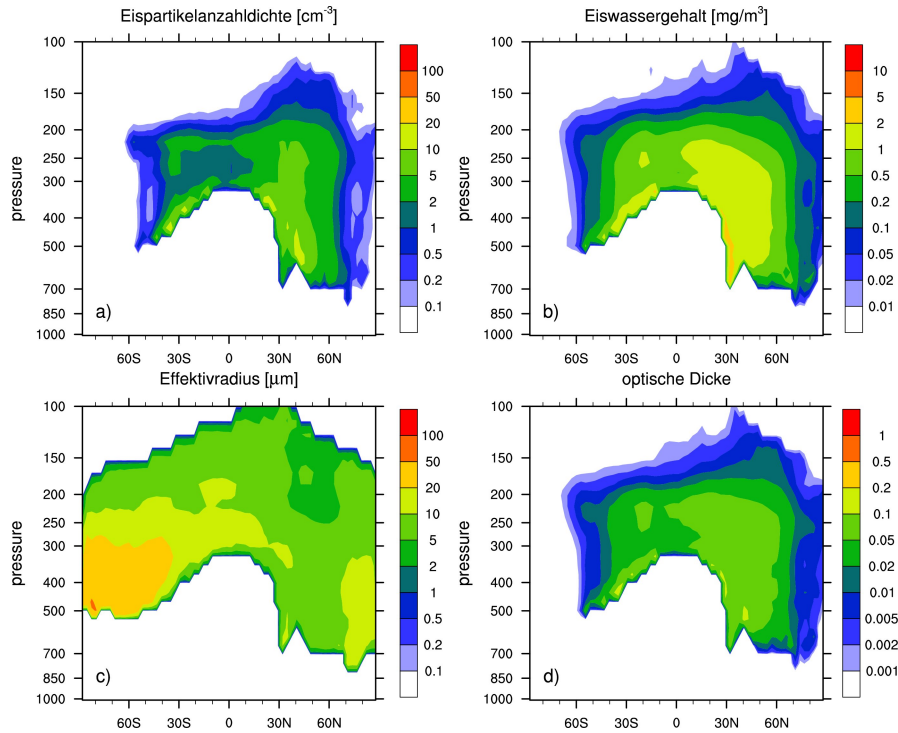


Abbildung 5.10: Zonales Jahresmittel der Eispartikelanzahldichte (a) des Eiswassergehalts (b), des Volumenradius (c) und der optischen Dicke (d)

5.3.2 Volumenradius und optische Dicke

Alle weiteren mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften werden von der Eispartikelanzahldichte und dem Eiswassergehalt abgeleitet. Die dazugehörigen Parametrisierungen wurden von den vorhandenen für natürliche Zirren übernommen. Dabei muss beachtet werden, dass Kondensstreifenzirren aus Eispartikeln bestehen, die typischerweise kleiner als in natürlichen Zirren sind (Schröder et al., 2000; Febvre et al., 2009; Heymsfield et al., 2010), und somit manche Parametrisierungen in Zukunft für Kondensstreifenzirren angepasst werden müssten. Dies betrifft vor allem die Strahlungsroutine, wie im Folgenden beschrieben.

Für die Berechnung des Volumenradius, r_{vol} , in μm wird angenommen, dass die Eispartikel bei Temperaturen unterhalb von -35°C durch homogenes Gefrieren entstehen und kugelförmig sind (Lohmann and Kärcher (2002)).

$$r_{\text{vol}} = 10^6 \cdot \left(\frac{3 \cdot q_{cc} \cdot \rho \cdot 10^{-3}}{4 \cdot \pi \cdot \rho_i \cdot n_{cc}} \right)^{0.333} \quad (5.1)$$

Die Parameter sind der Eiswassergehalt, q_{cc} , in kg/kg, die Luftdichte, ρ , in kg/m³, die Dichte von Eis, ρ_i , in kg/m³ und die Eispartikelanzahldichte, n_{cc} , in m⁻³. Die für die Strahlungsroutine wichtige Information über die mittlere Größe der Querschnittsfläche der Eispartikel, wird durch den Effektivradius, r_{eff} , angegeben (Wyser, 1998). Dieser wird in ECHAM5 mithilfe des Volumenradius bestimmt.

$$r_{\text{eff}} = \left(1.61 \cdot r_{\text{vol}}^3 + 3.56 \cdot 10^{-4} \cdot r_{\text{vol}}^6 \right)^{0.333} \quad (5.2)$$

Die optische Dicke ist ein dimensionsloses Maß für die Strahlungsdurchlässigkeit eines Mediums. Sie ist der Schlüssel, um kurzwellige Wolkenreflektion und Absorption, langwellige Emmissivität und diabatische Heizraten zu bestimmen (Stephens, 1978). Je höher die optische Dicke ist, desto mehr Strahlung wird vom Medium reflektiert und absorbiert. Sie wird in der Strahlungsroutine in ECHAM5 in Abhängigkeit des Effektivradius und des Eiswasserpfades (IWP), dem integrierten Eiswassergehalt über die vertikale Erstreckung der jeweiligen Gitterbox, parametrisiert und sieht im sichtbaren Wellenspektrum von 0.2 bis 0.69 μm wie folgt aus (Roeckner et al., 2003):

$$\tau = 1.9787 \cdot \text{IWP} \cdot r_{\text{eff}}^{-1.0365} \quad (5.3)$$

Der Eiswasserpfad ist in g/m² und der Effektivradius in μm angegeben. Die optische Dicke ist somit linear vom Eiswasserpfad und annähernd linear von $1/r_{\text{eff}}$ abhängig. Es muss beachtet werden, dass hier die optische Dicke für ein Modelllevel berechnet wird und in diesem Fall nicht für die gesamte vertikale Erstreckung der Kondensstreifenzirren. Sie könnte deshalb etwas geringer ausfallen als Messungen, die die gesamte Dicke der Kondensstreifenzirren miteinbeziehen.

Eine große Einschränkung bei der Berechnung der optischen Dicke von Kondensstreifenzirren ist die Beschränkung der Formel 5.3 in der Strahlungsroutine auf Effektivradien von 10 bis 150 μm . Da in Kondensstreifenzirren die Eispartikel meist kleiner als in natürlichen Zirren sind, und kleiner als 10 μm , werden diese für die Berechnung der optischen Dicke künstlich auf mindestens 10 μm vergrößert. Eine Veränderung der Strahlungsroutine bezüglich der Berücksichtigung von kleineren Partikeln ist nicht so ohne weiteres durchführbar und war nicht Ziel dieser Doktorarbeit. Um die Größenordnung dieses Fehlers einschätzen zu können, wurden für diese Arbeit zum einen die optischen Dicken ohne Beschränkung der Effektivradien und mit Beschränkung der Effektivradien, wie es die Strahlungsberechnungen sehen, diagnostiziert. Die Berechnungen erfolgen durch die gleiche Parametrisierung (Gl. 5.3) mit und ohne Grenzwert. In dieser Parametrisierung wird der feste Wert 2 für die Extinktionseffizienz angenommen ($Q_{\text{ext}} = 2$). Jedoch oszilliert der Wert der Extinktionseffizienz bei kleineren Partikelgrößen, bei welchen der Umfang nicht viel größer als die Wellenlänge ist, durch die Mie-Streuung teilweise stark um den Wert 2. Da im Modell die optische Dicke nicht für ein einzelnes Eispartikel sondern für die gesamte Gitterbox bestimmt wird, wird durch die Annahme einer Größenverteilung über die oszillierenden Werte gemittelt und daraus resultiert wahrscheinlich ein Wert nahe 2 für die gemittelte Extinktionseffizienz aller Partikel. Desweiteren wird die optische Dicke im Modell für ein breites Spektralband berechnet. Daraus ergibt sich eine Abschwächung der Oszillation und für Radien größer 1 μm sind alle Werte der Extinktionseffizienz im sichtbaren Spektralband etwas größer als 2 (Schumann et al., 2011). Zusammenfassend ist die Anwendung der vorhandenen Parametrisierung der optischen Dicke für kleine Partikel eine Vereinfachung, aber für eine erste Abschätzung des Fehlers, welcher durch die Beschränkung auf Partikel größer 10 μm gemacht wird, vertretbar.

Die Abbildungen 5.9 c) und d) zeigen die globale Verteilung des Volumenradius und der optischen Dicke in 240 hPa ohne die oben beschriebene Beschränkung des Effektivradius; die

Abbildungen 5.10 c) und d) die entsprechenden vertikalen Verteilungen im zonalen Mittel. Da der Volumenradius in Abhängigkeit von Partikelanzahl und Eiswassergehalt bestimmt wird, orientiert sich seine globale Verteilung an den beiden vorherigen. In Bereichen mit hoher Luftverdichtungsrate sind die Partikel klein, wachsen während des Transports mit der Zeit an und werden größer. Die Verteilung der optischen Dicke orientiert sich an der Verteilung des Volumenradius und des Eiswassergehaltes. Hohe Mittelwerte von etwa 0.1 bis 0.2 sind dort zu finden, wo die Eispartikelanzahldichte groß und der Volumenradius klein ist. Im Gegensatz zur vorherigen Parametrisierung (Burkhardt and Kärcher, 2011) ist die optische Dicke in diesen Gebieten mit hoher Flugverdichtungsrate wesentlich größer, da die Parametrisierung jetzt die Eispartikelgröße bzw. die Eispartikelanzahldichte zusätzlich zum Eiswassergehalt miteinbezieht. Das Maximum zwischen 0.2 und 0.5 ist über Südostasien, geprägt durch den dortigen hohen Eiswassergehalt. Dies wurde auch in der vorangegangenen Studie beobachtet (Burkhardt and Kärcher, 2011). Bei gleichem Bedeckungsgrad hätten Kondensstreifenzirren in den Tropen einen größeren Strahlungseffekt als in den Extratropen, bestimmt durch den Unterschied der optischen Dicke.

Im zonalen Mittel ist der Volumenradius in den unteren wärmeren Gebieten und dort, wo die Eispartikelanzahl gering ist, größer. Merkwürdig erscheinen die großen Partikelgrößen in den südlichen Extratropen (Abb. 5.10c). Das ist ein Bereich, in dem sehr wenig Kondensstreifenzirren auftreten (Abb. 5.4d) und diese aus sehr wenigen Eispartikeln und sehr geringem Eiswassergehalt bestehen. Sie haben so auf die Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren kaum Einfluss. Die Verteilung der optischen Dicke ist der des Eiswassergehalts sehr ähnlich.

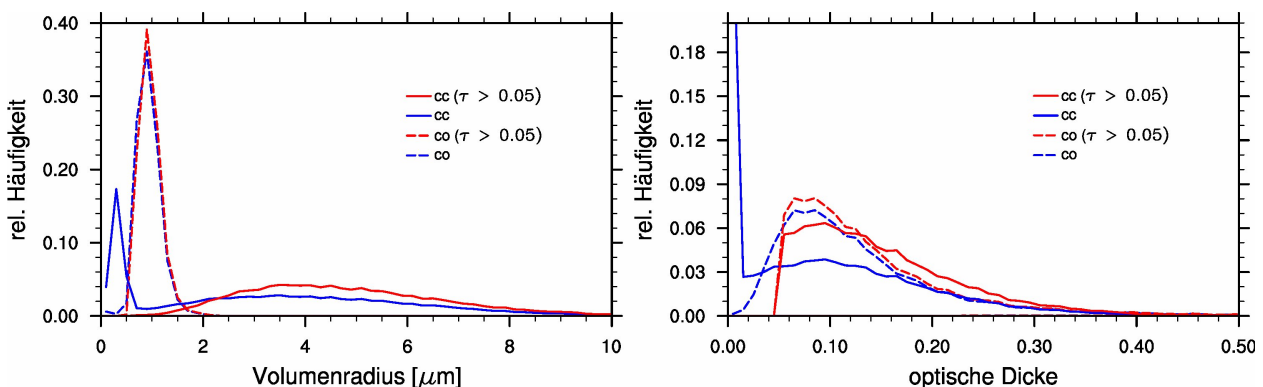


Abbildung 5.11: Relative Häufigkeit des Volumenradius und der optischen Dicke von 7.5 Minuten alten Kondensstreifenzirren (gestrichelte blaue Linie) und Kondensstreifenzirren aller Altersklassen (durchgezogene blaue Linie) in 240 hPa über Europa und mit Beschränkung auf optische Dicken größer 0.05 (rote Linien)

Die relative Häufigkeitsverteilung von Volumenradius und optischer Dicke ohne Beschränkung des Effektivradius in 240 hPa über Europa ist in Abbildung 5.11a) dargestellt. Bei neugebildeten Kondensstreifenzirren ist die Verteilung des Effektivradius schmal um einen Mikrometer verteilt. Bei einer Auswahl der neugebildeten Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer 0.05 ändert sich die Verteilung kaum, was bedeutet, dass die Partikelgröße auch in den optisch dickeren neugebildeten Kondensstreifenzirren meist einen Mikrometer groß ist. Bei Betrachtung aller Kondensstreifenzirren ergibt sich eine bimodale Verteilung. Ein schmales Maximum befindet sich bei einer Größe kleiner $0.5 \mu\text{m}$. Eine genauere Unterteilung der Diagnostiken hat gezeigt, dass diese kleinen Partikel in Kondensstreifenzirren vorkommen, die sich gerade auflösen, weil sie sich in einer untersättigten Umgebung befinden. Im Modell wird in dieser Situation erst nur der Eiswassergehalt um die Mengen des

Wasserdampfs, die die Umgebung braucht um gesättigt zu sein, reduziert. Die Anzahl der Eispartikel bleibt gleich, aber die Eispartikel werden kleiner. Wird der Eiswassergehalt zu gering, verschwinden alle Eispartikel. Der zweite Ast der bimodalen Verteilung ist eine breite Verteilung mit dem Maximum bei etwa $3.5 \mu\text{m}$. Durch die Beschränkung auf eine optische Dicke größer 0.05 für alle Kondensstreifenzirren verschwinden die Fälle mit den sehr kleinen Partikelgrößen.

Die relative Häufigkeitsverteilung der optischen Dicke für neugebildete Kondensstreifenzirren aller optischen Dicken ohne Beschränkung des Effektivradius hat sein Maximum bei etwa 0.07 (Abb. 5.11b). Betrachtet man alle Kondensstreifenzirren, kommt eine große Anzahl an Kondensstreifenzirren mit sehr kleinen optischen Dicken hinzu. Durch turbulente Diffusion und Scherung können sich Kondensstreifenzirren stark verbreiten und optisch sehr dünn werden. Durch die Beschränkung auf Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer 0.05 werden die meisten Kondensstreifenzirren aussortiert. Dies entspricht den Untersuchungen in Kärcher et al. (2009), in welchen 20 bis 50 % der Kondensstreifenzirren nicht sichtbar sind. Demnach tauchen in Simulationen eine Vielzahl an optisch sehr dünnen Kondensstreifenzirren auf, die in Messdatensätzen in der Regel nicht vorhanden sind.

Die Häufigkeitsverteilung der Volumenradien in Kondensstreifenzirren (Abb. 5.11a) zeigt, dass die Anwendung der aktuellen Strahlungsroutine in ECHAM5 nicht unproblematisch ist. In den Ergebnissen hat der Großteil der Eispartikel einen kleineren Effektivradius als $10 \mu\text{m}$. Dies entspricht nach Formel 5.2 einem Volumenradius von $8 \mu\text{m}$. Die geographische Verteilung der Mittelwerte des Volumenradius (Abb. 5.9c) nimmt in den Flugverkehrsgebieten sowie nahezu auf der gesamten nördlichen Halbkugel in 240 hPa Werte unterhalb von $8 \mu\text{m}$ an. In diesen Fällen wird in der Strahlungsroutine für die Berechnung der optischen Dicke der Wert der Eispartikelradien künstlich hoch gesetzt.

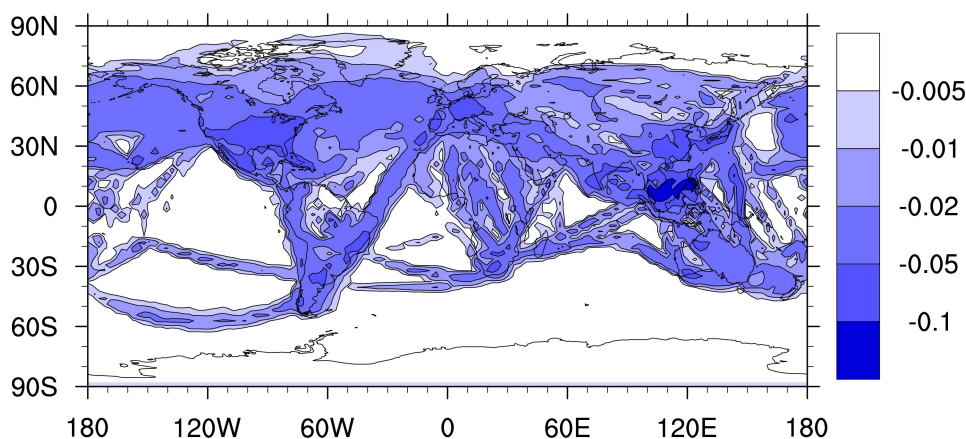


Abbildung 5.12: Mittlere Änderung der optischen Dicke in der Strahlungsroutine durch die untere Beschränkung des Effektivradius auf $10 \mu\text{m}$ mit der Simulationslänge von einem Jahr

Abbildung 5.12 zeigt, inwieweit sich die untere Beschränkung des Effektivradius auf $10 \mu\text{m}$ im Mittel auf die Höhe der optischen Dicke im sichtbaren Bereich (Formel 5.3) in 240 hPa auswirkt. Die größten Änderungen treten über Südostasien auf, wo die optische Dicke für die Strahlungsberechnungen um mehr als den Wert 0.1 unterschätzt wird. Durch Einsetzen verschiedener Partikelgrößen in die Formel 5.3, ergibt sich die Abhängigkeit der optischen Dicke vom Volumenradius bei konstantem Eiswassergehalt (Abb. 5.13). Je größer der Eiswassergehalt in den Kondensstreifenzirren ist, desto stärker ist die Änderung der optischen Dicke mit Volumenradien unterhalb von $8 \mu\text{m}$. Über Südostasien liegt der mittlere Eiswas-

sergehalt über 2 mg/m^3 und der mittlere Volumenradius zwischen 6 und $10 \mu\text{m}$ (Abb. 5.9). Bei einer Änderung des Volumenradius von 6 auf $8 \mu\text{m}$ mit gleichbleibendem Eiswassergehalt zwischen 2 und 5 mg/m^3 ändert sich die optische Dicke um einen Wert zwischen 0.1 und 0.2 (Abb. 5.13). Dies entspricht also den Ergebnissen des Modells über Südostasien (Abb. 5.12).

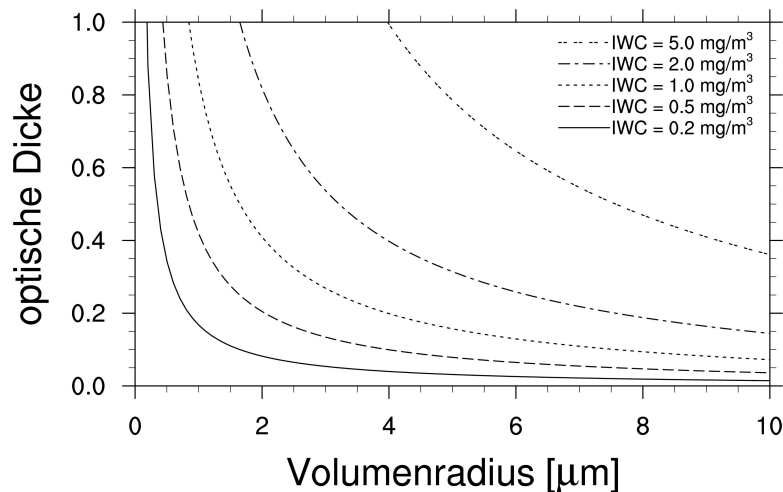


Abbildung 5.13: Abhängigkeit der optischen Dicke vom Volumenradius durch die Formeln 5.3 und 5.2 für verschiedene Eiswassergehalte (IWC) mit einer angenommenen Kondensstreifendicke von 500 m

Weitere Bereiche, in denen die Beschränkung des Volumenradius auf $8 \mu\text{m}$ größere Änderungen der optischen Dicke bewirkt, sind die Hauptflugverkehrsgebiete. Der Unterschied liegt um den Wert 0.05 (Abb. 5.12). Der Eiswassergehalt ist mit 0.5 bis 2 mg/m^3 geringer als über Südostasien, aber die Partikelradien sind im Mittel durch den größeren Anteil junger Kondensstreifen zirren kleiner (2 bis $6 \mu\text{m}$). Gemäß Abbildung 5.13 wird bei einer Änderung des Volumenradius von 2 auf $8 \mu\text{m}$ die optische Dicke bei einem Eiswassergehalt von 1 mg/m^3 um einen Wert von 0.2 unterschätzt. Dieser Wert ist wesentlich größer als das Mittel gezeigt hat (Abb. 5.12). Das könnte daran liegen, dass in den Hauptflugverkehrsgebieten die Annahme bei der Berechnung der optischen Dicke nicht gilt, dass die Kondensstreifen zirren die gesamte Levelhöhe von 500 Metern ausfüllen (Kap. 5.2). Folglich ist der Eiswasserpfad und damit die optische Dicke kleiner als in Abbildung 5.12.

Insgesamt zeigt sich, dass in den Gebieten hohen Flugverkehrsaufkommens und damit verbundener hoher Kondensstreifen zirren-Bedeckungsgrade und im Gebiet hoher Strahlungswirkung einzelner Kondensstreifen zirren über Südostasien die optische Dicke für die Strahlungsberechnung unterschätzt wird. Dennoch soll im folgenden Kapitel der Strahlungsantrieb der Kondensstreifen zirren, wie er mit diesem Modell berechnet wurde, gezeigt werden. Damit können Vergleiche zu früheren Studien wie Ponater et al. (2002), Marquart et al. (2003) und Burkhardt and Kärcher (2011) angestellt werden, in deren Strahlungsberechnungen die Partikelgröße ebenfalls nach unten beschränkt ist.

5.4 Strahlungsantrieb

Kondensstreifen zirren erhöhen die planetare Albedo und erzeugen damit einen negativen Strahlungsantrieb im kurzwelligen Bereich. Da Kondensstreifen zirren eine niedrigere Tempe-

ratur als die Atmosphäre unter ihnen haben, wird von der durch die Kondensstreifenwirren absorbierten langwelligen Strahlung weniger emittiert. Daraus resultiert ein positiver Strahlungsantrieb im langwelligen Bereich (Schumann, 2002), welcher am größten ist, wenn sich die Kondensstreifenwirren über warmer Landoberfläche in einer sonst wolkenfreien Atmosphäre befinden. Im Mittel dominiert der langwellige über den kurzwelligen Strahlungsantrieb (Meerkötter et al., 1999), und Kondensstreifenwirren tragen so zu einer Erwärmung der Atmosphäre bei.

Der Strahlungseffekt von Wolken in einem globalen Klimamodell wird mittels der Einfachstreueralbedo, dem Asymmetriefaktor und der optischen Dicke im solaren Teil des Spektrums und durch die Emissivität im terrestrischen Teil berechnet. Diese Größen sind in ECHAM5 durch den Eiswassergehalt sowie die Partikelgröße parametrisiert (Roeckner et al., 2003). Die Erweiterung der Parametrisierung von Kondensstreifenwirren zu einem Zwei-Momenten-Schema im Zuge dieser Arbeit hat zur Folge, dass der zweite Parameter, die Partikelgröße, mithilfe der Eispartikelanzahl genauer bestimmt werden kann. Es ist jedoch zu beachten, dass die Partikelgröße bei der Berechnung des Strahlungsantriebs auf die kleinste Größe von $10 \mu\text{m}$ beschränkt ist. Dies führt neben den Fehlern der Berechnung der optischen Dicke (Kap. 5.3.2) auch zu Abweichungen bei der Bestimmung der Einfachstreueralbedo und des Asymmetriefaktors. Die umfangreichen Untersuchungen, in welcher Größenordnung sich der Gesamtfehler befindet und inwieweit die Berechnungen des Strahlungsantriebs auf kleinere Partikelgrößen ausgeweitet werden kann, folgen nach Abschluss dieser Arbeit.

Wir berechnen im Klimamodell den stratosphären-adjustierten Strahlungsantrieb. Dieser gibt die Strahlungsänderung an, nachdem die Stratosphäre ein neues Strahlungsgleichgewicht erreicht hat (Hansen et al., 1997). Die Rückkopplungsprozesse über die stratosphärische Temperatur werden somit im Strahlungsantrieb mit berücksichtigt, da die stratosphärischen Temperaturen innerhalb weniger Wochen einen neuen quasi-stationären Zustand erreichen. Im Gegensatz dazu braucht das gekoppelte System Troposphäre-Erdboden-Ozeane mehrere Jahrzehnte bis sich ein neues Temperaturgleichgewicht einstellt. Im Klimamodell ist der Strahlungseffekt von Wolken im kurzwelligen durch das Einfachstreueralbedo und dem Asymmetriefaktor, der optischen Dicke im solaren Spektrum und der Emissivität im langwelligen Bereich parametrisiert (Ponater et al., 2002).

Es muss beachtet werden, dass der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenwirren stark von der Überlappung mit natürlichen Wolken abhängt (Marquart and Mayer, 2002). Dies kann ein Grund sein, weshalb aus verschiedenen Modellen unterschiedliche Ergebnisse resultieren. Vor allem dann, wenn in Kondensstreifenwirren-Simulationen der Bedeckungsgrad natürlicher Wirren nicht online gerechnet wird, sondern die Informationen darüber offline hinzugekommen werden. Ist der Überlapp mit natürlichen Wolken größer, kann die Kompensation der langwelligen Strahlungsanteils durch den kurzwelligen Strahlungsanteil je nach Situation kleiner sein. Befinden sich Kondensstreifenwirren oberhalb einer optisch dicken natürlichen Wolkendecke, würde die von den Kondensstreifenwirren reflektierte Strahlung zum Großteil auch bei Abwesenheit der Kondensstreifenwirren von den natürlichen Wolken reflektiert. Befinden sich die natürlichen Wolken nahe der Erdoberfläche, ist die Temperaturdifferenz zu den Kondensstreifenwirren immer noch hoch, und der langwellige Strahlungsbeitrag der Kondensstreifenwirren würde nur sehr gering reduziert. Das hätte zur Folge, dass die kurzwellige Strahlungswirkung im Vergleich zur langwelligen Strahlungswirkung stärker reduziert würde und damit die Kompensation geringer wäre (Schumann et al., 2012). In anderen Studien wurde dieser Zusammenhang nachgewiesen, indem der Strahlungsantrieb von Kondensstreifen mit und ohne dem Vorhandensein von natürlichen Wolken berechnet wurde (Myrhe and

Stordal, 2001; Stuber and Forster, 2007; Rap et al., 2010). Die Kompensation war in den Simulationen ohne natürlicher Bewölkung jeweils höher.

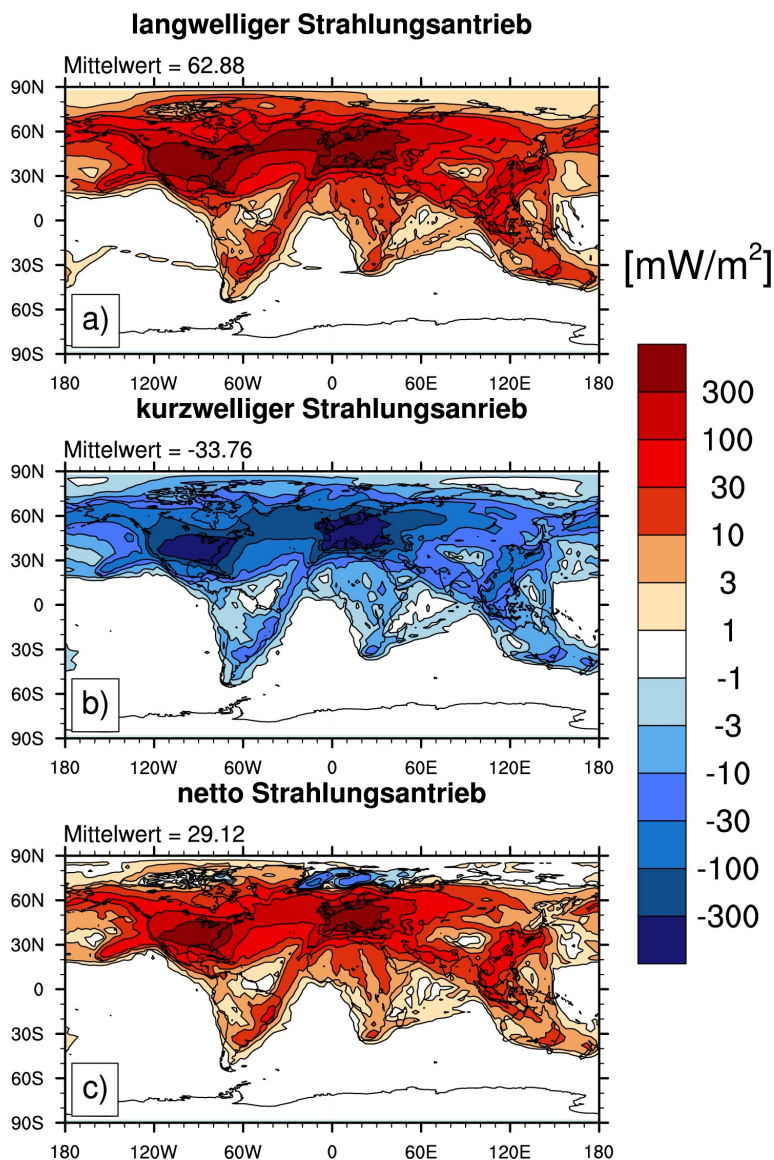


Abbildung 5.14: Langwelliger (a), kurzwelliger (b) und netto (c) Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren aus einem 10-Jahreslauf

Die globale Verteilung des netto Strahlungsantriebs ist stark durch die des Bedeckungsgrades geprägt (Abb. 5.14c). Die größten Werte befinden sich über den Gebieten mit der größten Flugverkehrsdichte, über Europa und den USA. In den tropischen Gebieten, besonders über Südostasien, ist der Strahlungsantrieb relativ zum Bedeckungsgrad gesehen größer, da die optische Dicke der Kondensstreifen zirren höher ist (Abb. 5.9d).

Im 10-Jahresmittel beträgt der netto Strahlungsantrieb für das Jahr 2002 etwa 29.1 mW/m^2 . Der Wert für den netto Strahlungsantrieb ist kleiner als die Ergebnisse von Burkhardt and Kärcher (2011) (37.5 mW/m^2). Dies erscheint zunächst verwunderlich, da der Bedeckungsgrad der Kondensstreifen zirren in ECHAM5 im Vergleich zu der älteren Studie größer ist (Kap. 5.2). Es zeigte sich, dass das Ergebnis stark von dem Strahlungsschema im Klimamodell abhängt. Dieses wurde im Vergleich zu ECHAM4 verändert und weiterentwickelt. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Parametrisierung in ECHAM4 ist der globale mittlere

re langwellige Strahlungsantrieb von 47.1 mW/m^2 auf 62.9 mW/m^2 gestiegen. Die größeren Bedeckungsgrade und die größere optische Dicke in den Hauptflugverkehrsgebieten im Vergleich zu ECHAM4 machen diese Veränderung nachvollziehbar. Auf der anderen Seite ist der kurzwellige Strahlungsantrieb von -9.6 mW/m^2 auf -33.76 mW/m^2 gestiegen. Dass der kurzwellige Strahlungsantrieb sich relativ um einen viel größeren Anteil geändert hat, bedeutet dass die Kompensation des langwelligen durch den kurzwelligen Strahlungsantrieb von 20.4 % in ECHAM4 (Burkhardt and Kärcher, 2011) auf 53.7 % in dieser Studie gestiegen ist. Dies liegt zum einen an der Änderung des Strahlungsschemas, an der geringeren Eispartikelgröße in Kondensstreifenzirren in dieser Studie und zum anderen daran, dass die Häufigkeit der Überlappung mit natürlichen Zirren unterschiedlich ist. In dieser Studie mit ECHAM5 ist der Anteil der Kondensstreifenzirren, die zu einem Anstieg des Bedeckungsgrades beitragen größer als in ECHAM4 (Kap. 5.2, Abb. 5.6). Wie oben beschrieben, steigt dadurch die Kompensation. Die Ableitung des Strahlungsantriebs aus Satellitenbeobachtungen ergab für lineare Kondensstreifenzirren eine Kompensation von etwa 42 % (Spangenberg et al., 2013). Das lässt annehmen, dass die Kompensation in der vorangegangenen Parametrisierung in ECHAM4 zu klein war. Kondensstreifenzirren werden in Satellitenmessungen dann besonders gut erkannt, wenn keine natürliche Bewölkung auftritt. Wie beschrieben, ist die Kompensation in diesen Fällen größer. Das bedeutet, dass der Wert aus Satellitenbeobachtungen eher zu hoch ist. Eine weitere neuere Studie, welche Kondensstreifenzirren in dem Klimamodell CAM5 modelliert (Chen and Gettelman, 2013), kommt mit etwa 57 % ebenfalls auf einen vergleichsweise hohen Wert. Dabei ist zu beachten, dass in dieser Parametrisierung, wie schon beschrieben, die natürlichen Zirren und die Kondensstreifenzirren in einer Wolkenklasse zusammengefasst wurden. Die hohe Kompensation kommt wohl durch die Veränderung der mikrophysikalischen Eigenschaften der natürlichen Wolken zustande. Eine geringere Anzahl an Eispartikeln führt zu einer stärkeren Abschwächung des langwelligen Strahlungsanteils im Gegensatz zum kurzwelligen Strahlungsanteil (Schumann, 2002).

6 Verwendung alternativer Treibstoffe

In diesem Kapitel soll eine erste Studie beschrieben werden, die die Auswirkung der Verwendung alternativer Treibstoffe auf die Kondensstreifenbildung und ihre Eigenschaften untersucht. Bei einem Experiment (Alternative Aviation Fuel Experiment, AAFEX) der NASA wurden an einem Prüfstand, und damit nicht während des Fluges, Proben der Abgase eines Flugzeugs entnommen. Dabei wurde in einem der Triebwerke Kerosin und in dem anderen 50 %-Mischungen aus Kerosin und alternativen Treibstoffen, genauer Fischer-Tropsch Treibstoffe, verbrannt. Mittels des Fischer-Tropsch Prozesses werden Kohlenwasserstoff-Produkte in Kerosin umgewandelt. Es zeigte sich, dass die Anzahl emittierter Rußpartikel bei Verwendung alternativer Treibstoffe deutlich reduziert ist (Anderson et al., 2011). Ruß bezeichnet alle schwarzen und grauen kohlenstoffhaltigen, nichtflüchtigen Produkte aus den unvollständigen Verbrennungsprozessen im Triebwerk (Schumann, 2002).

Die Abhängigkeit der sich bildenden Eispartikelanzahl von der Anzahl der emittierten Partikel wurde durch Simulationen der Kondensstreifenbildung untersucht (Kärcher and Yu, 2009). Dabei wurden neben Rußpartikeln auch flüssige Partikel, wie zum Beispiel Schwefelsäurepartikel, berücksichtigt. Die Ergebnisse hängen stark von der Umgebungstemperatur ab. Nimmt man die Ergebnisse von AAFEX, welche eine gemessene Reduzierung der emittierten Rußpartikel von bis zu zwei Größenordnungen angeben (Anderson et al., 2011), dann zeigt sich, dass die Eispartikelanzahldichte bei der Bildung der Kondensstreifenbildung um bis zu zwei Größenordnungen reduziert sein kann (Kärcher and Yu, 2009). Dies liegt daran, dass durch die geringere Rußpartikelanzahl weniger Kondensationskerne zur Verfügung stehen und sich dadurch weniger Eispartikel bilden können. Erst bei sehr kalter Umgebung, etwa 213 Kelvin, wird die Reduktion der Eisproduktion aufgrund der Verwendung alternativer Treibstoffe aufgehoben. Dann findet eine verstärkt einsetzende Bildung von Eis durch homogenes Gefrieren der flüssigen Partikel im Abgasstrahl und in der umgebenden Atmosphäre statt. Dadurch kann die Eispartikelanzahldichte die gleiche Größenordnung wie in den Fällen mit hoher emittierter Rußpartikelanzahl erreichen (Kärcher and Yu, 2009).

Die physikalischen Prozesse, die durch die Anzahl an Rußpartikeln in Kondensstreifenbildung gesteuert werden, sind vergleichbar mit denen in Flüssigwasserwolken. Dort führt eine erhöhte Aerosolkonzentration zur Bildung von mehr und kleineren Wassertropfen, welche die optische Dicke und folglich die Wolkenalbedo vergrößern (Twomey, 1977). Durch die vielen kleinen Tropfen wird weniger Niederschlag gebildet und somit die Lebenszeit der Wolke verlängert (Stevens and Feingold, 2009). Diese Kausalkette kann auch auf Kondensstreifenbildung angewendet werden. Eine geringere Anzahl an emittierten Rußpartikeln führt laut oben beschriebenen Simulationen zu einer geringeren Anzahl an Eispartikeln bei der Bildung. Da die Menge des zur Verfügung stehenden Wassers gleich ist, würden die Eispartikel größer werden. Die optische Dicke würde kleiner werden und damit auch die Strahlungswirkung (Kärcher et al., 2006). Größere Partikel könnten früher sedimentieren und würden auf diese Weise die Lebenszeit von Kondensstreifenbildung verkürzen, was wiederum Einfluss auf die Strahlungswirkung hätte.

Im Laufe dieses Kapitels soll gezeigt werden, inwiefern der Einsatz von alternativen Treib-

stoffen für die gesamte Luftverkehrsflotte die Lebenszeit, die optischen Eigenschaften und die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren beeinflussen könnte. Vereinfachend wird dazu die festgeschriebene Eispartikelanzahldichte bei der Bildung der Kondensstreifenzirren (Kap. 3.2.1) von 150 cm^{-3} um 80 % auf 30 cm^{-3} reduziert. Der Einfluss von flüssigen Partikeln aus den Abgasen muss dabei noch nicht berücksichtigt werden. Es soll eine erste Abschätzung der Folgen einer geringeren Eispartikelanzahldichte in Kondensstreifenzirren durchgeführt werden.

Dazu werden die Ergebnisse aus einem 10-Jahreslauf mit den Ergebnissen des Referenzlaufs (Kap. 5) verglichen. Zuerst werden die Änderungen der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften (Kap. 6.1), dann die Änderungen des Bedeckungsgrades (Kap. 6.2) und schließlich die Änderung der Klimawirkung (Kap. 6.3) beschrieben.

6.1 Änderung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften

Die Reduzierung der initialen Eispartikelanzahldichte hat Folgen für die gesamte Lebenszeit, da die Bildung von Eispartikeln während der Entstehung der Kondensstreifenzirren die einzige Quelle neuer Eispartikel ist. Somit wird während des Entstehungsprozesses das Maximum der Eispartikelanzahldichte erreicht und anschließend durch Verdünnungsprozesse und Verlustprozesse wie Sedimentation und Niederschlag reduziert.

Die Größe der Eispartikel und die Sedimentationseigenschaften der Kondensstreifenzirren hängen von initialer Eispartikelanzahl ab, welche im jungen Kondensstreifen gebildet werden (Schumann, 1996). Bei der Bildung ist die Eispartikelanzahldichte in diesem Experiment um 80 % geringer als im Referenzlauf simuliert wurde, bleibt aber immer noch sehr hoch im Vergleich zu natürlichen Zirren. Den einzelnen Eispartikeln steht mehr Wasserdampf zur Verfügung. Damit ist die Eispartikelgröße von Beginn an größer als bei einer größeren initialen Eispartikelanzahldichte.

Die optische Dicke ist proportional zum Eiswassergehalt und indirekt proportional zum Eispartikelradius (Gl. 5.3). In diesem Fall ist anzunehmen, dass die optische Dicke der Kondensstreifenzirren kleiner wird. Für dieses Kapitel ist die optische Dicke ohne die untere Beschränkung des Effektivradius auf $10 \mu\text{m}$ berechnet (siehe Kap. 5.3.2).

Der Mittelwert der Eispartikelanzahldichte ist in neugebildeten Kondensstreifenzirren aller optischer Dicken im Vergleich zum Referenzlauf nach der Bildung, wie vorgegeben, signifikant um 80 % kleiner. Dieses Verhältnis bleibt für ältere Kondensstreifenzirren nicht konstant, sondern die Eispartikelanzahldichte für Kondensstreifenzirren aller Altersklassen wird mit 0.18 cm^{-3} signifikant um 85 % kleiner als im Referenzlauf. Dies weist darauf hin, dass der Verlust der Eispartikel durch Sedimentation und Niederschlag in älteren Kondensstreifenzirren größer ist als im Referenzlauf. Mit der Beschränkung auf optisch dickere Kondensstreifenzirren, also diejenigen, deren Strahlungseinfluss bedeutender ist, ist der Mittelwert der Eispartikelanzahldichte im Vergleich nur noch um 68 % signifikant kleiner (Tab. 6.1). Dies sind die Fälle, in denen die Eispartikelanzahldichte und damit die optische Dicke durch eine geringere Scherung größer bleibt.

Die Annahme, dass der Eiswassergehalt in beiden Fällen etwa gleich ist, da die Menge des zur

	Referenzlauf	Mitigationslauf	Unterschied
n_{co} n_{cc} [1/cm ³]	143.42 (136.95) 3.04 (1.17)	29.07 (27.70) 0.97 (0.18)	-80 % signif. (-80 % signif.) -68 % signif. (-85 % signif.)
q_{co} q_{cc} [mg/m ³]	2.37 (0.91) 2.55 (0.44)	2.45 (0.66) 2.60 (0.20)	+4 % nicht signif. (-27 % signif.) +2 % nicht signif. (-54 % signif.)
$r_{vol,co}$ $r_{vol,cc}$ [μm]	1.15 (0.99) 9.21 (10.72)	2.03 (1.57) 11.59 (11.60)	+76 % nicht signif. (+58 % signif.) +26 % signif. (+8 % nicht signif.)
τ_{co} τ_{cc}	0.15 (0.11) 0.15 (0.024)	0.095 (0.054) 0.11 (0.008)	-35 % nicht signif. (-53 % nicht signif.) -26 % nicht signif. (-66 % nicht signif.)

Tabelle 6.1: Vergleich der Mittelwerte der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften wie Eiswassergehalt (q), Volumenradius (r) und optische Dicke (τ) für 7,5 Minuten alte Kondensstreifen (co) und alle Kondensstreifenzirren (cc) mit optischer Dicke größer 0.05 (alle optischen Dicken) des Referenzlaufs und der Mitigationsstudie mit reduzierter initialer Eispartikelanzahl-dichte. Unterschied ist in prozentualer Änderung zum Referenzlauf angegeben. Das Signifikanzniveau liegt bei 5 %.

Verfügung stehenden Wassers dieselbe ist, lässt sich nicht bestätigen. Während der Mittelwert des Eiswassergehalts der 7,5 Minuten alten Kondensstreifenzirren aller optischer Dicken um 27 % signifikant geringer ist, ist er für die Kondensstreifenzirren aller Altersklassen mit 0.2 mg/m^3 statt 0.44 mg/m^3 mehr als die Hälfte kleiner. Auch hier ist anzunehmen, dass der Verlust durch Sedimentation wegen eines größeren Diffusionswachstums relativ gesehen größer ist. Mit Reduzierung auf die optisch dickeren Kondensstreifenzirren, ist der Eiswassergehalt bei reduzierter Eispartikelanzahl-dichte etwas größer (Tab. 6.1). Diese Änderung ist aber nicht signifikant. Das bedeutet, dass in den optisch dickeren Kondensstreifenzirren der Eiswassergehalt bei Reduzierung der initialen Eispartikelanzahl-dichte in etwa gleich bleibt. Da beim Rußexperiment laut der Ergebnisse mehr Eismasse pro Eispartikel aufgenommen wird, ist anzunehmen, dass der Mittelwert des Radius der neugebildeten Kondensstreifenzirren größer ist. Mit der Annahme, dass die Eispartikelanzahl-dichte um 80 % geringer und der Eiswassergehalt in etwa gleich ist, würde der Eispartikelradius nach der Formel 5.1 um etwa 70 % größer werden. Die Ergebnisse zeigen, dass der Mittelwert des Radius der neugebildeten Kondensstreifenzirren aller optischer Dicken um 58 % signifikant größer als im Referenzlauf ist, mit Beschränkung auf optisch dickere neugebildete Kondensstreifenzirren ist die Änderung nicht mehr signifikant (Tab. 6.1). Im Gesamten werden die einzelnen Partikel um etwas mehr als die Hälfte größer als im Referenzlauf und damit weniger als angenommen. Die Zunahme des Radius zeigt auch die relative Häufigkeitsverteilung der optisch dickeren neugebildeten Kondensstreifenzirren in einer Höhe von 240 hPa. Sie liegt schmal um den Wert von $2 \text{ } \mu\text{m}$. Beim Referenzlauf hatte die Verteilung das Maximum bei $1 \text{ } \mu\text{m}$ (Abb. 6.1).

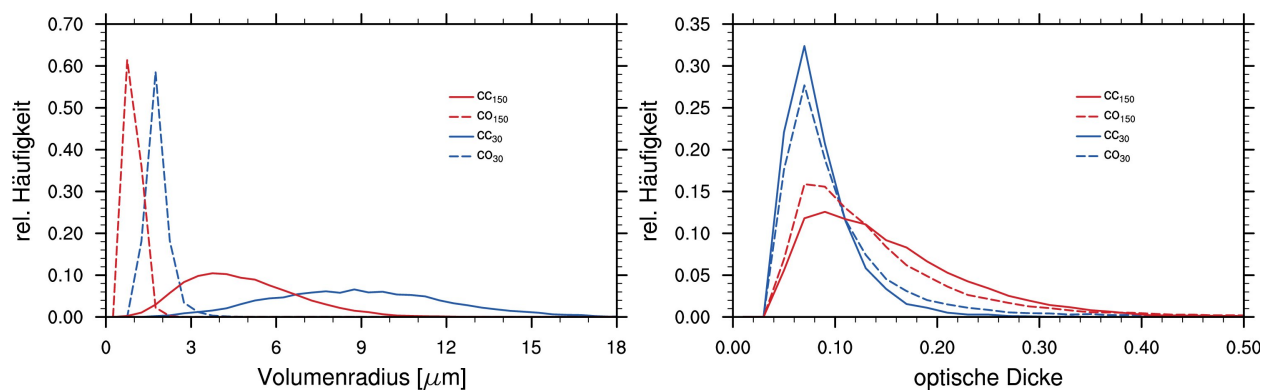


Abbildung 6.1: Relative Häufigkeitsverteilung des Volumenradius und der optischen Dicke der 7,5 Minuten alten (gestrichelte Linie) und aller (durchgezogene Linie) Kondensstreifenzirren im Referenzlauf (rot) und mit reduzierter initialer Eispartikelanzahl-dichte (blau) mit optischer Dicke größer 0.05

Der Mittelwert des Volumenradius der Kondensstreifenzirren aller Altersklassen ist nur noch um 25 %, mit Beschränkung auf die optisch dickeren Kondensstreifenzirren noch um 8 % signifikant größer als im Referenzlauf. Das bedeutet, dass viele der großen Partikel früher sedimentieren und damit im Verhältnis mehr Eismasse verloren geht. Die relative Häufigkeitsverteilung ist flacher und hat ihr Maximum zwischen acht und neun Mikrometern. Das Auftreten größerer Volumenradien ist im Rußexperiment häufiger (Abb. 6.1).

Verfolgt man weiterhin die Annahme, die Eispartikelanzahldichte sei durchgehend 80 % kleiner und der Eiswassergehalt sei in etwa identisch im Vergleich zum Referenzlauf, müsste die optische Dicke laut Formel 5.3 etwa 42 % kleiner werden. Für Kondensstreifenzirren aller optischen Dicken ist der Wert höher, bei Beschränkung auf Kondensstreifenzirren mit optischer Dicke größer 0.05 kleiner. Die Unterschiede sind aber nicht signifikant. Die Maxima der relativen Häufigkeitsverteilung stimmen überein, nach Reduzierung der initialen Eispartikelanzahldichte kommen niedrigere Werte häufiger vor (Abb. 6.1). Aus diesem Grund ist auch der Mittelwert kleiner. Die optische Dicke wird kleiner, da weniger Eiswassergehalt und größere Partikel vorkommen.

Im Folgenden soll die geographische Verteilung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften im Referenzlauf (Abb. 5.9) und im Mitigationslauf (Abb. 6.2) mit reduzierter initialer Eispartikelanzahldichte verglichen werden. Die Muster der Verteilungen stimmen überein. In den Hauptflugverkehrsgebieten, in denen der Anteil junger Kondensstreifenzirren am höchsten ist, ist die Eispartikelanzahldichte höher und die Eispartikelgröße ist kleiner als in Bereichen, in welche Kondensstreifenzirren größtenteils transportiert werden. Deshalb nimmt hier die optische Dicke auch höhere Werte an. Das Maximum der optischen Dicke wird über Südostasien erreicht, wo der Eiswassergehalt hoch ist, weil die Menge an zur Verfügung stehendem Wasser am größten ist. Insgesamt sind die Eispartikelanzahldichte, der Eiswassergehalt und die optische Dicke im Rußexperiment kleiner als im Referenzlauf. Die Eispartikel sind in der Mitigationsstudie größer.

Relativ gesehen, wird die Eispartikelanzahldichte in 240 hPa signifikant um etwa 80 % kleiner. Dies entspricht dem Wert, um welchen die initiale Eispartikelanzahldichte im Rußexperiment im Vergleich zur Mitigationsstudie verändert wurde. Der Eiswassergehalt nimmt in den Bereichen, in denen sein Wert größer als 0.1 mg/m^3 ist, signifikant ab. Dort, wo der Anteil junger Kondensstreifenzirren hoch ist (Abb. 5.7b) und über Südostasien sind die Änderung des Eiswassergehalts mit einer Abnahme zwischen 20 und 40 % am kleinsten. Das

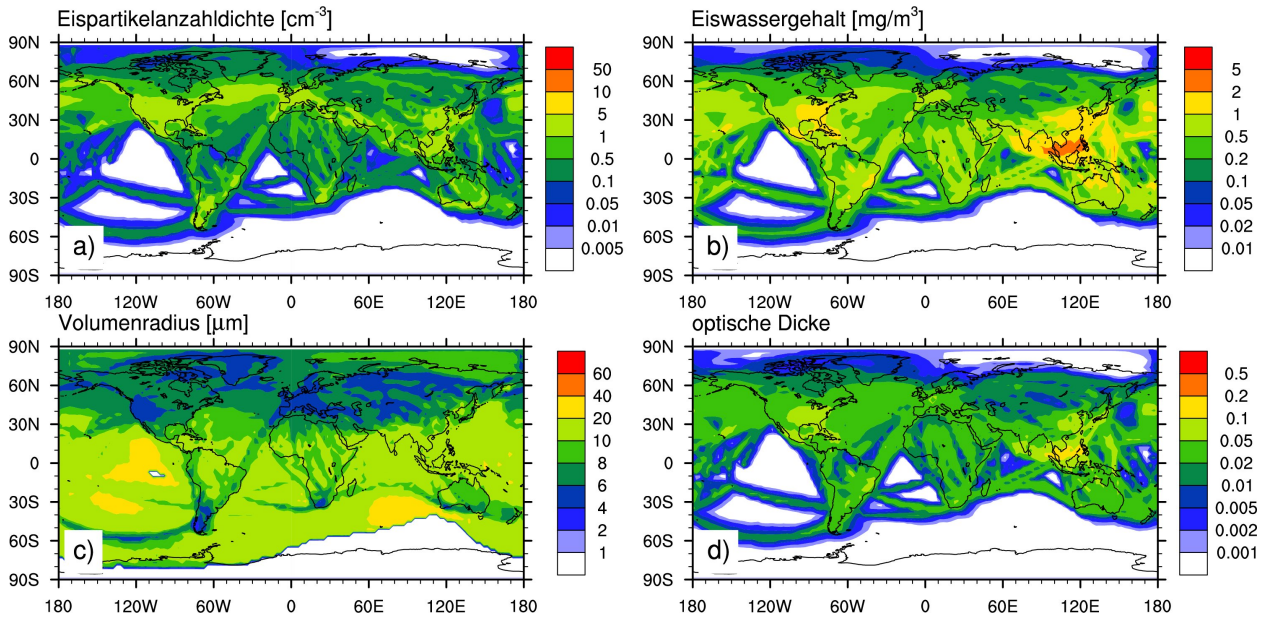


Abbildung 6.2: Jahresmittel der Eispartikelanzahldichte (a), des Eiswassergehalts (b), des Volumenradius (c) und der optischen Dicke (d) von Kondensstreifenzirren in 240 hPa Höhe bei reduzierter initialer Eispartikelanzahldichte

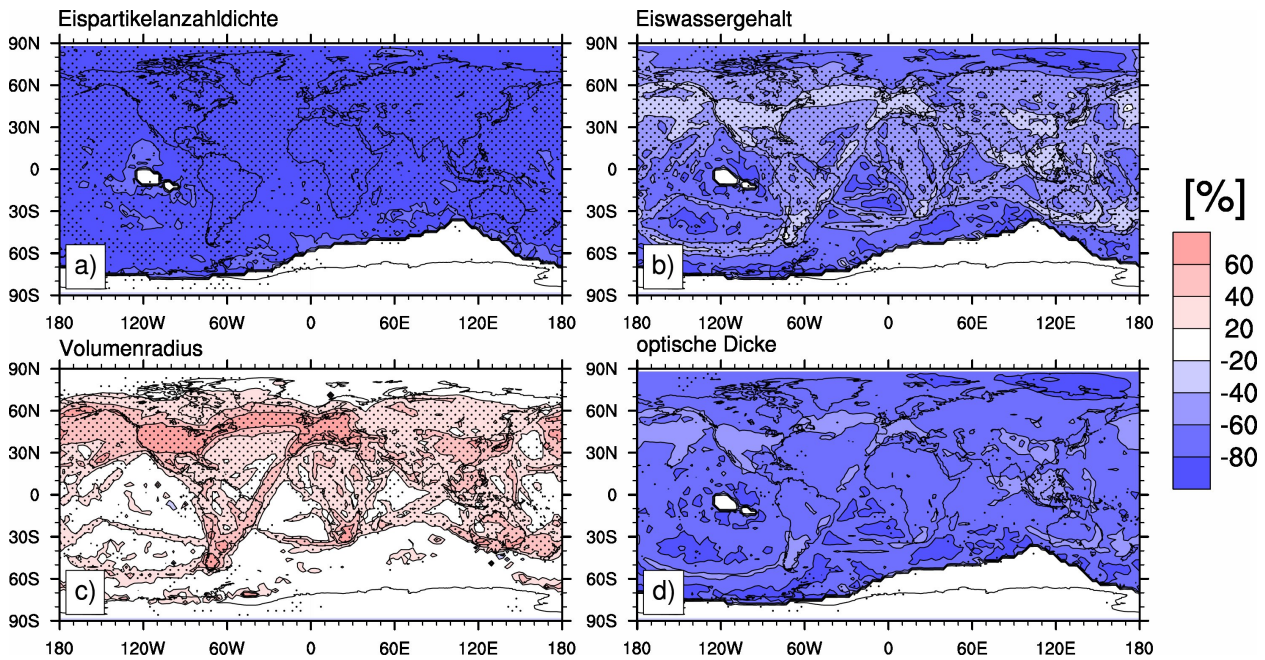


Abbildung 6.3: Relative Änderung der Eispartikelanzahldichte (a), des Eiswassergehalts (b), des Volumenradius (c) und der optischen Dicke (d) von Kondensstreifenzirren in 240 hPa Höhe nach Reduzierung der initialen Eispartikelanzahl. Signifikante Bereiche sind gepunktet.

sind die Gebiete, in denen die Eispartikelanzahldichte global am größten ist (Abb. 6.2a). Die signifikanten Änderungen des Volumenradius zeigen, dass in den Hauptflugverkehrsgebieten über Europa und den USA die Partikelgröße um mehr als 60 % größer als im Referenzlauf ist. Die Eispartikel können durch ihr geringeres Auftreten jeweils mehr Feuchte als im Referenzlauf aufnehmen. In Gebieten, in denen die Eispartikelanzahldichte sehr klein ist, ist das Wachstum der Eispartikel durch das Depositionswachstum beschränkt (Kap. 3.2.4). Der Un-

terschied der Eispartikelgröße ist kleiner als 20 % der Eispartikelgröße im Referenzlauf. Die Veränderung der optischen Dicke folgt nur leicht diesem Muster. In den meisten Bereichen ist sie 40 bis 60 % kleiner, der Unterschied ist aber nicht signifikant. Der Grund dafür ist die hohe Anzahl sehr kleiner optischer Dicken (Abb. 5.11), die in beiden Läufen auftreten. Um signifikante Unterschiede zu erhalten, müssten wahrscheinlich optische Dicken kleiner 0.05 ausgeschlossen werden.

6.2 Änderung des Bedeckungsgrades

Mittels der Änderungen in den mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften kann die Veränderung des globalen überlappten Bedeckungsgrades erklärt werden. Es gilt die Annahme, dass wenn die Eispartikel größer sind, sie früher sedimentieren und damit die Lebenszeit der einzelnen Kondensstreifenzirren verkürzen. In Abbildung 6.4 sind die globalen überlappten Volumenbedeckungsgrade sowie die gesicherten Bedeckungsgrade mit Beschränkung auf die optischen Dicken größer als 0.02 und 0.05 für den Mitigationslauf mit reduzierter initialer Eispartikelanzahldichte dargestellt. Diese Abbildung ist vergleichbar mit der Abbildung 5.5 für den Referenzlauf.

Der Bedeckungsgrad, der die Kondensstreifenzirren aller optischer Dicken berücksichtigt, ist sogar größer als im Referenzlauf, aber nicht signifikant. Die ungefähre Übereinstimmung beider Bedeckungsgrade deutet darauf hin, dass die allgemeine Lebenszeit der Kondensstreifenzirren nicht verkürzt ist. Es stellt sich aber die Frage, wie die Kondensstreifenzirren am Ende aussehen. Aus wie vielen Eispartikeln bestehen die Kondensstreifenzirren noch und auf welches Volumen verteilen sie sich? Im Modell sind Grenzwerte für eine gitter-gemittelte Eispartikelanzahldichte und einen gitter-gemittelten Eiswassergehalt festgelegt, ab welchem Kondensstreifenzirren nicht mehr als solche simuliert werden. Dabei gibt es aber das Problem zu definieren, ab wann ein Kondensstreifen noch ein Kondensstreifen ist. Eine bessere Interpretationsmöglichkeit zeigt der Vergleich der Bedeckungsgrade mit Beschränkung auf die optisch dickeren Kondensstreifenzirren. Für Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer 0.02 ist der globale Mittelwert des Bedeckungsgrades um etwa 50 % kleiner als im Referenzlauf. Steigt der Grenzwert für die optische Dicke auf 0.05, ist der Bedeckungsgrad sogar bis zu 70 % kleiner. Das bedeutet, dass die Kondensstreifenzirren wesentlich früher während ihrer Lebenszeit optisch dünn werden.

Ein Blick auf die globale Verteilung der relativen Änderung des überlappten Bedeckungsgrades für fünf Stunden alte Kondensstreifenzirren und jener aller Altersklassen mit optischer Dicke größer 0.05 zeigt, wo Veränderungen stattfinden. In den Hauptflugverkehrsbereichen über Europa, den USA und dem Nordatlantik ist die Änderung des Bedeckungsgrads signifikant, aber sehr gering. In diesen Gebieten bleibt auch bei der Mitigationsstudie durch die hohe Eispartikelanzahldichte in den sich ständig neubildenden Kondensstreifenzirren die optische Dicke groß. Auch eine kürzere Lebensdauer alter Kondensstreifenzirren wird durch die Bildung neuer Kondensstreifenzirren ausgeglichen. Die Änderung ist in Gebieten, in welche Kondensstreifenzirren transportiert werden, wie über Sibirien, signifikant größer (Abb. 6.5 b). Das Vorhandensein größerer Partikel als im Referenzlauf führt zu einer früheren Sedimentation der Eispartikel, und folglich wird die optische Dicke der Kondensstreifenzirren früher klein.

Der Mittelwert des globalen überlappten Bedeckungsgrads der jungen Kondensstreifenzirren

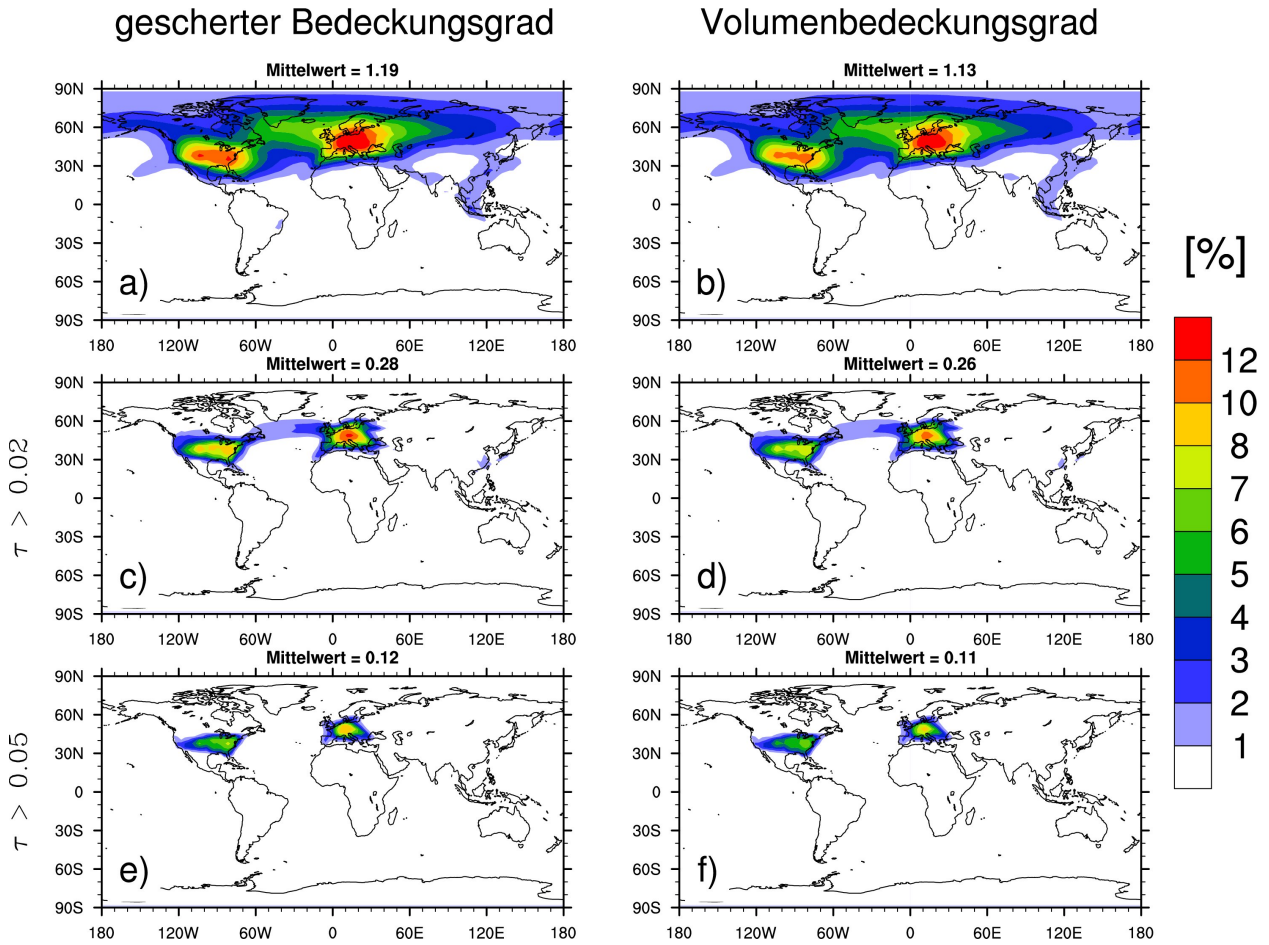


Abbildung 6.4: Globaler, überlappter, gescherter Bedeckungsgrad (a) und Volumenbedeckungsgrad (b) aller Kondensstreifenzirren, gescherter Bedeckungsgrad für Kondensstreifenzirren mit optischer Dicke größer 0.02 (c) und 0.05 (e) und Volumenbedeckungsgrad mit optischer Dicke größer 0.02 (d) und 0.05 (f) bei reduzierter initialer Eispartikelanzahl

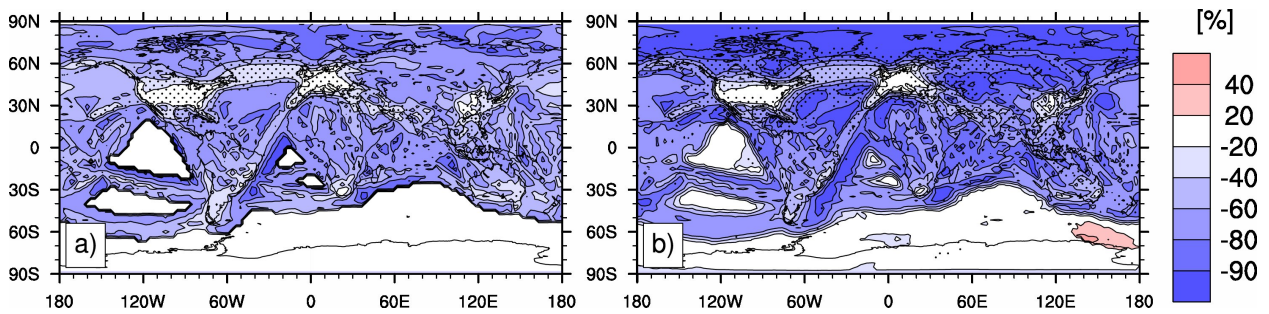


Abbildung 6.5: Relative Änderung des global überlappten Bedeckungsgrades der fünf Stunden alten (a) und aller (b) Kondensstreifenzirren mit optischer Dicke größer 0.05 nach Reduzierung der initialen Eispartikelanzahl. Signifikante Bereiche sind gepunktet.

mit optischer Dicke größer 0.05 sinkt um 58 % von 0.079 auf 0.033. Bei den Kondensstreifenzirren aller Altersklassen beträgt der Verlust 67 % von 0.33 auf 0.11. Dass diese Änderung größer ist als die der fünf Stunden alten Kondensstreifenzirren, zeigt, dass im Vergleich zum Referenzlauf der Anteil der optisch dickeren Kondensstreifenzirren mit dem Lebensalter abnimmt.

6.3 Änderung der Klimawirkung

Aus der Änderung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften und des Bedeckungsgrades ergibt sich natürlicherweise eine Änderung der Klimawirkung für die Kondensstreifenzirren mit geringerer Eispartikelanzahldichte nach der Bildung. In Abbildung 6.6 sind der langwellige, kurzwellige und netto Strahlungsantrieb der Kondensstreifenzirren im Mitigationlauf, vergleichbar mit Abbildung 5.14, dargestellt.

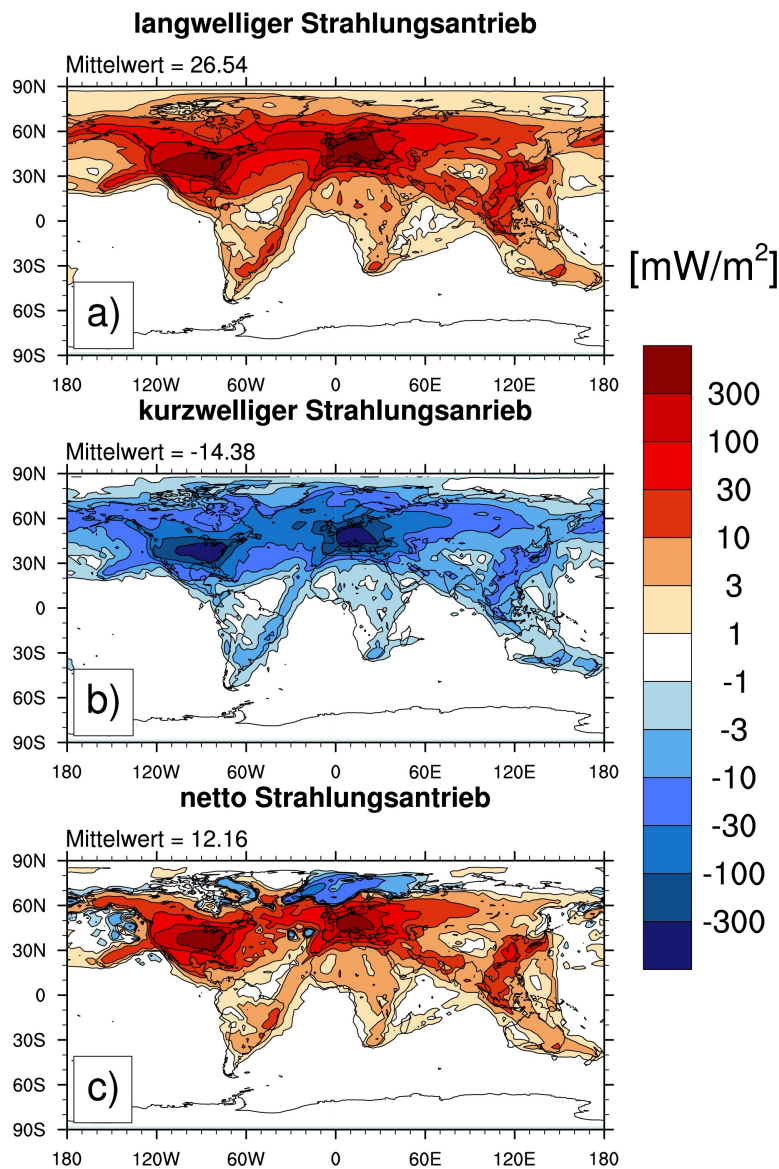


Abbildung 6.6: Langwelliger (a), kurzwelliger (b) und netto (c) Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren aus einem 10-Jahreslauf bei reduzierter initialer Eispartikelanzahldichte

Der Mittelwert des langwelligeren Strahlungsantriebs ist von etwa 63 mW/m^2 auf 27 mW/m^2 um 58 % gesunken. Um den gleichen Anteil ist der kurzwellige Strahlungsantrieb von etwa -34 mW/m^2 auf -14 mW/m^2 reduziert. Diese Änderungen spiegeln sich im Mittelwert des netto Strahlungsantriebs wider, welcher jetzt etwa 12 mW/m^2 statt 29 mW/m^2 beträgt. Die Kompensation des langwelligeren Strahlungsantriebs durch den kurzwelligen Strahlungsantrieb ist mit 52 % nahezu gleich geblieben.

Abbildung 6.7 zeigt global die Veränderung des netto Strahlungsantriebs, welcher größtenteils signifikant ist. Es zeigt sich, dass die Klimawirkung stärker, um 60 bis 80 %, in den Bereichen gesunken ist, in welche Kondensstreifenzirren transportiert werden. Dies ist durch die kleineren Bedeckungsgrade der optisch dickeren Kondensstreifenzirren in diesen Gebieten verursacht. In den Hauptflugverkehrsgebieten nimmt die Klimawirkung ab, da die Kondensstreifenzirren aus größeren Partikeln bestehen, aber etwa 20 % weniger Eiswassergehalt besitzen (Abb. 6.3). Es muss beachtet werden, dass die vollständige Auswirkung der Eispartikelgrößenveränderung nicht in der Berechnung der Strahlungswirkung berücksichtigt werden kann. Der Grund dafür ist die untere Beschränkung des Effektivradius auf $10 \mu\text{m}$. Die Unterschiede der Größenverteilung des Volumenradius (Abb. 6.1) unterhalb von $8 \mu\text{m}$, was einem Effektivradius von $10 \mu\text{m}$ entspricht, haben im Modell im Moment keine Konsequenzen für die Berechnung des Strahlungsantriebs. Je größer aber die Eispartikelgröße in den Kondensstreifenzirren ist, desto weniger wird der absolute Wert des Strahlungsantriebs unterschätzt.

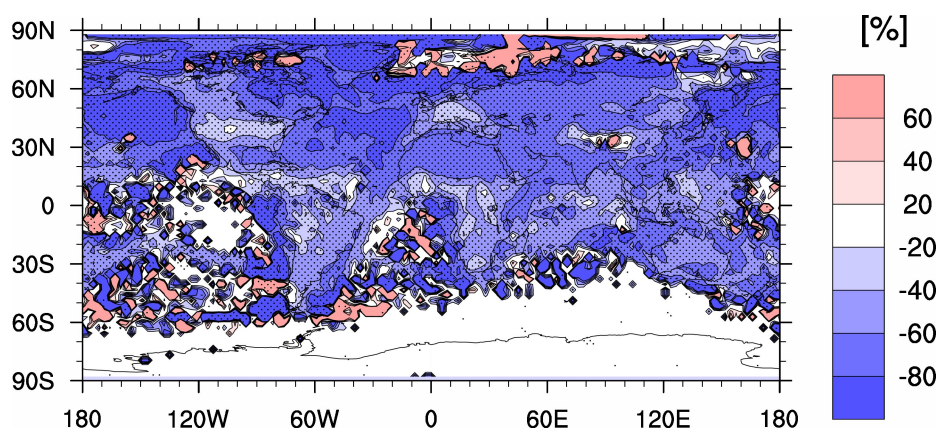


Abbildung 6.7: Relativer Unterschied des gesamten Strahlungsantriebs nach Reduzierung der initialen Eispartikelanzahl. Signifikante Bereiche sind gepunktet.

Diese Mitigationsstudie zeigt, dass der Einsatz von alternativen Treibstoffen, welcher zu einer geringeren Anzahl der emittierten Rußpartikel führt, einen großen Einfluss auf die Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren haben kann. Die Klimawirkung des Flugverkehrs kann dadurch im Bezug auf die Kondensstreifenzirren signifikant verringert werden. Dabei muss weiter untersucht werden, wie sich der Einsatz von alternativen Treibstoffen auf andere Strahlungswirkungseffekte des Luftverkehrs auswirkt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Diese Arbeit widmet sich der Modellentwicklung der Kondensstreifenzirrenparametrisierung in ECHAM5, um folgende wissenschaftliche Fragestellungen beantworten zu können:

1. Wie kann die Konsistenz der natürlichen Wolken- und Kondensstreifenzirren-Parametrisierung bei der Einführung einer Zwei-Momenten-Mikrophysik beibehalten werden?
2. Wie können Prozesse, welche die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften beeinflussen, besser parametrisiert werden?
3. Wie sieht die globale Verteilung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren aus?
4. Welche Auswirkung hat die Verringerung der initialen Eispartikelanzahl, wie sie sich z. B. durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen ergeben würde, auf die Eigenschaften von Kondensstreifenzirren?

Dafür wurde im ersten Teil dieser Arbeit die Parametrisierung der natürlichen Wolken verändert. Die bisherige Parametrisierung war nicht geeignet, da sie zwar eine detaillierte Mikrophysik beinhaltet, aber der Bedeckungsgrad nicht fraktional war. Die Mikrophysik wurde an das fraktionale Sundqvist-Bedeckungsgradschema angepasst und die Nukleationsparametrisierung bezüglich des präexistierenden Eises erweitert. Nach dieser Modifizierung wurde das Modell neu getuned, um ein Strahlungsgleichgewicht herzustellen. Der Anschluss eines Satellitensimulators ermöglichte den Vergleich des Bedeckungsgrads mit CALIPSO-Satellitenmessungen. Der global überlappte Bedeckungsgrad der hohen Wolken (über 440 hPa) zeigt gute Übereinstimmungen, vor allem in den Gebieten der mittleren Breiten, wo die Flugverkehrsdichte am größten ist. Auch die Größe des Eiswassergehalts war mit In situ-Messungen verschiedener Flugzeugkampagnen vergleichbar, was bedeutet, dass das Wasserbudget im Bereich der Eiswolken realistisch verteilt ist. Bei der Eispartikelanzahldichte gab es im Vergleich mit Flugzeugmessungen leichte Abweichungen. Im Modell kommen höhere Werte häufiger vor als in den Messungen, was unter anderem an einer fehlerhaften Darstellung der dynamischen Antriebe für die Nukleation und der Nichtberücksichtigung von heterogener Nukleation liegen kann. Die Bildung der Eispartikel in Kondensstreifenzirren ist davon unabhängig parametrisiert und somit ist das Modell für eine Studie über Kondensstreifenzirren geeignet.

Anschließend wurde die Kondensstreifenzirrenparametrisierung von Burkhardt and Kärcher (2009) implementiert und um das mikrophysikalische Zwei-Momenten-Schema erweitert. Neben dem Eiswassergehalt wird jetzt auch die Eispartikelanzahldichte im Modell prognostiziert. Folglich kann die mittlere Eispartikelgröße bestimmt werden. Für die Bildung der

Kondensstreifenzirren wird in Anlehnung an Messungen eine feste Eispartikelanzahldichte angenommen. Anschließend wurden die parametrisierten Prozesse wie Diffusion, Windscherung, Sedimentation und Niederschlag in Bezug auf die Eispartikelanzahldichte erweitert. Erste Untersuchungen der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften zeigten, dass diese stark von der Entwicklung des Volumens der Kondensstreifenzirren abhängig sind. Bei kleinem Volumen bleibt die Eispartikelanzahldichte groß und die Eispartikel kleiner. Im anderen Fall sinkt die Eispartikelanzahldichte und die Partikel können jeweils mehr Feuchte annehmen, wachsen größer an und sedimentieren früher. Somit stellte sich heraus, dass es für die realistische Repräsentation der mikrophysikalischen Eigenschaften wichtig ist, das Volumen der sich ausbreitenden Kondensstreifenzirren möglichst genau abzuschätzen. Aus diesem Grund wurde das Volumen der Kondensstreifenzirren als weitere prognostische Variable eingeführt. Die Parametrisierung wurde durch die Prozesse des Anwachsens des Kondensstreifenzirrenvolumens aufgrund von Windscherung, turbulenter Diffusion und Sedimentation erweitert. Es zeigte sich, dass kurz nach der Bildung die Diffusion der bestimmende Prozess der Volumenvergrößerung ist. Je schneller die Eispartikel anwachsen, um so früher wird die Zunahme des Volumens durch Sedimentation bedeutender.

Durch die Unterscheidung in einen Volumenbedeckungsgrad und einen gescherten Bedeckungsgrad, der die horizontale Abdeckung der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox angibt, kann die vertikale Fraktionalität der Kondensstreifenzirren bestimmt werden. Außerdem können in einer Gitterbox ober- oder unterhalb schon existierender Kondensstreifenzirren neue gebildet werden. Folglich vergrößert sich das Volumen der Kondensstreifenzirren, aber nicht die horizontale Abdeckung.

Mit steigendem Lebensalter der Kondensstreifenzirren wird durch turbulente Diffusion, Windscherung und Sedimentation die Eispartikelanzahldichte immer kleiner. Wird die Deposition von Wasserdampf wie für natürliche Wolken mittels des Sättigungsadjustment berechnet, müssen die Eispartikel innerhalb eines Zeitschritts zu viel Feuchte aufnehmen, werden extrem groß und fallen schnell aus. Aus diesem Grund wurde die Depositionsparametrisierung für Kondensstreifenzirren an das diffusive Wachstum durch Aufnahme von Wasserdampfmolekülen angeglichen, indem das Volumen, in welchem die Übersättigung abgebaut werden kann, an die Eispartikelanzahldichte und -größe angepasst wird. Das hat zur Folge, dass den Eispartikeln bei geringer Eispartikelanzahldichte nicht zu viel Wasser innerhalb eines Zeitschritts aufgeschlagen wird. Dies ließ eine realistische Simulation der Entwicklung eines Kondensstreifenzirren-Clusters zu.

Durch das mikrophysikalische Zwei-Momenten-Schema können die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren genauer dargestellt werden. Ihre globale Verteilung orientiert sich stark an der Flugverkehrsdichte. Im Gegensatz dazu waren sie in der vorangegangenen Studie von der geographischen Lage bezüglich der Menge des zur Verfügung stehenden Wassers abhängig (Burkhardt and Kärcher, 2011). Jetzt wird berücksichtigt, dass in den Hauptflugverkehrsgebieten die Kondensstreifenzirren im Mittel aus mehr und kleineren Eispartikeln bestehen und einen höheren Eiswassergehalt haben als in den Gebieten, in welche die Kondensstreifenzirren größtenteils durch Transport gelangen. Folglich ist die Verteilung der optischen Dicke in den Gebieten mit einem hohen Anteil an jungen Kondensstreifenzirren größer. Sie hat über Europa und den USA in 240 hPa einen Mittelwert von 0.1. Ihr Maximum befindet sich aber ebenfalls wie in früheren Studien in den wärmeren Tropen, vor allem über Südostasien, wo der Eiswassergehalt die größten Werte erreicht.

Die globale Verteilung des Bedeckungsgrads der Kondensstreifenzirren stimmt mit den Ergebnissen von Burkhardt and Kärcher (2011) überein, die absoluten Werte sind jedoch größer. Aufgrund der Beschränkung auf Kondensstreifenzirren mit einer optischen Dicke größer

0.02 hat sich der globale Mittelwert des Bedeckungsgrads im Vergleich zur vorangegangenen Studie mehr als verdoppelt. Dies liegt vor allem daran, dass die optische Dicke der Kondensstreifenzirren in Hauptflugverkehrsgebieten durch die Berücksichtigung der Eispartikelanzahldichte und die geänderten mikrophysikalischen Prozesse größer geworden ist. Der jahreszeitliche Verlauf des global überlappten Bedeckungsgrads wurde mit Satellitendaten verglichen und zeigte gute Übereinstimmungen.

Für den Strahlungsantrieb ergab sich aus dem 10-Jahreslauf ein Wert von 29 mW/m^2 . Dieser setzt sich aus dem langwelligen (63 mW/m^2) und kurzwelligen Anteil (-34 mW/m^2) zusammen. Die absoluten Werte des langwelligen und kurzwelligen Strahlungsantriebs sind größer als in Burkhardt and Kärcher (2011) wegen des größeren Bedeckungsgrads und der größeren optischen Dicke. Wegen der höheren Kompensation des langwelligen Anteils durch den kurzwelligen ist der Wert des Strahlungsantriebs geringer. Dies liegt zum einen an dem veränderten Strahlungsschema, u. a. durch die Aufteilung in mehr Spektralbänder, und zum anderen daran, dass sich im Vergleich zur Studie von Burkhardt and Kärcher (2011) der Anteil der Kondensstreifenzirren, die zu einem Anstieg des Bedeckungsgrads der natürlichen Wolken führen, vergrößert hat. Das bedeutet, dass ein größerer Anteil der Kondensstreifenzirren in Abwesenheit bzw. nicht in direkter Nachbarschaft von natürlichen Wolken auftritt. Befinden sich Kondensstreifenzirren oberhalb natürlicher Wolken, reduziert sich der solare Anteil des Strahlungsantriebs in bestimmten Fällen relativ gesehen mehr als der langwellige Anteil. Dadurch sinkt die Kompensation.

In einer idealisierten Mitigationsstudie wurden die Folgen einer geringeren emittierten Rußpartikelanzahl aufgrund der Verwendung alternativer Treibstoffe mit einer daraus folgenden geringeren Eispartikelanzahl bei der Bildung der Kondensstreifen untersucht. Durch die Reduktion der Eispartikelanzahl erwartet man eine Änderung der mikrophysikalischen Eigenschaften der Kondensstreifenzirren und möglicherweise eine Änderung der Lebenszeiten von Kondensstreifenzirren und der optischen Dicke. Beides hat einen Einfluss auf den Strahlungsantrieb. Es zeigte sich, dass die Eispartikel insgesamt weniger Eis binden - der Eiswassergehalt in den Kondensstreifenzirren ist kleiner. Aber im Mittel können die Eispartikel jeweils mehr Feuchte aufnehmen und sind größer als in der Referenzstudie. Dadurch verringert sich die optische Dicke; wegen der großen Anzahl sehr kleiner optischer Dicken ist die Änderung aber nicht signifikant.

Es hat sich herausgestellt, dass die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren im Allgemeinen nicht verkürzt ist. Der Bedeckungsgrad der optisch dickeren Kondensstreifenzirren verringert sich dagegen deutlich, vor allem in den Gebieten, in die die Kondensstreifenzirren größtenteils transportiert werden. Das bedeutet, dass die Kondensstreifenzirren im Laufe ihrer Lebenszeit schneller optisch dünn werden. Dies geschieht durch eine früher einsetzende Sedimentation der Eispartikel.

Insgesamt ist der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren mit reduzierter initialer Eispartikelanzahldichte um fast 60% kleiner als in der Referenzstudie. Sie beträgt noch etwa 12 mW/m^2 .

Ausblick

Im Folgenden wird auf nötige Verbesserungen im Bereich der Parametrisierung der natürlichen Zirren in Klimamodellen aufmerksam gemacht. Die Entwicklung eines prognostischen Bedeckungsgrads für natürliche Wolken würde eine konsistentere Parametrisierung der Wolken ermöglichen. Die mikrophysikalischen Eigenschaften wären zum einen fester mit dem

Bedeckungsgrad ihrer Wolken verbunden und zum anderen könnte der neue Bedeckungsgrad konsistent mit der Möglichkeit einer gitter-gemittelte Eisübersättigung entwickelt werden. Dies würde die Darstellung mikrophysikalischer und optischer Eigenschaften insbesondere der Eiswolken weiter verbessern. Außerdem wird, wie schon beschrieben, im Moment nur eine Zunahme der Bewölkung durch Kondensstreifenzirren simuliert. Der Bedeckungsgrad der natürlichen Zirren wird nur durch die Veränderung der Feuchte durch Kondensstreifenzirren verändert. Wenn der Bedeckungsgrad der natürlichen Zirren zusätzlich zu dem der Kondensstreifenzirren prognostisch wäre, wäre es möglich, dass Kondensstreifenzirren natürliche Zirren im Modell verdrängen können. Dies würde nicht zu einer Vergrößerung der Bewölkung führen, aber womöglich zu einer Veränderung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften.

Der zweite Punkt ist die Kühlrate, welche für die Bildung von Eisparkeln in natürlichen Zirren als Antrieb wichtig ist. Sie bestimmt, wie viele Eisparkel bei der Neubildung der Zirren sowie bei der Sekundärnukleation in existierenden Zirren entstehen. Zum einen ist die subgridskalige Variabilität der Kühlrate in der Parametrisierung noch nicht berücksichtigt, zum anderen ist das angewendete Mittel, vor allem der turbulenten kinetischen Energie, TKE, nur schlecht parametrisiert. Der Vergleich der Eisparkelanzahldichte in natürlichen Zirren mit Flugzeugmessungen zeigte, dass noch Fehler im Modell auftreten. Anhand der Mitigationsstudie, in welcher die Eisparkelanzahldichte von Kondensstreifenzirren verändert wurde, wurde gezeigt, wie wichtig diese Größe für die Entwicklung und Wirkung von Eiswolken sein kann.

Wie mittels der Mitigationsstudie gezeigt wurde, sind die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften und damit die Klimawirkung der Kondensstreifenzirren stark von der initialen Eisparkelanzahldichte abhängig. In dieser Studie wurde ein fester Wert in Anlehnung an Messungen bei der Bildung von Kondensstreifenzirren angenommen. In der Realität ist die initiale Eisparkelanzahldichte sehr variabel unter anderem in Abhängigkeit von Temperatur, Druck, Turbulenz und Anzahl der emittierten Rußpartikel. Aus diesem Grund fehlt im Moment noch eine Parametrisierung, welche in Abhängigkeit der meteorologischen Bedingungen und des Rußemissionsindex der Flugzeuge die Eisparkelanzahldichte bei der Bildung der Kondensstreifenzirren angibt. Zusätzlich dazu sollte der Verlust an Eisparkeln in der Wirbelphase in Abhängigkeit der Umgebungsbedingungen und der Flugzeugeigenschaften miteinbezogen werden.

Ein weiterer Punkt ist die Benutzung des Strahlungsschemas für die Berechnung der Klimawirkung von Kondensstreifenzirren. Bis jetzt wurde die Parametrisierung der optischen Dicke von jener für die natürlichen Zirren übernommen. In Kondensstreifenzirren sind jedoch die Eisparkelgrößen im Mittel kleiner als in natürlichen Zirren. In der vorhandenen Parametrisierung wird die Größe der Eisparkel auf mindestens $10 \mu\text{m}$ gesetzt. Das bedeutet, im Moment fehlt ein Strahlungsschema, welches auch für kleinere Eisparkel anwendbar ist. Wie sich die Berücksichtigung kleinerer Partikelgrößen auf die Berechnung der Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren im Modell auswirkt, muss noch untersucht werden. Außerdem kann die Änderung der mittleren Eisparkelgröße infolge der Verwendung alternativer Treibstoffe, die sich aber unterhalb der $10 \mu\text{m}$ abspielt, nicht in den Berechnungen der Klimawirkung berücksichtigt werden.

Die Mitigationsstudie in dieser Arbeit besteht aus einer pauschalen Verringerung der initialen Eisparkelanzahldichte um 80%, aus welcher eine Reduzierung der globalen Klimawirkung der Kondensstreifenzirren um knapp 60% resultiert. Es stellt sich die Frage, ob diese Veränderungen einen linearen Zusammenhang haben. Dies könnte durch Sensitivitätsstudien mit

verschiedenen Reduzierungen der initialen Eispartikelanzahldichte weiter untersucht werden. Desweiteren ist zu beachten, dass sich neben dem Einsatz von alternativen Treibstoffen, in zukünftigen Flugzeugen auch die Effizienz, der Wasserdampfausstoß sowie die Flughöhe verändern können. Eine Steigerung der Effizienz bewirkt, dass sich Kondensstreifenzirren bei höheren Temperaturen, also in niedrigeren Höhen bilden können (Schumann, 1996). In Sausen et al., 1998 wurde abgeschätzt, dass sich mit einer Verbesserung der Effizienz um 0.1, das Gebiet, in welchem sich Kondensstreifenzirren bilden können, um 10% vergrößert. Auch der Wasserdampfausstoß kann sich in neueren Flugzeugtypen ändern. Um das zu berücksichtigen, müssen die Parameter, von welchen das Schmidt-Appleman-Kriterium abhängt, neu bestimmt werden. Und zu guter Letzt werden neue Flugzeuge meist für höhere Fluglevel entwickelt. Durch Erstellung eines geeigneten Flugkatasters kann dies im Modell berücksichtigt werden. Um einen Gesamteindruck über die Auswirkung von alternativen Treibstoffen im Luftverkehr zu bekommen, sollten diese Änderungen idealerweise simultan im Modell berücksichtigt werden.

Zusammenfassend ist die in dieser Arbeit entwickelte Zwei-Momenten-Mikrophysik für Kondensstreifenzirren ein wichtiger Schritt zu einer realistischeren Darstellung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Kondensstreifenzirren. Deswegen sind noch weitere Entwicklungen in dieser Richtung notwendig. Die Mitigationsstudie hat gezeigt, dass eine geringere Anzahl emittierter Rußpartikel aufgrund der Verwendung alternativer Treibstoffe die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren bedeutend verringern kann. Auch in diesem Bereich sollten noch weitere Studien folgen.

A Symbole und Abkürzungen

Symbol	Definition	Einheit
A	Grundflächen der Gitterbox	m^2
A_{cc}	Querschnittsfläche eines Kondensstreifens senkrecht zur Flugrichtung	m^2
ASR	zur Erde gerichtete, solare Netto-Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre	W/m^2
b_{ci}	Bedeckungsgrad natürlicher Zirren	
b_{vol}	Volumenbedeckungsgrad der Kondensstreifenzirren	
b_{sprd}	gescherter Bedeckungsgrad der Kondensstreifenzirren	
B_{co}	potentieller Bedeckungsgrad neugebildeter Kondensstreifen	
B_{cc}	potentieller Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad	
D	Flugdistanz bzw. Diffusionskoeffizient	m bzw. ohne
D_v	vertikaler Diffusionskoeffizient	m^2/s
C	Aufnahmefähigkeit von Wassermolekülen	
c_p	Wärmekapazität bei konstantem Druck	$kg\ m^2/(s^2K)$
EI_{H_2O}	Emissionsindex für Wasserdampf	kg/kg_{fuel}
EI_{soot}	Emissionsindex für Rußpartikelanzahl	kg_{fuel}^{-1}
F	Treibstoffverbrauch der Flugzeuge bzw. Bestrahlungsstärke	kg bzw. W/m^2
F_{net}	Netto-Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre	W/m^2
G	Steigung der Vermischungsgraden zwischen Abgas- und Umgebungsluft	Pa/K
h	mittlere Dicke der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox	m
IWP	Eiswasserpfad	g/m^2
L	mittlere Länge der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox	m
LCF	langwelliger Strahlungsantrieb durch Wolken	W/m^2
LWP	Flüssigwasserpfad	g/m^2
M	Wasserdampfausstoß des Flugzeugs	kg
n_{ci}	Eispartikelanzahldichte in natürlichen Zirren	$\#/m^3$
n_{co}	Eispartikelanzahldichte neugebildeter Kondensstreifen	$\#/m^3$
n_{cc}	Eispartikelanzahldichte in Kondensstreifenzirren	$\#/m^3$
OLR	von der Erde weggerichtete, langwellige Netto-Bestrahlungsstärke am oberen Rand der Atmosphäre	W/m^2
p	Luftdruck	hPa
p_w	Partialdruck von Wasserdampf	hPa

Symbol	Definition	Einheit
p_{sat}	Sättigungsdampfdruck von Wasser über einer ebenen Eisfläche	hPa
P	Niederschlagsrate	mm/d
q	gitter-gemittelte Feuchte	kg/m ³
q_{co}	Eiswassergehalt neugebildeter Kondensstreifenzirren	mg/m ³
q_{cc}	Eiswassergehalt der Kondensstreifenzirren	mg/m ³
q_{ci}	Eiswassergehalt natürlicher Zirren	mg/m ³
q_{cl}	Flüssigwassergehalt natürlicher Wolken	mg/m ³
q_{diff}	Differenz zwischen der gitter-gemittelten Feuchte und Sättigungsfeuchte	kg/m ³
q_s	gitter-gemittelte Feuchte bei Sättigung	kg/m ³
Q	spezifische Verbrennungswärme im Flugzeug	J/mol
Q_{ext}	Extinktionseffizienz	
r	relative Feuchte	
r_{ci}	kritische relative Feuchte für Bildung von Zirren im Modell	
r_{co}	kritische relative Feuchte zur Bildung von Kondensstreifen im Modell	
r_{cc}	kritische relative Feuchte für Bildung von Kondensstreifenzirren im Modell	
r_{eff}	Effektivradius	μm
r_{nuc}	relative Feuchte bei homogener Gefriergrenze	
r_{sat}	relative Feuchte bei Sättigung	
r_{SAC}	kritische relative Feuchte für das Schmidt-Appleman-Kriterium	
r_{vol}	Volumenradius	μm
s	Scherungskoeffizient	s ⁻¹
SCF	kurzwelliger Strahlungsantrieb durch Wolken	W/m ²
t	Zeit	s
T	Lufttemperatur	K
T_{SAC}	kritische Temperatur für das Schmidt-Appleman-Kriterium	K
TKE	turbulente kinetische Energie	m ² /s ²
u	Komponente des Windfelds	m/s
v	Komponente des Windfelds	m/s
V	Volumen der Gitterbox	m ³
w	Vertikalgeschwindigkeit	m/s
\bar{w}	gitter-gemittelte Vertikalgeschwindigkeit	m/s
w_p	fiktive Abwärtsgeschwindigkeit für Sekundärnukleation	m/s
w_{mod}	Vertikalgeschwindigkeit für Sekundärnukleation mit Berücksichtigung präexistierender Eispartikel	m/s
W	mittlere Breite der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox	m
z	Höhe der Gitterbox	m

Symbol	Definition	Einheit
β_{ext}	Extinktionskoeffizient	1/m
γ_i	Inhomogenitätsfaktor für Zirren	
γ_r	Tuningparameter für die Regenbildung durch Autokonversion	
γ_s	Tuningparameter für die Schneebildung durch Aggregation	
ϵ	molare Masse von Wasser	kg/mol
ϵ_{ci}	Entrainmentrate von hochkonvektierenden Zirren	
η	Gesamtwirkungsgrad der Luftverkehrsflotte	
Φ	Ventilationsfaktor	
ρ	Luftdichte	kg/m ³
ρ_i	Dichte von Eis	g/m ³
σ_v^2	Varianz der Breite eines Kondensstreifens	m ²
σ_h^2	Varianz der Höhe eines Kondensstreifens	m ²
τ	optische Dicke bzw. Zeitskala	ohne bzw. s

B Glossar

Bestrahlungsstärke

Die Bestrahlungsstärke gibt den Fluss von Strahlungsenergie (dW) pro Zeit (dt) an, welcher auf eine Oberfläche trifft, bezogen auf die Größe der Fläche (dA).

$$F = \frac{d^2W}{dt dA}$$

Die Netto-Bestrahlungsstärke gibt die Differenz zwischen der nach unten und der nach oben gerichteten Bestrahlungsstärke an.

Diffusionswachstum

Das Diffusionswachstum beschreibt das Anwachsen von Eiskristallen durch die Deposition von Wassermolekülen, welche durch die Luft zum Partikel diffundieren. Die Änderung der Eismasse durch diffusives Wachstum wird wie folgt bestimmt:

$$\frac{dm_i}{dt} = m_w \cdot 4\pi \cdot D \cdot \Phi \cdot C \cdot r \cdot n_{i,sat} \cdot (S_i - 1)$$

mit der Masse eines Wassermoleküls (m_w), dem Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von Druck und Temperatur (D), der Eispartikelanzahldichte bei Sättigung ($n_{i,sat}$) und der relativen Sättigung (S_i). Die Korrektur durch den Ventilationsfaktor (Φ) berücksichtigt die veränderte Aufnahme von Wassermolekülen bei fallenden Eiskristallen und der Kapazitätsfaktor (C) bezieht die Form des Eispartikeln in die Berechnung ein. Bei kugelförmigen Partikeln ist $C = 1$.

Die Änderung des Wachstums innerhalb des Bereichs der freien Weglänge um das Eispartikel kann vernachlässigt werden, wenn der Radius des Eispartikels viel größer als die freie Weglänge ist.

Effektivradius

Der Effektivradius gibt physikalisch den mittleren flächengewichteten Radius der Eispartikel mit der Annahme einer bestimmten Form an. Er wird aus dem mittleren Partikelvolumen ($V(D)$) und der mittleren Projektionsquerschnittsfläche ($A(D)$) als Funktion der Partikelgröße (D) berechnet.

$$r_{eff} = \frac{3 \cdot \int V(D) n(D) dD}{4 \cdot \int A(D) n(D) dD}$$

Der Faktor $3/4$ ist so gewählt, dass für kugelförmige Partikel der Effektivradius dem Quotienten aus drittem und zweitem Moment der Eispartikelgrößenverteilung ($n(D)$) entspricht.

Emissionsindex

Der Emissionsindex gibt die Masse oder Anzahl eines Stoffes an, welcher pro Treibstoffverbrauch vom Flugzeug ausgestoßen wird.

Extinktionseffizienz und Extinktionskoeffizient

Die Extinktionseffizienz ist ein Maß für die Schwächung der Strahlung durch Streuung und

Absorption durch ein Partikel bezogen auf die Weglänge. Sie ist definiert als der Quotient zwischen der Extinktionswirkungsquerschnittsfläche (σ_{ext}) und der geometrischen Querschnittsfläche des Partikels. Für Partikel mit sphärisch-äquivalenter Form sieht sie wie folgt aus:

$$Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi r^2}$$

Damit kann der Extinktionskoeffizient bestimmt werden, der das Potential eines Mediums mit der Größenverteilung $n(r)$ angibt, Strahlung zu streuen oder zu absorbieren.

$$\beta_{ext} = \int_0^\infty \sigma_{ext}(r) n(r) dr = \int_0^\infty Q_{ext}(r) n(r) \pi r^2 dr$$

Flugkataster

Ein Flugkataster, wie es im Klimamodell verwendet wird, gibt die Information über verschiedene Eigenschaften des Flugverkehrs in einem bestimmten Zeitintervall an einem bestimmten Ort an. Im AERO2k-Kataster wird der Wasserdampfausstoß und die geflogenen Kilometer angegeben.

Geschertter Bedeckungsgrad

Der gescherte Bedeckungsgrad gibt den Anteil der Grundfläche der Modell-Gitterbox an, welcher von Kondensstreifenzirren bedeckt ist. Er gibt damit die horizontale Abdeckung der Kondensstreifenzirren an und ist vergleichbar mit dem Bedeckungsgrad, der aus Satellitendaten abgeleitet wird.

Homogene Nukleation

Unterhalb einer Temperatur von etwa -38°C können unterkühlte Lösungstropfen (Gefrierpunktniedrigung), entstanden aus Aerosolpartikeln mit wasserlöslichen Substanzen, wie z. B. Sulfat, Nitrat oder Ammonium, gefrieren.

Kondensstreifenzirren

Persistente Kondensstreifen, die linienförmigen (jungen) sowie die daraus entstandenen älteren, die mit der Zeit meist ihre Linienförmigkeit verlieren, werden Kondensstreifenzirren genannt.

Optische Dicke

Die optische Dicke ist ein Maß, wie gut ein physikalisches Medium Strahlung einer gegebenen Wellenlänge passieren lässt. Sie errechnet sich durch Integration des Extinktionskoeffizienten (β_{ext}) über den Weg, den die Strahlung zurücklegt.

$$\tau = \int_0^z \beta_{ext} dz$$

Potentieller Bedeckungsgrad

Der potentielle Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad gibt den Anteil der Gitterbox an, in welcher die Luft übersättigt ist, damit Kondensstreifen existieren können. Der potentielle Kondensstreifen-Bedeckungsgrad gibt den Anteil der Gitterbox an, in welchem persistente Kondensstreifen entstehen können, da das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist und die Luft eisübersättigt ist. Der potentielle Kondensstreifen-Bedeckungsgrad ist kleiner gleich dem potentiellen Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad.

Sättigungsadjustment

Innerhalb der Wolke wird die Feuchte oberhalb der Sättigung deponiert. Durch das Sättigungsadjustment kann die gitter-gemittelte Feuchte den Wert 1 nicht überschreiten und es kann keine gitter-gemittelte Übersättigung auftreten.

Schmidt-Appleman-Kriterium

Das Schmidt-Appleman-Kriterium ist ein thermodynamisches Kriterium für die Entstehung von Kondensstreifen. Es muss während des Vermischungsprozesses zwischen der heißen Abgasluft des Flugzeugs und der kalten Umgebungsluft ein Zustand der Übersättigung bezüglich Flüssigwasser durchlaufen werden.

Sekundärnukleation

Sekundärnukleation benennt die Nukleation von Eispartikel unter Vorhandensein von prä-existierendem Eis. Die prä-existierenden Eispartikel reduzieren durch ihr Depositionswachstum den zur Verfügung stehende Wasserdampf und verringern dadurch die Sekundärnukleation oder unterdrücken sie ganz.

Strahlungsantrieb

Der Strahlungsantrieb ist ein Maß für die Veränderung der Energiebilanz der Erde durch externe Faktoren. Er wird in dieser Arbeit als Metrik verwendet, um die Klimawirkung von Kondensstreifenzirkeln zu bestimmen.

Volumenbedeckungsgrad

Der Volumenbedeckungsgrad gibt den Anteil des Volumens der Modell-Gitterbox an, welcher von Kondensstreifenzirkeln ausgefüllt ist.

Literaturverzeichnis

- Adler, R.F., Huffman, G.J., Chang, A., Ferraro, R., Xie, P., Janowiak, J., Rudolf, B., Schneider, U., Curtis, S., Bolvin, D., Gruber, A., Susskind, J., Arkin, P. and Nelkin, E. The Version-2 Global Precipitation Climatology Project (GPCP) Monthly Precipitation Analysis (1979-Present). *Journal of Hydrometeorology*, 4(6):1147–1167, 2003.
- Anderson, B.E., Beyersdorf, A.J., Hudgins, C.H., Plant, J.V., Thornhill, K.L., Winstead, E.L., Ziemba, L.D., Howard, R., Corporan, E., Miake-Lye, R.C., Herndon, S.C., Timko, M., Woods, E., Dodds, W., Lee, B., Santoni, G., Whitefield, P., Hagen, D., Lobo, P., Knighton, W.B., Bulzan, D., Tacina, K., Wey, C., Vander Wal, R., Bhargava, A., Kinsey, J. and Liscinsky, D.S. Alternative Aviation Fuel Experiment (AAFEX). *NASA/TM 2011-217059*, 408 pp., 2011.
- Appleman, H. The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 34(1):14–20, 1953.
- Bakan, S., Betancor, M., Gayler, V. and Grassl, H. Contrail frequency over Europe from NOAA satellite images. *Annales Geophysicae*, 12:962–968, 1994.
- Barkstrom, B.R. The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 65:1170–1185, 1984.
- Bedka, S.T., Minnis, P., Duda, D.P., Chee, T.L. and Palikonda, R. Properties of linear contrails in the Northern Hemisphere derived from 2006 Aqua MODIS observations. *Geophysical Research Letters*, 40:772–777, 2013. doi: 10.1029/2012GL054363.
- Bodas-Salcedo, A., Webb, M. J., Bony, S., Chepfer, H., Dufresne, J., Klein, S.A., Zhang, Y., Marchand, R., Haynes, J.M., Pincus, R. and John, V.O. Cosp: Satellite simulation software for model assessment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 92(8): 1023–1043, 2011.
- Brewer, A.W. Condensation trails. *Weather*, 1(2):34–40, 1946.
- Brinkop, S. and Roeckner, E. Sensitivity of a general circulation model to parameterizations of cloud-turbulence interactions in the atmospheric boundary layer. *Tellus*, 47A:197–220, 1995.
- Burkhardt, U. and Kärcher, B. Process-based simulation of contrail cirrus in a global climate model. *Journal of Geophysical Research*, 114:D16201, 2009. doi: 10.1029/2008JD011491.
- Burkhardt, U. and Kärcher, B. Global radiative forcing from contrail cirrus. *Nature Climate Change*, 1:54–58, 2011. doi: 10.1038/NCLIMATE1068.
- Burkhardt, U., Kärcher, B., Ponater, M., Gierens, K. and Gettelman, A. Contrail cirrus supporting areas in model and observations. *Geophysical Research Letters*, 35:L16808, 2008. doi: 10.1029/2008GL034056.

- Carleton, A.M., Travis, D. J., Master, K. and Vezhapparambu, S. Composite atmospheric environments of jet contrail outbreaks for the united states. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47(2):641–667, 2008.
- Chen, C.-C. and Gettelman, A. Simulated radiative forcing from contrails and contrail cirrus. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 13:10939–10959, 2013. doi: 10.5194/acpd-13-10939-2013.
- Chen, C.-C., Gettelman, A., Craig, C., Minnis, P. and Duda, D.P. Global contrail coverage simulated by CAM5 with the inventory of 2006 global aircraft emissions. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 4(4), 2012.
- Chepfer, H., Bony, S., Winker, D., Chiriaco, M., Dufresne, J.-L. and S’eze, G. Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model. *Geophysical Research Letters*, 35, 2008.
- Chepfer, H., Bony, D., Winker, D., Cesana, G., Dufresne, J.L., Minnis, P., Stubenrauch, C.J. and Zeng, S. The GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (CALIPSO-GOCCP). *Journal of Geophysical Research*, 115, 2010.
- DeMott, P.J., Rogers, D.C. and Kreidenweis, S.M. The susceptibility of ice formation in upper tropospheric clouds to insoluble aerosol components. *Journal of Geophysical Research*, 102(16):19575–19584, 1997.
- Duda, D., Minnis, P., Khlopenkov, K., Chee, T.L. and Boeke, R. Estimation of 2006 northern hemisphere contrail coverage using modis data. *Geophysical Research Letters*, 40:612–617, 2013. doi: 10.1002/grl.50097.
- Dürbeck, T. and Gerz, T. Dispersion of aircraft exhausts in the free atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 101(D20):26007–26016, 1996.
- Febvre, G., Gayet, J., Minikin, A., Schlager, H., Shcherbakov, V., Jourdan, O., Busen, R., Fiebig, M., Kärcher, B. and Schumann, U. On optical and microphysical characteristics of contrails and cirrus. *Journal of Geophysical Research D: Atmospheres*, 114(2), 2009. doi: 10.1029/2008JD010184.
- Ferraro, R.R., Weng, F., Grody, N. C. and Basist, A. An eight-year (1987-1994) time series of rainfall, clouds, water vapor, snow cover, and sea ice derived from SSM/I measurements. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(5):891–905, 1996.
- Fichter, C., Marquart, S., Sausen, R. and Lee, D.S. The impact of cruise altitude on contrails and related radiative forcing. *Meteorologische Zeitschrift*, 14(4):563–572, 2005.
- Freudenthaler, V. Optical parameters of contrails from lidar measurements: Linear depolarization. *Geophysical Research Letters*, 23(25):3715–3718, 1996.
- Freudenthaler, V., Homburg, F. and Jäger, H. Contrail observations by ground-based scanning lidar: cross-sectional growth. *Geophysical Research Letters*, 22:3501–3504, 1995.
- Fu, Q., Carlin, B. and Mace, G. Cirrus horizontal inhomogeneity and OLR bias. *Geophysical Research Letters*, 27(20):3341–3344, 2000.

- Gayet, J., Ovarlez, J., Shcherbakov, V., Ström, J., Schumann, U., Minikin, A., Auriol, F., Petzold, A. and Monier, M. Cirrus cloud microphysical and optical properties at southern and northern midlatitudes during the INCA experiment. *Journal of Geophysical Research*, 109(20):D20206 1–13, 2004.
- Gayet, J.-F., Febvre, G., Brogniez, G., Chepfer, H., Renger, W. and Wendling, P. Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 october 1989. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(1):126–138, 1996.
- Gayet, J.-F., Shcherbakov, V., Mannstein, H., Minikin, A., Schumann, U., Ström, J., Petzold, A., Ovarlez, J. and Immler, F. Microphysical and optical properties of midlatitude cirrus clouds observed in the southern hemisphere during INCA. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 132(621):2719–2748, 2006.
- Gehlot, S. and Quaas, J. Convection-climate feedbacks in the ECHAM5 general circulation model: Evaluation of cirrus cloud life cycles with ISCCP satellite data from a lagrangian trajectory perspective. *Journal of Climate*, 25(15):5241–5259, 2012.
- Gierens, K., Schumann, U., Helten, M., Smit, H. and Marenco, A. A distribution law for relative humidity in the upper troposphere and lower stratosphere derived from three years of MOZAIC measurements. *Annales Geophysicae*, 17(9):1218–1226, 1999.
- Greenwald, T.J., Stephens, G.L., Vonder Haar, T.H. and Jackson, D. L. A physical retrieval of cloud liquid water over the global oceans using special sensor microwave/imager (SSM/I) observations. *Journal of Geophysical Research*, 98(D10):18,471–18,488, 1993.
- Gregory, D., Wilson, D. and Bushell, A. Insights into cloud parameterization provided by a prognostic approach. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128:1485–1504, 2002.
- Hahn, C.J., Warren, S.G. and London, J. Climatological data for clouds over the globe from surface observations, 1982-1991: The total cloud edition. *Technical Report Oak Ridge, TN, USA Oak Ridge National Laboratory, ORNL/CDIAC-72-NDP-026A*, 1994.
- Hansen, J., Sato, M. and Ruedy, R. Radiative forcing and climate response. *Journal of Geophysical Research*, 102(D6):6831–6864, 1997.
- Hendricks, J., Krcher, B. and Lohmann, U. Effects of ice nuclei on cirrus clouds in a global climate model. *Journal of Geophysical Research*, 116(18), 2011.
- Heymsfield, A. and Iaquina, J. Cirrus crystal terminal velocities. *Journal of Atmospheric Sciences*, 57:916–938, 2000.
- Heymsfield, A., Baumgardner, D., DeMott, P., Forster, P., Gierens, K. and Kärcher, B. Contrail microphysics. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(4):465–472, 2010.
- ICAO, . Environmental report 2007. *Environmental Unit of the International Civil Aviation Organization*, pages 1–231, 2007.
- Iwabuchi, H., Yang, P., Liou, K.N. and Minnis, P. Physical and optical properties of persistent contrails: Climatology and interpretation. *Journal of Geophysical Research*, 117:D06215, 2012. doi: 10.1029/2011JD017020.

- Jensen, E.J., Lawson, R.P., Bergman, J.W., Pfister, L., Bui, T.P. and Schmitt, C.G. Physical processes controlling ice concentrations in synoptically forced, midlatitude cirrus. *Journal of Geophysical Research*, 118:1–13, 2013.
- Joos, H., Spichtinger, P., Lohmann, U., Gayet, J. and Minikin, A. Orographic cirrus in the global climate model ECHAM5. *Journal of Geophysical Research D: Atmospheres*, 113(18), 2008.
- Kiehl, J.T. and Trenberth, K.E. Earth's annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(2):197–208, 1997.
- King, M.D., Menzel, W.P., Kaufman, Y.J., Tanré, D., Gao, B., Platnick, S., Ackerman, S.A., Remer, L.A., Pincus, R. and Hubanks, P.A. Cloud and aerosol properties, precipitable water, and profiles of temperature and water vapor from modis. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(2):442–458, 2003.
- Koop, T. Homogeneous nucleation in water and aqueous systems. *Zeitschrift für physikalische Chemie*, 218, 2004.
- Koop, T., Luo, B., A., Tsias and Peter, T. Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. *Nature*, 406:611–614, 2000.
- Korolev, A.V., Emery, E.F., Strapp, J.W., Cober, S.G., Isaac, G.A., Wasey, M. and Marcotte, D. Small ice particles in tropospheric clouds: Fact or artifact? Airborne icing instrumentation evaluation experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 92(8): 967–973, 2011.
- Krämer, M., Schiller, C., Afchine, A., Bauer, R., Gensch, I., Mangold, A., Schlicht, S., Spelten, N., Sitnikov, N., Borrmann, S., de Reus, M. and Spichtinger, P. Ice supersaturation and cirrus cloud crystal numbers. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9:3505–3522, 2009.
- Kärcher, B. Simulating gas-aerosol-cirrus interactions: Process-oriented microphysical model and applications. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 3(5):1645–1664, 2003.
- Kärcher, B. and Lohmann, U. A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols. *Journal of Geophysical Research*, 107, 2002.
- Kärcher, B. and Spichtinger, P. Cloud-controlling factors of cirrus. In Heintzenberg, J. and Charlson, R.J., editors, *Clouds in the Perturbed Climate System: Their Relationship to Energy Balance, Atmospheric Dynamics, and Precipitation*, pages 235–268, Strüngmann Forum Reports, vol. 2, Cambridge, MA, MIT Press, 2009.
- Kärcher, B. and Voigt, C. Formation of nitric acid/water ice particles in cirrus clouds. *Geophysical Research Letters*, 33:L08806, 2006. doi: 10.1029/2006GL025927.
- Kärcher, B. and Yu, F. Role of aircraft soot emissions in contrail formation. *Geophysical Research Letters*, 36:L01804, 2009. doi: 10.1029/2008GL036649.
- Kärcher, B., Peter, T., Biermann, U.M. and Schumann, U. The initial composition of jet condensation trails. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(21):3066–3083, 1996.

- Kärcher, B., Busen, R., Petzold, A., Schröder, F. P., Schumann, U. and Jensen, E.J. Physicochemistry of aircraft-generated liquid aerosols, soot, and ice particles 2. Comparison with observations and sensitivity studies. *Journal of Geophysical Research*, 103(D14): 17129–17147, 1998.
- Kärcher, B., Hendricks, J. and Lohmann, U. Physically based parameterization of cirrus cloud formation for use in global atmospheric models. *Journal of Geophysical Research*, 111(1), 2006.
- Kärcher, B., Burkhardt, U., Unterstrasser, S. and Minnis, P. Factors controlling contrail cirrus optical depth. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9:6229–6254, 2009.
- Kästner, M., Meyer, R. and Wendling, P. Influence of weather conditions on the distribution of persistent contrails. *Meteorological Applications*, 6(03):261–271, 1999.
- Lamquin, N., Stubenrauch, C.J., Gierens, K., Burkhardt, U. and Smit, H. A global climatology of upper-tropospheric ice supersaturation occurrence inferred from the atmospheric infrared sounder calibrated by MOZAIC. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12:381–405, 2012.
- Land, C., Ponater, M., Sausen, R. and Roeckner, E. The ECHAM4.L39(DLR) atmosphere GCM - Technical description and model climatology. *DLR-FB 1999-31*, 45 pp., Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Cologne, Germany, 1999.
- Lee, D.S., Fahey, D.W., Forster, P.M., Newton, P.J., Wit, R.C.N., Lim, L.L., Owen, B. and Sausen, R. Aviation and global climate change in the 21st century. *Atmospheric Environment*, 43(22-23):3520–3537, 2009.
- Lewellen, D.C. and Lewellen, W.S. The effects of aircraft wake dynamics on contrail development. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(4):390–406, 2001.
- Loeb, N.G., Wielicki, B.A., Doelling, D.R., Smith, G.L., Keyes, D.F., Kato, S., Manalo-Smith, N. and Wong, T. Toward optimal closure of the earth's top-of-atmosphere radiation budget. *Journal of Climate*, 22(3):748–766, 2009.
- Lohmann, U. and Ferrachat, S. Impact of parametric uncertainties on the present-day climate and on the anthropogenic aerosol effect. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10:11373–11383, 2010.
- Lohmann, U. and Kärcher, B. First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, 107, 2002.
- Lohmann, U. and Roeckner, E. Design and performance of a new cloud microphysics scheme developed for the ECHAM general circulation model. *Climate Dynamics*, 12:557–572, 1996.
- Lohmann, U., Stier, P., Hoose, C., Ferrachat, S., Kloster, S., Roeckner, E. and Zhang, J. Cloud microphysics and aerosol indirect effects in the global climate model ECHAM5-HAM. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(13):3425–3446, 2007.

- Lohmann, U., Spichtinger, P., Heidt, S., Peter, T. and Smit, H. Cirrus clouds and ice supersaturation regions in a global climate model. *Environmental Research Letters*, 3, 2008.
- Mannstein, H., Meyer, R. and Wendling, P. Operational detection of contrails from NOAA-AVHRR-data. *International Journal of Remote Sensing*, 20(8):1641–1660, 1999.
- Mannstein, H., Brömser, A. and Bugliaro, L. Ground-based observations for the validation of contrails and cirrus detection in satellite imagery. *Atmospheric Measurement Techniques*, 3(3):655–669, 2010.
- Marquart, S. and Mayer, B. Towards a reliable GCM estimation of contrail radiative forcing. *Geophysical Research Letters*, 29(8):20–1, 2002.
- Marquart, S., Ponater, M., Mager, F. and Sausen, R. Future development of contrail cover, optical depth, and radiative forcing: Impacts of increasing air traffic and climate change. *Journal of Climate*, 16(17):2890–2904, 2003.
- McFarquhar, G.M., Heymsfield, A.J., Spinhirne, J. and Hart, B. Thin and subvisual tropopause tropical cirrus: Observations and radiative impacts. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(12):1841–1853, 2000.
- Meerkötter, R., Schumann, U., Doelling, D.R., Minnis, P., Nakajima, T. and Tsushima, Y. Radiative forcing by contrails. *Annales Geophysicae*, 17:1080–1094, 1999.
- Meyer, R., Mannstein, H., Meerkötter, R., Schumann, U. and Wendling, P. Regional radiative forcing by line-shaped contrails derived from satellite data. *Journal of Geophysical Research*, 107(D10):4104, 2002. doi: 10.1029/2001JD000426.
- Meyer, R., Buell, R., Leiter, C., Mannstein, H., Pechtl, S., Oki, T. and Wendling, P. Contrail observations over Southern and Eastern Asia in NOAA/AVHRR data and comparisons to contrail simulations in a GCM. *International Journal of Remote Sensing*, 28:2049–2069, 2007.
- Minnis, P. Contrails. *Encyclopedia of Atmospheric Science*, 2003.
- Minnis, P., Young, D.F., Garber, D.P., Nguyen, L., Smith Jr., W. L. and Palikonda, R. Transformation of contrails into cirrus during SUCCESS. *Geophysical Research Letters*, 25:1157–1160, 1998.
- Minnis, P., Schumann, U., Doelling, D.R., Gierens, K. and Fahey, D.W. Global distribution of contrail radiative forcing. *Geophysical Research Letters*, 26:1853–1856, 1999.
- Minnis, P., Ayers, J. K., Palikonda, R. and Phan, D. Contrails, cirrus trends, and climate. *Journal of Climate*, 17(8), 2004.
- Minnis, P., Palikonda, R., Walter, B.J., Ayers, J.K. and Mannstein, H. Contrail properties over the eastern North Pacific from AVHRR data. *Meteorologische Zeitschrift*, 14:515–523, 2005.
- Minnis, P., Bedka, S.T., Duda, D.P., Bedka, K.M., Chee, T., Ayers, J.K., Palikonda, R., Spangenberg, D.A., Khlopenkov, K.V. and Boeke, R. Linear contrail and contrail cirrus properties determined from satellite data. *Geophysical Research Letters*, 40:3220–3226, 2013. doi: 10.1002/grl.50569.

- Myrhe, G. and Stordal, F. On the tradeoff of the solar and thermal infrared impact of contrails. *Geophysical Research Letters*, 28:3119–3122, 2001.
- Nam, C.C.W. and Quaas, J. Evaluation of clouds and precipitation in the ECHAM5 general circulation model using CALIPSO and cloudsat satellite data. *Journal of Climate*, 25(14): 4975–4992, 2012.
- Newinger, C. Einfluss des Tagesgangs des Luftverkehrs auf Bedeckungsgrad und Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren. *Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München*, 2010.
- Palikonda, R., Minnis, P., Duda, D.P. and Mannstein, H. Contrail coverage derived from AVHRR data over continental United States of America and surrounding areas. *Meteorologische Zeitschrift*, 14:525–536, 2005.
- Petzold, A., Döpelheuer, A., Brock, C. A. and Schröder, F. In situ observations and model calculations of black carbon emission by aircraft at cruise altitude. *Journal of Geophysical Research D: Atmospheres*, 104(D18):22171–22181, 1999.
- Ponater, M., Marquart, S. and Sausen, R. Contrails in a comprehensive global climate model: Parameterization and radiative forcing results. *Journal of Geophysical Research*, 107(D13):941–960, 2002. doi: 10.1029/2001JD000429.
- Pruppacher, H. and Klett, J. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publisher, 1996.
- Rap, A., Forster, P.M., Jones, A., Boucher, O., Haywood, J.M., Bellouin, N. and De Leon, R.R. Parameterization of contrails in the UK Met Office climate model. *Journal of Geophysical Research D: Atmospheres*, 115(10), 2010.
- Roeckner, E., Bäuml, G., Bonaventura, L., Brokopf, R., Esch, M., Giorgetta, M., Hagemann, S., Kirchner, I., Kornblueh, L., Manzini, E., Rhodin, A., Schlese, U., Schulzweida, U. and Tompkins, A. The atmospheric general circulation model ECHAM5. Part 1 - Model description. *Max-Planck-Inst. Meteorol. Rep. 349*, 90 pp., Hamburg, Germany, 2003.
- Roeckner, E., Brokopf, R., Esch, M., Giorgetta, M. A., Hagemann, S., Kornblueh, L., Manzini, E., Schlese, U. and Schulzweida, U. Sensitivity of simulated climate to horizontal and vertical resolution in the echam5 atmosphere model. *Journal of Climate*, 19(16): 3771–3791, 2006.
- Rossow, W.B. and Schiffer, R.A. Advances in understanding clouds from ISCCP. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80(11):2261–2287, 1999.
- Sausen, R., Gierens, K., Ponater, M. and Schumann, U. A diagnostic study of the global distribution of contrails. Part I: Present day climate. *Theor. Appl. Climatol.*, 61:127–141, 1998.
- Sausen, R., Isaksen, I., Grewe, V., Hauglustaine, D., Lee, D., Myhre, G., Köhler, M., G. and SchumannPitari, U., Stordal, F. and et al., . Aviation radiative forcing in 2000: An update on IPCC (1999). *Meteorologische Zeitschrift*, 14:555–561, 2005.

- Schiller, C., Krämer, M., Afchine, A., Spelten, N. and Sitnikov, N. Ice water content of arctic, midlatitude, and tropical cirrus. *Journal of Geophysical Research*, 113:D24208, 2008. doi: 10.1029/2008JD010342.
- Schmidt, E. Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren. *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung*, 44:1–15, 1941.
- Schröder, F., Kärcher, B., Duroure, C., Ström, J., Petzold, A., Gayet, J.F., Strauss, B., Wendling, P. and Borr, . On the transition of contrails into cirrus clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 57:464–480, 2000.
- Schumann, U. On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteorologische Zeitschrift*, 5:4–23, 1996.
- Schumann, U. *Cirrus*, chapter Contrail Cirrus, pages 231–255. Oxford University Press, New York, 2002.
- Schumann, U. Formation, properties and climatic effects of contrails. *Comptes Rendus Physique*, 6(4-5):549 – 565, 2005.
- Schumann, U. A contrail cirrus prediction model. *Geoscientific Model Development*, 5(3): 543–580, 2012.
- Schumann, U. and Graf, K. Aviation-induced cirrus and radiation changes at diurnal timescales. *Journal of Geophysical Research*, 118(5):2404–2421, 2013.
- Schumann, U., Mayer, B., Gierens, K., Unterstrasser, S., Jessberger, P., Petzold, A., Voigt, C. and Gayet, J. Effective radius of ice particles in cirrus and contrails. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(2):300–321, 2011.
- Schumann, U., Mayer, B., Graf, K. and Mannstein, H. A parametric radiative forcing model for contrail cirrus. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 51(7):1391–1406, 2012.
- Scott, N.A., Chédin, A., Armante, R., Francis, J., Stubenrauch, C., Chaboureau, J., Chevallier, F., Claud, C. and Cheruy, F. Characteristics of the TOVS Pathfinder Path-B Dataset. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80(12):2679–2701, 1999.
- Spangenberg, D.A., Minnis, P., Bedka, S. T., Palikonda, R., Duda, D.P. and Rose, F.G. Contrail radiative forcing over the northern hemisphere from 2006 aqua MODIS data. *Geophysical Research Letters*, 40(3):595–600, 2013.
- Spichtinger, P. and Gierens, K. Modelling of cirrus clouds. Part 1: Model description and validation. *Atmospheric*, 9:685–706, 2009.
- Spichtinger, P., Gierens, K., Leiterer, U. and Dier, H. Ice supersaturation in the tropopause region over Lindenberg, Germany. *Meteorologische Zeitschrift*, 12:143–156, 2003.
- Stephens, G.L. Radiation profiles in extended water clouds. ii: Parameterization schemes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(11):2123–2132, 1978.
- Stevens, B. and Feingold, G. Untangling aerosol effects on clouds and precipitation in a buffered system. *Nature*, 461(7264):607–613, 2009. doi: 10.1038/nature08281.

- Stier, P., Feichter, J., Kinne, S., Kloster, S., Vignati, E., Wilson, J., Ganzeveld, L., Tegen, I., Werner, M., Balkanski, Y., Schulz, M., Boucher, O., Minikin, A. and Petzold, A. The aerosol-climate model ECHAM5-HAM. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 5:1125–1156, 2005.
- Storelvmo, T., Kristjánsson, J.E. and Lohmann, U. Aerosol influence on mixed-phase clouds in CAM-Oslo. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(10):3214–3230, 2008.
- Stuber, N. and Forster, P. The impact of diurnal variations of air traffic on contrail radiative forcing. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7:3153–3162, 2007.
- Sundqvist, H. A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104: 677–690, 1978.
- Sundqvist, H., Berge, E. and Kristjánsson, J. E. Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model. *Monthly Weather Review*, 117:1641–1657, 1989.
- Susskind, J., Piraino, P., Rokke, L., Iredell, L. and Mehta, A. Characteristics of the TOVS Pathfinder Path A Dataset. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(7):1449–1472, 1997.
- Tompkins, A.M., Gierens, K. and Rädcl, G. Ice supersaturation in the ECMWF integrated forecast system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 133(622):53–63, 2007.
- Twomey, S.A. The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 34:1149–1152, 1977.
- Unterstrasser, S., Gierens, K. and Spichtinger, P. The evolution of contrail microphysics in the vortex phase. *Meteorologische Zeitschrift*, 17(2):145–156, 2008.
- Vázquez-Navarro, M., Mayer, B. and Mannstein, H. A fast method for the retrieval of integrated longwave and shortwave top-of-atmosphere irradiances from MSG/SEVIRI (RRUMS). *Atmospheric Measurement Techniques Discussions*, 5(4):4969–5008, 2012.
- Voigt, C., Schumann, U., Jessberger, P., Jurkat, T., Petzold, A., Gayet, J., Krmer, M., Thornberry, T. and Fahey, D.W. Extinction and optical depth of contrails. *Geophysical Research Letters*, 38(11), 2011.
- Wang, Z. and Sassen, K. Cirrus cloud microphysical property retrieval using lidar and radar measurements. Part II: Midlatitude cirrus microphysical and radiative properties. *American Meteorological Society*, 59:2291–2302, 2002.
- Weng, F. and Grody, N.C. Retrieval of cloud liquid water using the special sensor microwave imager (SSM/I). *Journal of Geophysical Research*, 99(D12):25,535–25,551, 1994.
- Wild, M. and Roeckner, E. Radiative fluxes in the ECHAM5 general circulation model. *Journal of Climate*, 19:3792–3809, 2006.
- Wyser, K. The effective radius in ice clouds. *Journal of Climate*, 11(7):1793–1802, 1998.

- Xu, K.-M. and Krueger, S.K. Evaluation of cloudiness parameterizations using a cumulus ensemble model. *Monthly Weather Review*, 119:342–367, 1991.
- Zhang, Y., Macke, A. and Albers, F. Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing. *Atmospheric Research*, 52:59–75, 1999.
- Zöger, M., Afchine, A., Eicke, N., Gerhards, M.-T., Klein, E., McKenna, D.S., Mörschel, U., Schmidt, U., Tan, V., Tuitjer, F., Woyke, T. and Schiller, C. Fast in situ stratospheric hygrometers: A new family of balloon-borne and airborne lyman alpha photofragment fluorescence hygrometers. *Journal of Geophysical Research*, 104:1807–1816, 1999.

Danksagung

Im Folgenden möchte ich mich für jede Unterstützung während der Zeit meiner Promotion bedanken.

Besonderer Dank gilt Dr. Ulrike Burkhardt für die fachliche Betreuung meiner Arbeit. Insbesondere möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die intensiven thematischen Auseinandersetzungen, die hilfreichen Anregungen zu Problemlösungen und das Verständnis in schwierigeren Zeiten bedanken.

Des Weiteren bin ich Prof. Dr. Bernd Kärcher für das starke Interesse an meiner Arbeit, die hilfreichen Diskussionen und die Bereitschaft, diese Arbeit zu begutachten, dankbar.

Mein Dank gilt auch Prof. Bernhard Meyer für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Bei Prof. Dr. Robert Sausen, Prof. Dr. Ullrich Schumann und Prof. Dr. Markus Rapp möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, die Promotion am Institut für Physik der Atmosphäre des DLR Oberpfaffenhofen in der Abteilung Dynamik der Atmosphäre zu erstellen.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre in der Abteilung bedanke ich mich bei allen Kollegen und Kolleginnen. Vielen Dank an Simone Dietmüller, die die Berechnung des Strahlungsantriebs durch Kondensstreifenzirren im Modell möglich gemacht hat. Danke für die fachliche Unterstützung an Michael Ponater, Johannes Hendricks, Klaus Gierens, Patrick Jöckel und Volker Grewe. Ein besonderer Dank geht an meine diversen Zimmerkollegen und -kolleginnen und natürlich auch an Julia, Kathrin, Simone, Phoebe, Sabine, Christine, Eleni, Theresa, Christina, Hella, Joseph, Duy, Simon, Volker, Klaus, Roland und viele andere für gute Gespräche auch jenseits der Meteorologie.

Schließlich möchte ich mich bei Renate und Andreas, Sophie und Dominik und Monika und Wilfried bedanken. Euer Interesse und eure familiäre Unterstützung besonders bei der Betreuung von Ida waren mir eine große Hilfe. Zuletzt bedanke ich mich bei Meike und Ida für ihren Rückhalt und die Ablenkung durch viel gute Laune und jede Menge ansteckendes Lachen.